



**Universidade Estadual de Campinas  
Instituto de Física “Gleb Wataghin”**

**F 609 – Tópicos de Ensino de Física I  
Relatório Final**

**Construção de uma lente de água e cone laser  
para  
mostrar propriedades da imagem**



**Aluno: Valmir Rogério Vischi RA: 011216  
Orientador: Prof. Dr. José Joaquín Lunazzi  
Coordenador: Prof. Dr. José Joaquín Lunazzi**

## 1. Introdução

O projeto pretende reunir alguns dos elementos mais comuns citados nas aulas de óptica de segundo grau, para atingir um efeito diferente e interessante forçando o observador se questionar a respeito de alguns conceitos.

Um feixe de laser vindo de um diodo laser será refletido em um espelho rotativo que causará a dispersão do feixe, formando uma imagem circular. Esta imagem aplicada a uma lente que reconstruirá a imagem pontual do laser em um anteparo.

A lente citada no projeto será desenvolvida de forma a mostrar a possibilidade de realização de lentes ópticas convergentes através da água como meio de refrator.

- **Importância didática do trabalho**

No projeto temos reunidos diversos elementos da física óptica, como espelhos, lentes e feixes luminosos.

A partir destes elementos é possível compreender melhor os conceitos apresentados nas aulas de óptica.

Poderemos fazer verificações experimentais a respeito de lentes convergentes, distâncias focal, imagens real e virtual. A idéia da refração que ocorre entre os meios pode ser bem estudada com a lente d'água.

Será interessante verificar a compreensão a respeito de fenômenos reflexivos em movimento, como o caso do espelho rotativo proposto.

- **Originalidade**

Um projeto semelhante foi realizado semestre passado pelo aluno Paulo Alexandre Yuji Okuda, porém foi utilizada uma lente de vidro convencional. No entanto a lente utilizada por ele possuía distância focal de aproximadamente 20 metros o que inviabilizava o experimento dentro da sala de aula. Com a construção da lente de água esperamos resolver este problema.

## 2. Montagem Experimental

O desenho da figura 1 mostra o esquema básico da montagem experimental.

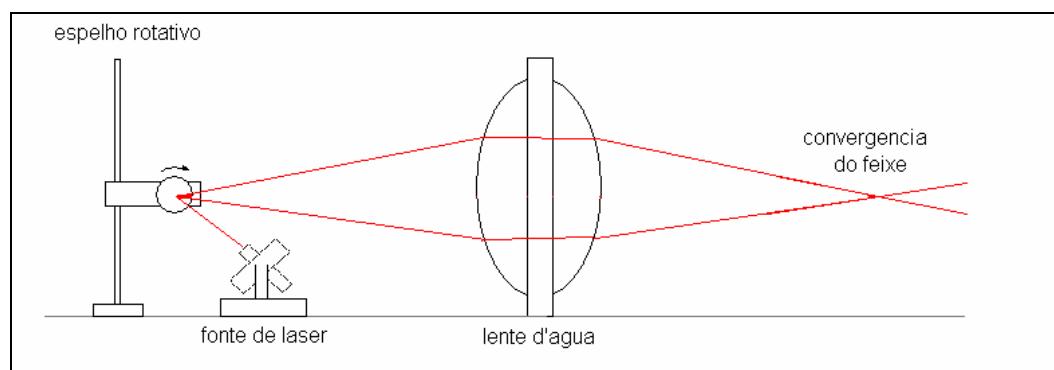


Fig. 1 – Esquema básico da montagem do experimento

De acordo com o esquema o projeto foi dividido em duas partes: a construção da lente d'água e do espelho rotativo responsável pela geração do cone laser.

Na construção da lente foram necessários os seguintes materiais:

- 2 Pratos esféricos de vidro;
- 3 Placas de madeira;
- 1 Tira de Borracha;
- 4 Parafusos;
- 4 Porcas;
- 2 Tubos de Borracha;
- Cola tipo de Sapato;
- Furadeira;
- Serra tico-tico;

O professor Lunazzi possui um par de pratos esféricos produzidos pela empresa Vidro Curvo Indústria e Comércio LTDA [1], os quais serviram de base inicial para o projeto dos suportes. Estes suportes foram desenvolvidos em madeira devido a fácil obtenção e confecção dos dispositivos.

Temos abaixo as fotos das peças que compõe a lente:



**Fig. 2 – Base Frontal do Suporte da lente.**



**Fig. 3 – Vista Frontral do vidro esférico.**



**Fig. 4 – Vista Lateral do vidro esférico.**



**Fig. 5 - Suporte intermediário e vedação.**



**Fig. 6 – Parafusos e porcas para a fixação do conjunto.**

Todas as peças de madeira foram cortadas utilizando ferramentas simples como furadeira e serra tico-tico.

A base frontal mostrada na figura 1 é composta por duas peças iguais a da foto de forma a prender as lentes como um sanduíche.

No suporte intermediário (figura 3) foi colada uma tira de borracha com cola de sapato para fazer a vedação entre as interfaces das lentes. Ainda foi feito um corte vertical, no qual será possível colocar água no interior da cavidade formada pela lente, após a montagem do dispositivo. Neste corte foram coladas também duas pequenas mangueiras que facilitam o preenchimento.



**Fig. 7 – Montagem final do conjunto**



Fig. 8 – Método de enchimento do conjunto.

Para o enchimento do conjunto é possível um simples funil que pode ser conectado a qualquer uma das duas mangueiras e duas garrafas pet cheias. Assim o volume total de água da lente é de aproximadamente quatro litros.

Na construção da outra parte da montagem, a base do espelho rotativo, foram utilizados os seguintes materiais.

- 1 Motor elétrico DC tirado de um secador de cabelos danificado;
- 1 Haste roscada M6 x 1m;
- 3 Porcas M6;
- Madeira,
- 1 Cd;
- Eliminador de pilhas;
- Peça metálica de aço que era usada com peso de papel;
- Durepox;
- Fita dupla face;
- Furadeira;
- Esmerilhadeira;

O suporte para o espelho deve permitir o ajuste da altura e ângulo do feixe do laser, além de ser firme suficiente para não apresentar vibrações durante o funcionamento, por isso é utilizado um antigo peso de papel como base e uma haste roscada para regulagem da altura, conforme figura abaixo.



**Fig. 9 – Base de sustentação do dispositivo .**



**Fig. 10 – Haste rosada.**



**Fig. 11 – Montagem do suporte.**

O suporte para a projeção do cone laser é mostrado na figura acima. Como espelho esta sendo utilizado uma parte de um CD cortado com uma serra copo por ser mais leve e assim causar menor vibração ao conjunto quando estiver girando.

O espelho é fixado ao motor através de fita dupla face que liga a parte posterior do CD a hélice do próprio secador.

A fonte de laser para a realização do experimento consiste num simples apontador como da figura 12, montado em um suporte. Para isso o experimento deve ser realizado em uma sala escura.



**Fig. 12 – Apontador Laser**



**Fig. 13 – suporte do apontador laser**

### **3. Resultados Atingidos**

Inicialmente, para verificar o funcionamento da lente, foi elaborado um pequeno teste com a lente.

Através de um pequeno espelho, os raios do sol foram desviados de forma a passarem pela montagem da lente. A intenção era fazer com que um anteparo de papel colocado do outro lado pegasse fogo.

Apesar do objetivo não ser atingido, pude constatar que a temperatura do foco aumentou muito. Conforme as fotos a temperatura se elevou até 77°C.



**Fig. 14 – Vista lateral do experimento de teste da lente.**



**Fig. 15 – Vista frontal do experimento de teste da lente.**



Fig. 14 – Termômetro indicando temperatura fora do foco da lente



Fig. 157 – Termômetro indicando temperatura no foco da lente

Após a construção de todos os dispositivos envolvidos, obtivemos a montagem concluída e apta para a realização do experimento final.

O resultado foi satisfatório, pois o objetivo primário do experimento foi atingido, que era a geração do cone de laser gerado pelo espelho e ao atingir a lente convergir novamente para um ponto.

A seguir temos a seqüência de fotos que demonstram o trajeto do feixe de laser conforme o ilustrado no esquema da figura 1.

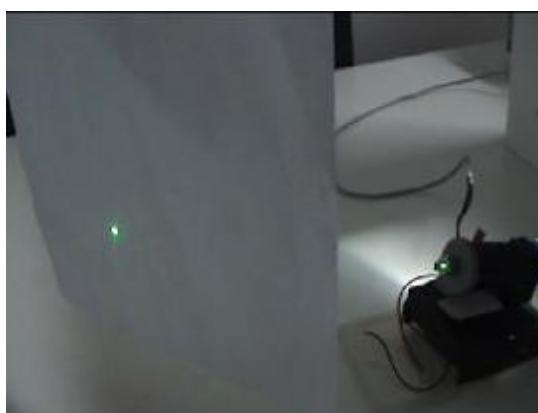
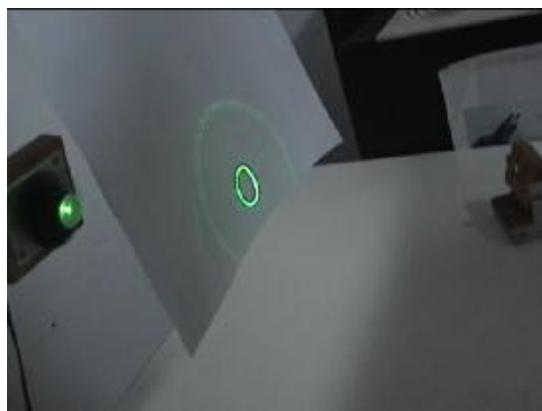


Fig. 168 – Feixe de laser colimado saindo da fonte



Fig. 179 – Feixe laser atingindo espelho rotativo



**Fig. 20 – Cone laser saindo do espelho rotativo**



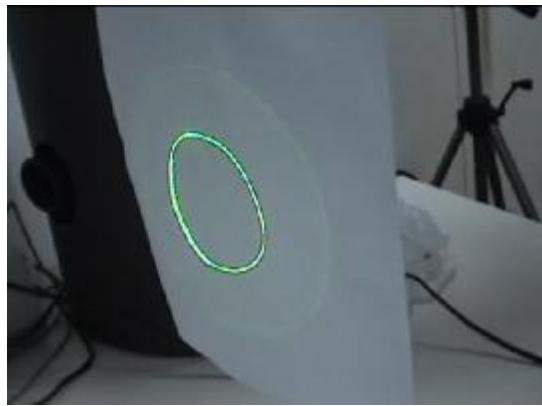
**Fig. 21 – Cone próximo à lente**



**Fig. 22 – Cone atingindo a lente**



**Fig. 23 – Cone dentro da lente**



**Fig. 24 – Cone após a lente**



**Fig. 25 – Cone convergindo após a lente**



**Fig. 26 – Cone convergindo em um ponto no foco da lente**



**Fig. 27 – aberração formada após foco**

Contudo devem-se salientar alguns pontos do experimento.  
Como foi utilizado um CD ao invés de um espelho, pôde-se verificar a formação de diversos cones de laser que não passam das diversas ordens de reflexão, pois neste caso ele se comportou também como uma rede de difração, gerando um efeito interessante.



**Fig. 28 – Reflexão de ordens superiores devido ao uso do CD.**

Na figura acima é possível ver os outros dois círculos do cone de laser que estão sendo projetado no suporte da lente além do cone principal que incide na parte de vidro.

Outro ponto importante do experimento é o fato do sistema apresentar distorções do cone (aberrações) após passar pela lente. A figura formada no foco da lente tende a não ser um ponto como o laser devido a dificuldade de centralizar as duas calotas de vidro no mesmo eixo e das irregularidades da superfície de vidro, além dos efeitos de aberação próprio deste tipo de lente explicado na seção Descrição.

Uma forma de tentar reduzir um pouco a distorção seria usar uma íris de cartolina para coliminar os feixes do cone de laser gerado pelo espelho rotativo.

Pode-se também construir ao invés de uma lente d'água biconvexa dois conjuntos de lentes plano - convexa, os quais possibilitariam a menor centralização das lentes devido à independência das lentes. Isso fica como sugestão para um próximo projeto

#### 4. Descrição

##### 4.1 Lentes

Lente é um meio transparente limitado por duas superfícies curvas. A forma mais comum de lentes são aquelas de faces esféricas, ou uma face plana e outra esférica.

Para efeito de classificação, podem-se dividir as lentes em dois grupos: as lentes convergentes e as divergentes. As lentes convergentes são mais espessas na parte central, ao passo que as divergentes o são nas bordas. O centro de curvatura  $C_1$  é o centro da esfera de raio  $R_1$  que origina uma face da lente; o centro  $C_2$  é o centro da esfera de raio  $R_2$  que origina a outra face da lente. A linha que une os dois centros de curvatura denomina-se eixo principal.

Uma importante simplificação no tratamento matemático das lentes é abstrair sua espessura. Com este propósito, cria-se a figura da lente delgada, isto é, uma lente cuja espessura pode ser desprezada para todas as finalidades de formação de imagem.

Um feixe de raios paralelos ao eixo principal, incidindo numa lente convergente, refrata-se, convergindo para um ponto denominado foco  $F$ . A distância do centro geométrico da lente ao foco é a distância focal  $f$  da lente. Se o feixe incidir numa lente divergente, o feixe se refrata, divergindo de um ponto localizado no mesmo lado do feixe incidente, formando o foco virtual, como está esquematizado abaixo:

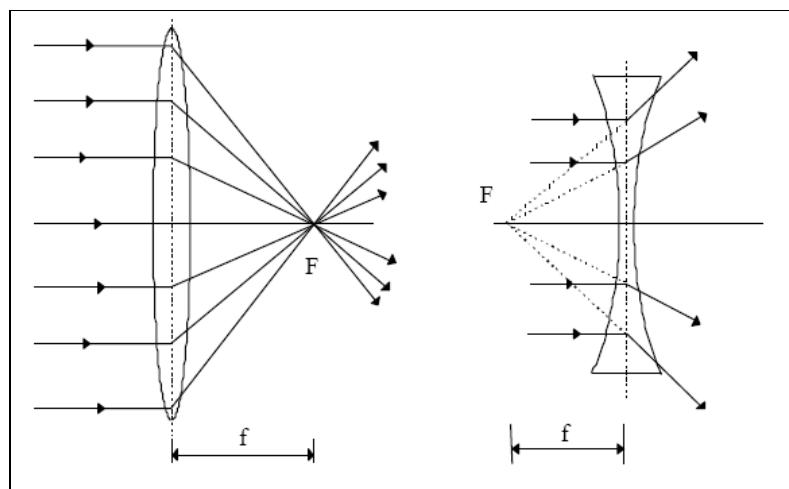


Fig. 29

Conhecendo-se o tamanho ( $O$ ) e a distância ( $p$ ) de um objeto em relação a uma lente, e a direção de incidência de dois dos três raios principais, pode-se determinar graficamente o tamanho ( $I$ ) e a distância ( $p'$ ) da imagem, tal como foi feito para os espelhos.

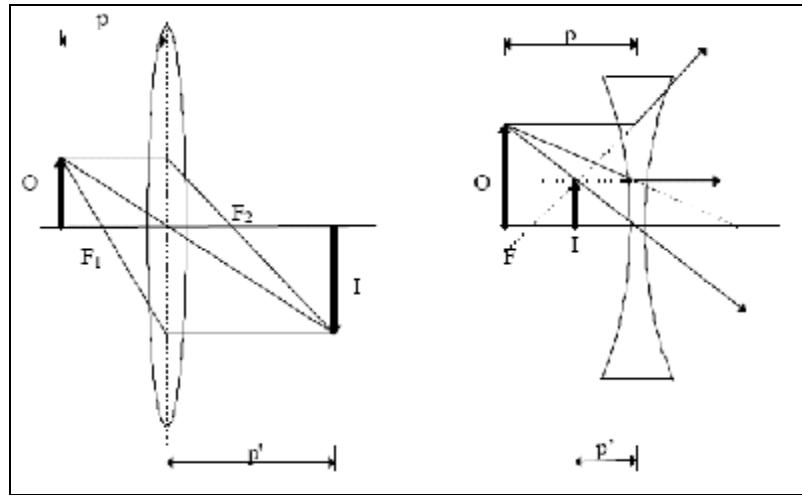


Fig. 30

Os três raios principais de uma lente convergente são:

1. Um raio paralelo ao eixo principal refrata-se na lente passando pelo foco;
2. Um raio que passe pelo centro geométrico não sofre desvio (porque a lente é delgada e o centro geométrico coincide com o centro ótico);
3. Um raio que passe pelo foco refrata-se na lente e sai paralelamente ao eixo principal.

A seguir apresenta-se um conjunto de equações que se aplicam às lentes delgadas, e que permite determinar algebricamente:

- a. distâncias focais ( $f$ );
- b. distâncias do objeto ( $p$ ) e imagem ( $p'$ ) ao espelho ou lente;
- c. ampliação ou aumento linear ( $M$ );
- d. tamanhos de objeto ( $O$ ) e imagem ( $I$ ).

Equação dos pontos conjugados:

$$\frac{I}{f} = \frac{I}{p} + \frac{I}{p'} \quad M = \frac{I}{O} = \frac{-p'}{p}$$

Para lentes, a "equação dos fabricantes de lentes" relaciona  $f$  com os raios de curvatura e o índice de refração da lente com o meio que a envolve, sendo  $n = n_2 / n_1$ , onde  $n_2$  é o índice de refração do material da lente e  $n_1$  o índice de refração do meio que a envolve.

$$\frac{1}{f} = (n - 1) \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$$

## 4.2 Aberrações em lentes esféricas

Nas lentes convergentes, devido sua espessura a imagem de um objeto no infinito não se reduz, em geral, a um só ponto. Dito de outra maneira, a lente representada não foca um feixe de raios paralelos num só ponto.

Este tipo de aberração é denominada de coma e é uma das encontradas no experimento.

O fato da lente não ser uma superfície plana e sim superfície curva faz com que a distância focal efetiva seja diferente para os diversos raios que incidam fora de seu eixo central, isto é incidam com um ângulo  $\Theta$  sobre a lente.

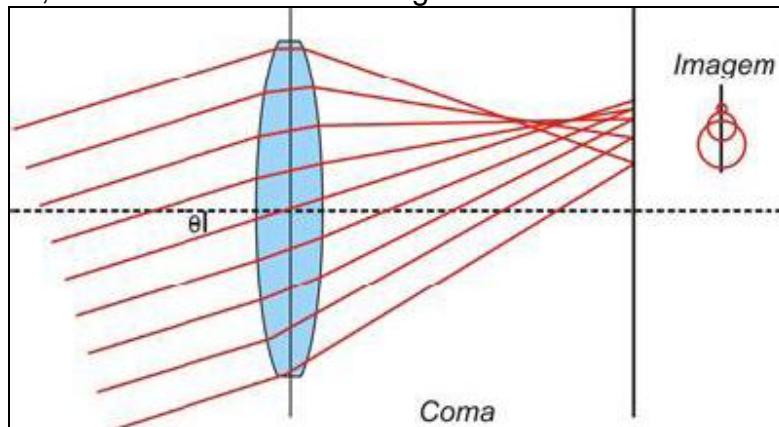


Fig. 31 – Distroção por Coma

Há um outro tipo de aberração denominada de aberração esférica, que está relacionada ao fato de existir uma variação da distância focal proporcional à altura de incidência do feixe em relação ao eixo central da lente, conforme a figura 16.

Vemos que quanto mais próximo do eixo central mais longe é o foco da lente, pois nesta região temos superfícies mais paralelas do que na borda.

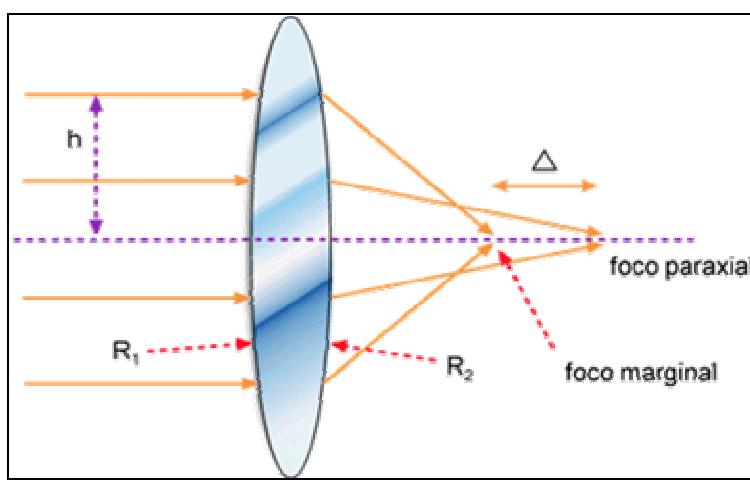


Fig. 32 – Aberração esférica

Aberrações relacionadas com a velocidade de propagação da luz num meio material se aplicam aos casos de feixes de luz policromáticos. De fato, a velocidade da luz nos meios materiais depende do comprimento de onda. Como o

índice de refração está diretamente ligado à velocidade de propagação, segue-se que o índice de refração depende do comprimento de onda (ou da cor) da radiação. Assim, quando luz azul incide na superfície de separação ar/vidro/água o seu desvio é maior do que o sofrido pela luz vermelha.

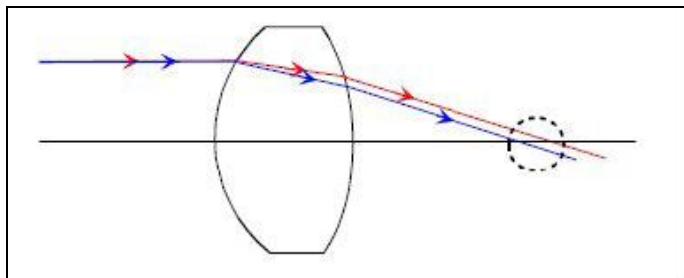


Fig. 33 - Aberraçao cromática

Assim, um mesmo raio luminoso de luz branca (luz policromática) vai-se desdobrar ao encontrar uma lente e emerge desta, não como um só raio, mas como uma banda policromática. O foco deixa também, neste caso, de ser um ponto. Para distinguir do outro tipo de aberraçao esta é designada por *aberraçao cromática*.

## 5. Declaração do orientador

Meu orientador, Prof. José Joaquín Lunazzi concorda com o expresso neste relatório parcial e declarou estar de acordo com andamento do trabalho bem como os resultados até agora atingidos.

## 6. Referências

- [1] Vidro Curvo Indústria e Comércio LTDA. Rua João Gianetti, 96 - Jardim São Luiz Fone/Fax: (18) 3908.5819 - CEP 19061-020 Presidente Prudente – SP.  
<http://www.vidrocurvo.com.br>
- [2] [http://en.wikipedia.org/wiki/Laser\\_diode](http://en.wikipedia.org/wiki/Laser_diode)
- [3] <http://br.geocities.com/saladefisica3/laboratorio/lentes/lentes.htm>
- [4] relatório final de instrumentação para ensino - f809 construção de sistema óptico a partir de lentes de água - rubens granguelli antoniozzi  
[http://www.ifi.unicamp.br/~lunazzi/F530\\_F590\\_F690\\_F809\\_F895/F809\\_sem\\_2\\_2003/009849Rubens-Mauro\\_F809\\_RF.pdf](http://www.ifi.unicamp.br/~lunazzi/F530_F590_F690_F809_F895/F809_sem_2_2003/009849Rubens-Mauro_F809_RF.pdf)
- [5] relatório do aluno Alexandre Yuji Okuda fornecido pelo Prof. José Joaquim Lunazzi
- [6] <http://efisica.if.usp.br/otica/universitario/geometrica/>

## 7. Anexos

### Lentes

Lentes esféricas: Uma lente esférica é um sistema constituído de três meios homogêneos e transparentes, separados por duas superfícies esféricas ou por uma superfície esférica e uma plana.

Lentes convergentes e divergentes: Existem seis tipos de lentes esféricas: Biconvexa, Plano-Convexa, Côncavo-Convexa, Bicôncava, Plano-Côncava, Convexo-Côncava.

O eixo da lente é uma reta perpendicular às duas faces da lente.

As lentes de bordos delgados, no ar, são convergentes.

As lentes de bordos espessos, no ar, são divergentes.

Focos de uma lente esférica:

Lente convergente: Toda lente convergente possui dois focos. Se as duas faces estiverem emersas no mesmo meio, os dois focos serão equidistantes da lente e as duas distâncias focais serão iguais. O ponto, onde os raios retratados, é o foco da lente; A distância, do foco à lente, é chamada de distância focal; O foco de uma lente convergente é real. Para indicar isso, sua distância focal recebe sinal positivo.

Lente divergente: Os prolongamentos dos raios retratados se encontram num ponto. A lente divergente também possui um outro foco. Se duas faces estão no mesmo meio, as distâncias focais são iguais. Pelo foco de uma lente divergente, não passam raios luminosos. Ele é virtual. Para indicar que o foco de uma lente divergente é virtual, damos a sua distância focal sinal negativo.

Raios Principais de uma Lente:

Convergente: Um raio que incida paralelamente ao eixo, refrata-se sobre o foco e um raio que passa pelo foco, refrata-se paralelamente ao eixo.

Divergente: Um raio que incida paralelamente ao eixo, refrata-se na direção do foco e um raio que incida na direção do foco, refrata-se paralelamente ao eixo.

Imagens de lentes convergentes:

Objeto à distância maior que  $2f$ : imagem Real, Invertida, Reduzida.

Objeto entre  $2f$  e  $f$ : imagem Real, Invertida, Maior.

Objeto à distância menor que  $f$ : imagem Virtual, Direita, Maior.

Imagens de lentes divergentes:

A imagem é Virtual, Direita, Ampliada.

Equação das lentes:

$1/f = 1/Do + 1/Di$     Convenções: Lente convergente:  $f > 0$

Lente divergente:  $f < 0$

Imagen real:  $D_i > 0$

Imagen Virtual:  $D_i < 0$

De acordo com a equação anterior, se aproximarmos a vela do espelho, devemos afastar o anteparo para coletar a imagem, pois a distância focal é constante.

Chamaremos o tamanho da imagem de  $H_i$  e o tamanho do objeto de  $H_o$ .

$$H_i / H_o = |D_i| / D_o$$

O olho Humano:

\_O olho, como uma máquina fotográfica, tem a capacidade de produzir imagens de objetos externos. Essas imagens são formadas sobre a retina.

\_No olho míope, as imagens se formam antes da retina. Corrige-se esse defeito, colocando-se uma lente divergente diante dos olhos.

\_No olho hipermetrópe, as imagens se formam depois da retina. Para se corrigir o defeito, coloca-se uma lente convergente diante do olho.

## **Lentes finas**

Uma lente é classificada como fina quando sua espessura for muito menor que a distância focal. Existem vários tipos de lentes cuja denominação depende de sua forma geométrica, como mostra a Fig. 3.3. Vamos nos atter apenas às lentes de superfícies esféricas, embora outras simetrias (cilíndrica, parabólica, elíptica, etc.) sejam hoje em dia de uso comum. De acordo com o resultado do exercício 3.2, a formação de imagens por uma lente fina obedece a uma equação simples:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{s} + \frac{1}{s'} \quad (3.8)$$

onde  $f$  é a distância focal,  $s$  e  $s'$  são respectivamente as distâncias lente-objeto e lente-imagem. Esta equação será comprovada na Dem. 3.1.



**Fig. 3.3 - Seções transversais de algumas lentes finas de simetria esférica.**

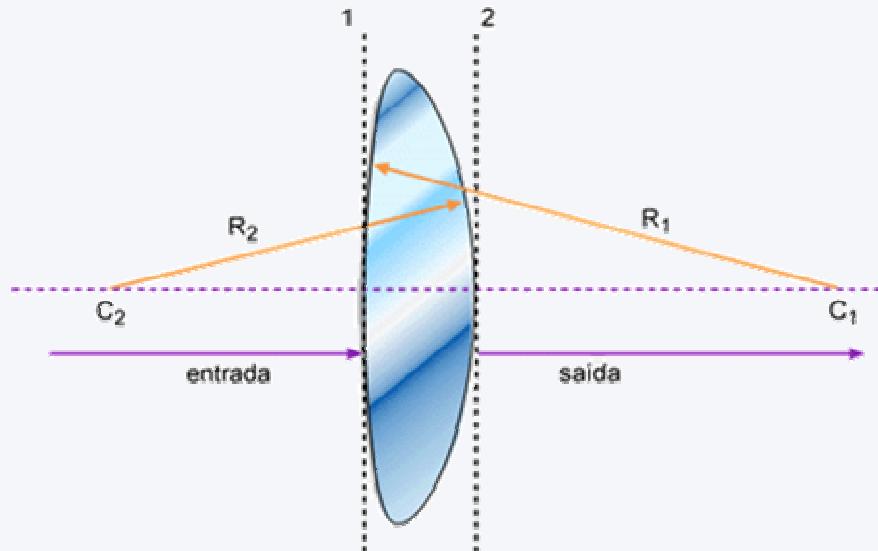
É importante para o fabricante de lentes saber como os raios de curvatura das superfícies esféricas e o índice de refração do vidro determinam a distância focal da lente. O relacionamento entre estas grandezas está deduzido a seguir. Considere uma lente biconvexa formada pelas superfícies esféricas de raios  $R_1$  e  $R_2$ , como mostrado na Fig. 3.4. O índice de refração do vidro é  $n$  e o do ar é 1. De acordo com o resultado do exercício 3.4, a matriz que descreve a interface 1 é dada por:

$$M_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{(n-1)}{nR_1} & \frac{1}{n} \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

com  $R_1 > 0$  pois o centro de curvatura  $C_1$  encontra-se à direita da interface, como discutido no exercício 3.4. Similarmente, a matriz que descreve a interface 2 é dada por:

$$M_2 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n-1}{R_2} & n \end{pmatrix} \quad (3.10)$$

onde  $R_2 < 0$  (centro de curvatura  $C_2$  à esquerda da interface).



**Fig. 3.4 – Seção transversal de uma lente biconvexa de raios  $R_1$  e  $R_2$**

A matriz que descreve a lente é dada pelo produto  $M=M_2M_1$  (note a ordem) e resulta em:

$$M = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{(n-1)}\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right) & 1 \end{pmatrix} \quad (3.11)$$

Comparando com a matriz da lente positiva, dada pela eq. (3.7), encontramos a equação do fabricante de lentes:

$$\frac{1}{f} = (n-1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right) \quad (3.12)$$

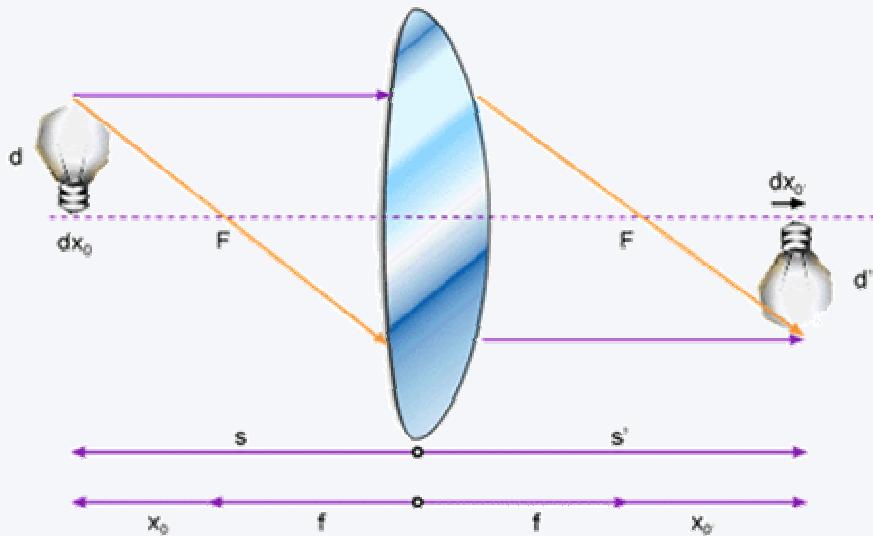
que é válida na aproximação paraxial para qualquer tipo de lente fina mostrada na Fig.3.3, tomando-se o cuidado de respeitar a definição do sinal de  $R$ . Uma outra forma de apresentar a equação do fabricante de lentes é com o sinal positivo na frente de  $1/R_2$ , porém neste caso a definição do sinal  $R$  é outra:  $R$  é positivo se a superfície for convexa e negativo se for côncava.

Uma propriedade importante da formação de imagens por uma lente ou espelho é o parâmetro denominado de aumento, ou magnificação, que

caracteriza o tamanho da imagem em relação ao objeto. De acordo com a Fig. 3.5, podemos definir a magnificação transversal como:

$$m_T = \frac{d'}{d} = -\frac{s'}{s} = -\frac{x'_0}{x_0} = -\frac{f}{x_0} \quad (3.13)$$

onde as três últimas igualdades são facilmente determinadas usando-se geometria elementar. Se  $m_T > 1$ , teremos um aumento da imagem em relação ao objeto; se  $m_T < 1$ , teremos diminuição da imagem. Os sinais negativos têm origem na definição dos sinais de  $s$ ,  $s'$ ,  $x_0$  e  $x'_0$ , e no caso em que  $m_T < 0$ , significa que a imagem está invertida.



**Fig. 3.5 - Formação de imagens por uma lente convergente.**

Podemos definir também a magnificação longitudinal da imagem como:

$$m_L = \frac{dx'_0}{dx_0} \quad (3.14)$$

Para relacionarmos  $m_L$  com  $m_T$  tomamos a equação de formação de imagens (3.8), com  $s = f + x_0$  e  $s' = f + x'_0$ , de onde obtemos a forma Newtoniana da equação da lente:

$$x_0 x'_0 = f^2 \quad (3.15)$$

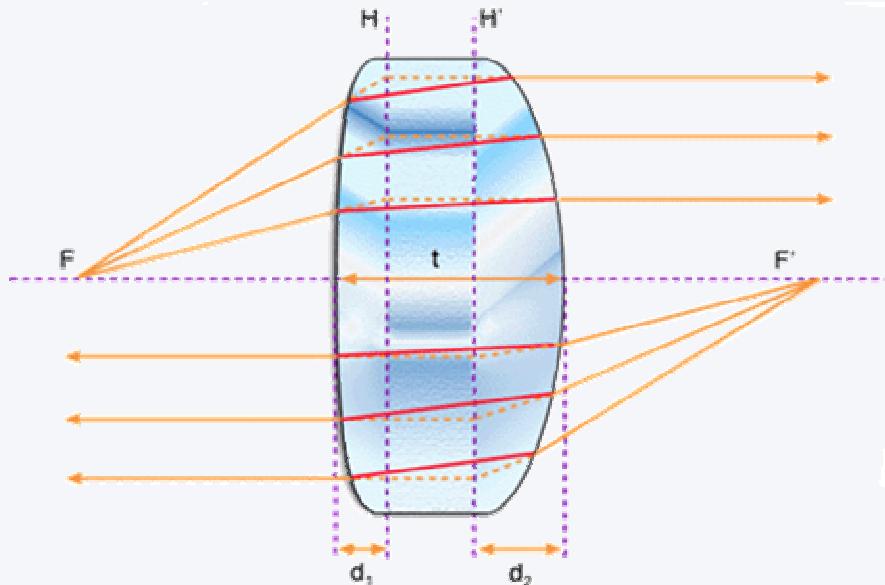
Desta expressão encontramos:

$$m_L = -\frac{f^2}{x_0^2} = -m_T^2 \quad (3.16)$$

o objeto for um dedo apontado para a lente, a imagem será a de um dedo se afastando da lente.

## Lentes espessas

Nesta seção não pretendemos discorrer com profundidade sobre o tema lentes espessas, que é bastante longo, mas apenas apresentar alguns conceitos básicos. Inicialmente introduziremos a idéia dos planos principais de uma lente espessa, cuja definição está apresentada na Fig. 3.8. O traçado de raios neste caso é bem similar ao que vimos na associação de duas lentes finas.



**Fig. 3.8 - Formação de imagem por uma lente espessa e definição dos planos principais primário ( $H$ ) e secundário ( $H'$ ).**

A equação do fabricante de lentes pode ser deduzida no caso de uma lente espessa, através do método de multiplicação de matrizes, porém, levando em conta a matriz de translação num meio de espessura  $t$  e índice de refração  $n$ . Com este procedimento obtém-se:

$$\frac{1}{f} = (n - 1) \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} - \frac{(n - 1)t}{nR_1R_2} \right) \quad (3.29)$$

onde a definição  $R_1$  positivo (negativo) para superfícies convexas (côncavas) foi usada. O cálculo das distâncias  $d_1$  e  $d_2$  é feito da mesma maneira que na seção 3.3, sendo que as interfaces de raios  $R_1$  e  $R_2$  fazem o papel das lentes finas. A translação ocorre num meio de espessura  $t$  e índice de refração  $n$ . As posições dos planos principais são dadas por:

$$d_1 = f t(1-n)/R_2 \quad (3.30a)$$

$$d_2 = f t(1-n)/R_1, \quad (3.30b)$$

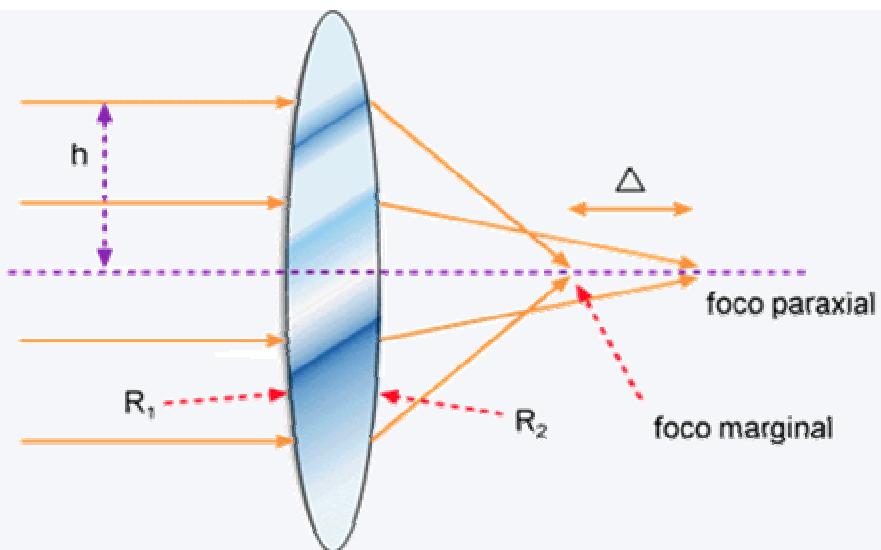
A eq. (3.8) continua válida desde que as distâncias do objeto ( $s$ ) e da imagem ( $s'$ ) sejam medidas em relação aos planos principais.

## ***Aberrações de Seidel ou monocromática***

No tratamento que empregamos para deduzir as equações da lente supomos a aproximação paraxial, na qual  $\sin\theta$  e  $\tan\theta$  são aproximados pelo argumento  $\theta$ . Esta é uma teoria chamada de primeira ordem. Entretanto, quando um raio passa pela borda da lente, ele é focalizado com um ângulo relativamente grande, de forma que a aproximação paraxial pode não ser boa. Neste caso, mesmo que a luz seja monocromática, de forma que a aberração cromática pode ser ignorada, haverá aberrações de outro tipo. Para entendermos estas aberrações devemos tomar o termo cúbico na expansão do  $\sin\theta$  e assim passaremos a ter uma teoria de 3a ordem. As diferenças entre esta teoria e a linear são conhecidas como aberrações primárias e são em número de cinco (aberração esférica, coma, astigmatismo, curvatura de campo e distorção). Elas foram estudadas em detalhe por Ludwig von Seidel (1821-1896) por volta de 1850 e por isso levam o nome de aberrações de Seidel. A seguir, descrevemos sucintamente alguns destes tipos de aberrações.

### **a. Aberração esférica**

No caso de uma lente simples, o foco efetivo varia com a distância  $h$  que o raio incidente entra na lente, de acordo com a Fig. 3.9. Esta variação é chamada de aberração esférica. Para os raios paraxiais ( $h \approx 0$ ) a eq. (3.12) se aplica e o foco é chamado de foco paraxial.



**Fig 3.9 - Aberração esférica produzida por uma lente simples.**

Os raios afastados do eixo óptico de uma distância  $h$  serão focalizados num outro ponto, chamado de foco periférico, ou marginal, que dista

$$\Delta = \frac{1}{2}kh^2 \quad (3.37)$$

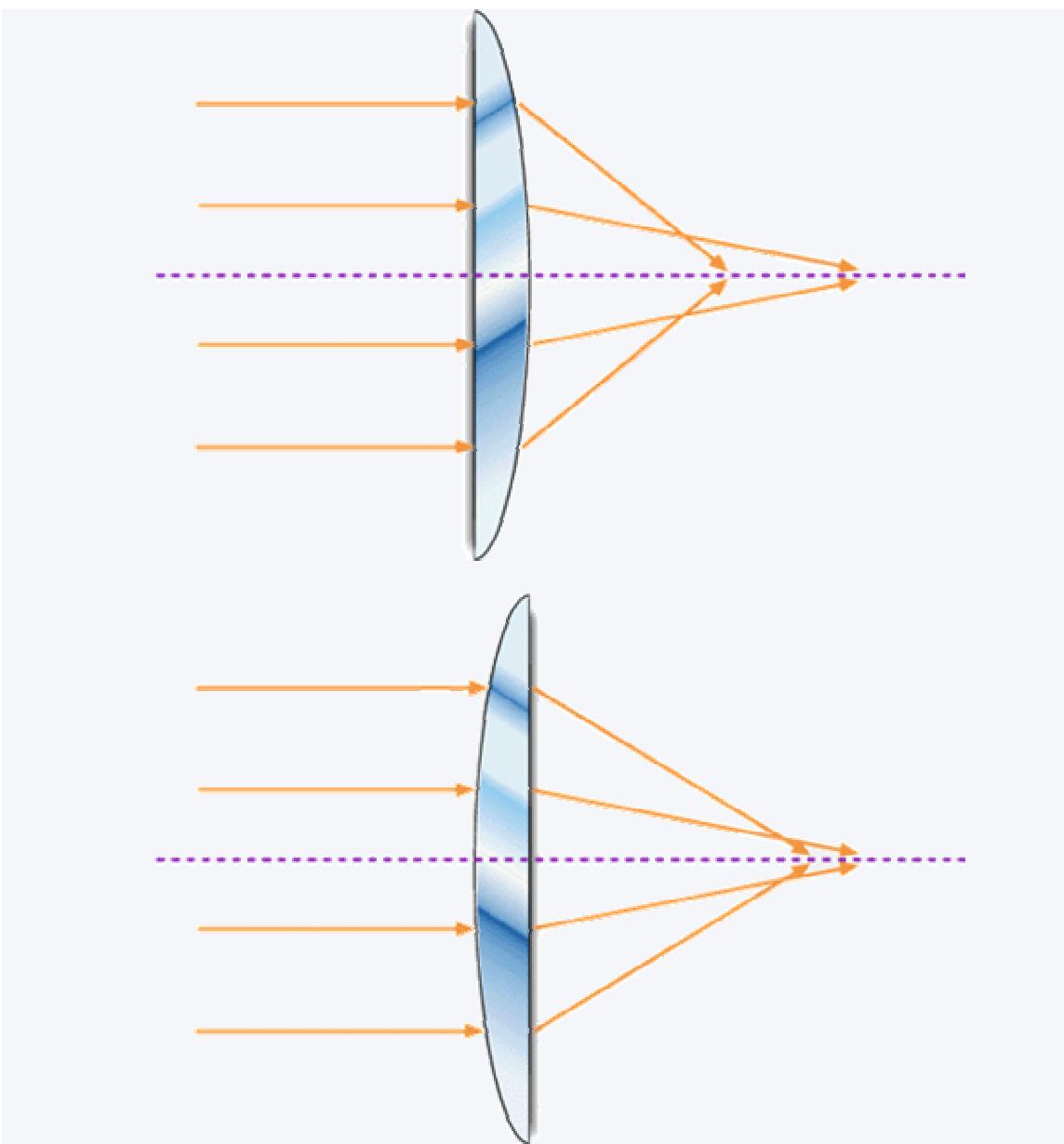
do foco paraxial, com  $k$  sendo dado por:

$$k = f^2 \frac{(n-1)}{n^2} \left[ \frac{1}{R_1^2} + \left( \frac{1}{f} + \frac{1}{R_2} \right)^2 \left( \frac{n+1}{f} + \frac{1}{R_2} \right) \right] \quad (3.38)$$

A aberração esférica será mínima quando a razão entre os raios de curvatura da lente satisfazem:

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{n+4-2n^2}{n+2n^2} \quad (3.39)$$

Esta fórmula só é válida quando o objeto estiver muito afastado da lente ( $s \rightarrow \infty$ ). Uma maneira que se usa atualmente para minimizar a aberração esférica é pela construção de lentes cujas superfícies não sejam esféricas (lentes asféricas). As lentes asféricas não são encontradas com facilidade (e são caras). Na prática, o que se pode fazer para minimizar este tipo de aberração, é fazer com que os ângulos de entrada e saída dos raios na lente sejam os mais próximos possíveis. A Fig. 3.10 mostra a maneira de se minimizar a aberração esférica numa lente plano-convexa.

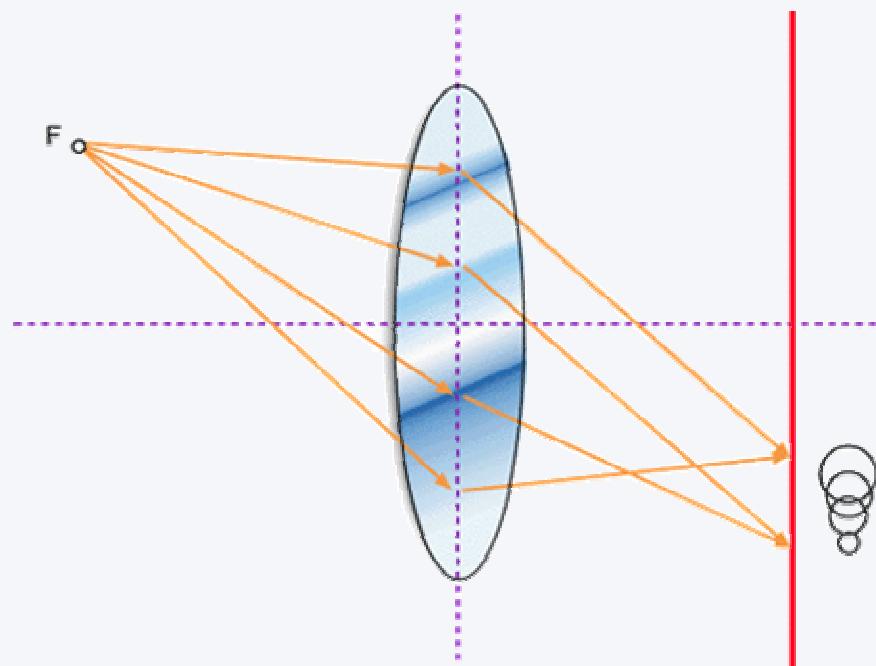


**Fig. 3.10 - Aberração esférica de uma lente plano-convexa em duas situações diferentes.**

### b. Coma

A aberração comática ou simplesmente coma é uma aberração monocromática primária que degrada a imagem e que tem sua origem no fato de que os planos principais só podem ser considerados como planos na aproximação paraxial. Fora desta aproximação, os planos principais são, na

verdade, superfícies curvas. A distância focal efetiva e, portanto, a magnificação transversal, será diferente para raios atravessando diferentes regiões fora do eixo da lente, como mostra a Fig. 3.11 para uma fonte pontual. Quando  $m_T$  diminui para os raios mais externos (como na figura) temos coma negativo e se,  $m_T$  aumenta, temos coma positivo. Esta aberração apresenta certa analogia com a aberração esférica, pois ambas resultam da impossibilidade de raios paraxiais e marginais convergirem em um mesmo ponto depois de atravessarem a lente. Entretanto, elas se diferenciam na forma da imagem produzida, já que um ponto com aberração esférica resultará numa forma circular e com coma, numa forma de cometa, como mostrado no canto inferior direito da Fig. 3.11.



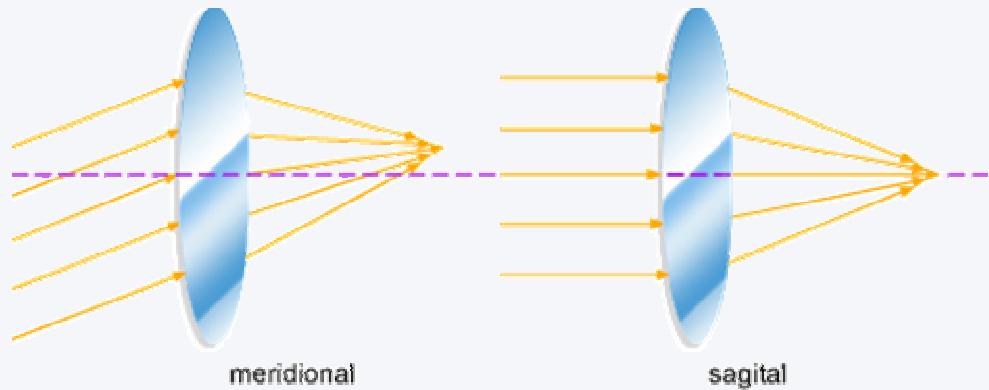
**Fig. 3.11 - Exemplo de coma negativo.**

A aberração comática depende bastante da posição do objeto e da geometria da lente; entretanto, podemos constatar da Fig. 3.11, que a colocação de uma íris que permita apenas a passagem dos raios pelo centro da lente, diminui bastante este tipo de aberração. Como no caso da aberração esférica, a coma pode ser minimizada ao se escolher adequadamente os raios de curvaturas da lente. Felizmente, a combinação de raios de curvaturas para minimizar a coma é bastante parecida com a combinação para minimizar a aberração esférica.

### c. Astigmatismo

O astigmatismo, do mesmo modo que a coma, afeta a imagem de um ponto

qualquer situado fora do eixo óptico da lente. Considere um feixe de luz colimada incidindo com um ângulo a sobre uma lente. O plano perpendicular ao eixo em torno do qual a lente foi rodada, é chamado de plano meridional enquanto que o plano que contém este eixo é chamado de plano sagital (Fig. 3.12). Obviamente, a simetria dos raios incidente é diferente nestes dois planos e, assim, é de se esperar que as distâncias focais também o sejam. Realmente, encontra-se que no plano meridional o foco é dado por  $f_m = f \cos\alpha$  enquanto que no plano sagital  $f_s = f/\cos\alpha$ . Para evitarmos este tipo de aberração, devemos posicionar as lentes de uma montagem experimental sempre perpendiculares aos feixes de luz.



**Fig. 3.12 - Os planos meridional e sagital.**

## Laser diode

From Wikipedia, the free encyclopedia

Jump to: [navigation](#), [search](#)



A packaged laser diode with [penny](#) for scale.



Image of the actual laser diode chip (shown on the eye of a needle for scale) contained within the package shown in the above image.

A **laser diode** is a [laser](#) where the active medium is a [semiconductor](#) similar to that found in a [light-emitting diode](#). The most common and practical type of laser diode is formed from a [p-n junction](#) and powered by *injected electrical current*. These devices are sometimes referred to as *injection laser diodes* to distinguish them from optically *pumped* laser diodes, which are more easily produced in the laboratory.

## Contents

[\[hide\]](#)

- [1 Principle of operation](#)
- [2 Laser diode types](#)
  - [2.1 Double heterostructure lasers](#)
  - [2.2 Quantum well lasers](#)
  - [2.3 Separate confinement heterostructure lasers](#)
  - [2.4 Distributed feedback lasers](#)
  - [2.5 VCSELs](#)
  - [2.6 VECSELs](#)
- [3 Failure modes](#)
- [4 Applications of laser diodes](#)
- [5 History](#)
- [6 See also](#)
- [7 References](#)
- [8 External links](#)

### [\[edit\]](#) **Principle of operation**

A laser diode, like many other semiconductor devices, is formed by [doping](#) a very thin layer on the surface of a crystal wafer. The crystal is doped to produce an [n-type](#) region and a [p-type](#) region, one above the other, resulting in a *p-n* junction, or [diode](#).

The many, many types of diode lasers known today collectively form a subset of the larger classification of semiconductor *p-n* junction diodes. Just as in *any* semiconductor *p-n*

junction diode, forward electrical bias causes the two species of charge carrier, holes and electrons, to be "injected" from opposite sides of the *p-n* junction into the depletion region, situated at its heart. Holes are injected from the *p*-doped, and electrons from the *n*-doped, semiconductor. (A depletion region, devoid of any charge carriers, forms automatically and unavoidably as a result of the difference in chemical potential between *n*- and *p*-type semiconductors where ever they are in physical contact.) As charge injection is a distinguishing feature of diode lasers as compared to all other lasers, diode lasers are traditionally and more formally called "injection lasers." (This terminology differentiates diode lasers, e.g., from flashlamp-pumped [solid state lasers](#), such as the ruby laser. Interestingly, whereas the term "solid-state" was extremely apt in differentiating 1950s-era semiconductor electronics from earlier generations of vacuum electronics, it would not have been adequate to convey unambiguously the unique characteristics defining 1960s-era semiconductor lasers.) When an electron and a hole are present in the same region, they may [recombine](#) or "annihilate" with the result being [spontaneous emission](#) — i.e., the electron may re-occupy the energy state of the hole, emitting a photon with energy equal to the difference between the electron and hole states involved. (In a conventional semiconductor junction diode, the energy released from the recombination of electrons and holes is carried away as phonons, i.e., lattice vibrations, rather than as photons.) Spontaneous emission gives the laser diode below [lasing threshold](#) similar properties to an [LED](#). Spontaneous emission is necessary to initiate laser oscillation, but it is one among several sources of inefficiency once the laser is oscillating.

The difference between the photon-emitting semiconductor laser or LED (on one hand) and conventional phonon-emitting (non-light-emitting) semiconductor junction diodes (on the other hand) lies in the use of a different type of semiconductor, one whose physical and atomic structure confers the possibility for photon emission. These photon-emitting semiconductors are the so-called "direct bandgap" semiconductors. It is the nature of silicon and germanium, which are single-element semiconductors, that the bandgap does not align in such as way as to be considered "direct." However, the so-called compound semiconductors, which have virtually the identical crystal structure as silicon or germanium but use alternating arrangements of two different atomic species in a checkerboard-like pattern break the symmetry and in doing so create the critical direct bandgap. Examples of compound semiconductors are gallium arsenide, indium phosphide, gallium antimonide, gallium nitride and so forth, and junction diodes fabricated from these materials emit light

Diagram (not to scale) of a simple laser diode.

In the absence of stimulated emission (e.g., lasing) conditions, electrons and holes may coexist in proximity to one another, without recombining, for a certain time (termed the "upper-state lifetime" or "recombination time," about a nanosecond for typical diode laser materials) before they recombine. Then a nearby photon with energy equal to the recombination energy can cause recombination by [stimulated emission](#). This generates another photon of the same frequency, travelling in the same direction, with the same [polarization](#) and [phase](#) as the first photon. This means that stimulated emission causes gain in an optical wave (of the correct wavelength) in the injection region, and the gain increases as the number of electrons and holes injected across the junction increases. The spontaneous and stimulated emission processes are vastly more efficient in [direct bandgap](#)

semiconductors than in [indirect bandgap](#) semiconductors, thus [silicon](#) is not a common material for laser diodes.

As in other lasers, the gain region is surrounded with an [optical cavity](#) to form a laser. In the simplest form of laser diode, an optical waveguide is made on that crystal surface, such that the light is confined to a relatively narrow line. The two ends of the crystal are cleaved to form perfectly smooth, parallel edges, forming a [Fabry-Perot](#) resonator. Photons emitted into a [mode](#) of the waveguide will travel along the waveguide and be reflected several times from each end face before they are emitted. As a light wave passes through the cavity, it is amplified by [stimulated emission](#), but light is also lost due to absorption and by incomplete reflection from the end facets. Finally, if there is more amplification than loss, the diode begins to "[lase](#)".

Some important properties of laser diodes are determined by the geometry of the optical cavity. Generally, in the vertical direction, the light is contained in a very thin layer, and the structure supports only a single optical mode in the direction perpendicular to the layers. In the lateral direction, if the waveguide is wide compared to the wavelength of light, then the waveguide can support multiple lateral optical modes, and the laser is known as "multi-mode". These laterally multi-mode lasers are adequate in cases where one needs a very large amount of power, but not a small diffraction-limited beam; for example in printing, activating chemicals, or [pumping](#) other types of lasers.

In applications where a small focused beam is needed, the waveguide must be made narrow, on the order of the optical wavelength. This way, only a single lateral mode is supported and one ends up with a diffraction limited beam. Such single spatial mode devices are used for optical storage, laser pointers, and fiber optics. Note that these lasers may still support multiple longitudinal modes, and thus can lase at multiple wavelengths simultaneously.

The wavelength emitted is a function of the band-gap of the semiconductor and the modes of the optical cavity. In general, the maximum gain will occur for photons with energy slightly above the band-gap energy, and the modes nearest the gain peak will lase most strongly. If the diode is driven strongly enough, additional *side modes* may also lase. Some laser diodes, such as most visible lasers, operate at a single wavelength, but that wavelength is unstable and changes due to fluctuations in current or temperature.

Due to [diffraction](#), the beam diverges (expands) rapidly after leaving the chip, typically at 30 degrees vertically by 10 degrees laterally. A [lens](#) must be used in order to form a collimated beam like that produced by a laser pointer. If a circular beam is required, cylindrical lenses and other optics are used. For single spatial mode lasers, using symmetrical lenses, the collimated beam ends up being elliptical in shape, due to the difference in the vertical and lateral divergences. This is easily observable with a red [laser pointer](#).

The simple diode described above has been heavily modified in recent years to accommodate modern technology, resulting in a variety of types of laser diodes, as described below.

## [\[edit\]](#) Laser diode types

The simple laser diode structure, described above, is extremely inefficient. Such devices require so much power that they can only achieve pulsed operation without damage. Although historically important and easy to explain, such devices are not practical.

## [\[edit\]](#) Double heterostructure lasers

Diagram of front view of a double heterostructure laser diode (not to scale).

In these devices, a layer of low [bandgap](#) material is sandwiched between two high bandgap layers. One commonly-used pair of materials is [gallium arsenide](#) (GaAs) with [aluminium gallium arsenide](#) ( $\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{As}$ ). Each of the junctions between different bandgap materials is called a [heterostructure](#), hence the name "double heterostructure laser" or *DH* laser. The kind of laser diode described in the first part of the article may be referred to as a *homojunction* laser, for contrast with these more popular devices.

The advantage of a DH laser is that the region where free electrons and holes exist simultaneously—the [active region](#)—is confined to the thin middle layer. This means that many more of the electron-hole pairs can contribute to amplification—not so many are left out in the poorly amplifying periphery. In addition, light is reflected from the heterojunction; hence, the light is confined to the region where the amplification takes place.

## [\[edit\]](#) Quantum well lasers

Diagram of front view of a simple quantum well laser diode (not to scale).

If the middle layer is made thin enough, it acts as a [quantum well](#). This means that the vertical variation of the electron's [wavefunction](#), and thus a component of its energy, is quantised. The efficiency of a quantum well laser is greater than that of a bulk laser because the [density of states](#) function of electrons in the quantum well system has an abrupt edge that concentrates electrons in energy states that contribute to laser action.

Lasers containing more than one quantum well layer are known as *multiple quantum well* lasers. Multiple quantum wells improve the overlap of the gain region with the optical [waveguide mode](#).

Further improvements in the laser efficiency have also been demonstrated by reducing the quantum well layer to a [quantum wire](#) or to a "sea" of [quantum dots](#).

In a [quantum cascade laser](#), the difference between quantum well energy levels is used for the laser transition instead of the bandgap. This enables laser action at relatively long

[wavelengths](#), which can be tuned simply by altering the thickness of the layer. As of 2005, quantum cascade lasers have not yet been widely commercialized.

### **[edit] Separate confinement heterostructure lasers**

Diagram of front view of a separate confinement heterostructure quantum well laser diode.

The problem with the simple quantum well diode described above is that the thin layer is simply too small to effectively confine the light. To compensate, another two layers are added on, outside the first three. These layers have a lower [refractive index](#) than the centre layers, and hence confine the light effectively. Such a design is called a separate confinement heterostructure (SCH) laser diode.

Almost all commercial laser diodes since the 1990s have been SCH quantum well diodes.

### **[edit] Distributed feedback lasers**

[Distributed feedback lasers](#) (DFB) are the most common transmitter type in [DWDM](#)-systems. To stabilize the lasing wavelength, a diffraction grating is etched close to the p-n junction of the diode. This grating acts like an optical filter, causing a single wavelength to be fed back to the gain region and lase. Since the grating provides the feedback that is required for lasing, reflection from the facets is not required. Thus, at least one facet of a DFB is [anti-reflection coated](#). The DFB laser has a stable wavelength that is set during manufacturing by the pitch of the grating, and can only be tuned slightly with temperature. Such lasers are the workhorse of demanding optical communication.

### **[edit] VCSELs**

Diagram of a simple VCSEL structure.

[Vertical-cavity surface-emitting lasers](#) (VCSELs) have the optical cavity axis along the direction of current flow rather than perpendicular to the current flow as in conventional laser diodes. The active region length is very short compared with the lateral dimensions so that the radiation emerges from the surface of the cavity rather than from its edge as shown in Fig. 2. The reflectors at the ends of the cavity are [dielectric mirrors](#) made from alternating high and low refractive index quarter-wave thick multilayer.

There are several advantages to producing VCSELs when compared with the production process of edge-emitting lasers. Edge-emitters cannot be tested until the end of the production process. If the edge-emitter does not work, whether due to bad contacts or poor material growth quality, the production time and the processing materials have been wasted. Additionally, because VCSELs emit the beam perpendicular to the active region of the laser as opposed to parallel as with an edge emitter, tens of thousands of VCSELs can be processed simultaneously on a three inch Gallium Arsenide wafer. Furthermore, even

though the VCSEL production process is more labor and material intensive, the yield can be controlled to a more predictable outcome.

Such dielectric mirrors provide a high degree of wavelength-selective reflectance at the required free surface wavelength  $\lambda$  if the thicknesses of alternating layers  $d_1$  and  $d_2$  with refractive indices  $n_1$  and  $n_2$  are such that  $n_1d_1 + n_2d_2 = \frac{1}{2}\lambda$  which then leads to the constructive interference of all partially reflected waves at the interfaces. But there is a disadvantage because of the high mirror reflectivities, VCSELs have lower output powers when compared to edge emitting lasers.

### **[edit] VECSELs**

Vertical external-cavity surface-emitting lasers, or [VECSELs](#), are similar to VCSELs. In VCSELs, the mirrors are typically grown [epitaxially](#) as part of the diode structure, or grown separately and bonded directly to the semiconductor containing the active region. VECSELs are distinguished by a construction in which one of the two mirrors is external to the diode structure. As a result, the cavity includes a free-space region. A typical distance from the diode to the external mirror would be 1 cm.

One of the most interesting features of any VECSEL is the thin-ness of the semiconductor gain region in the direction of propagation, less than 100 nm. In contrast, a conventional in-plane semiconductor laser entails light propagation over distances of from 250  $\mu\text{m}$  upward to 2 mm or longer. The significance of the short propagation distance is that it causes the effect of "antiguide" nonlinearities in the diode laser gain region to be minimized. The result is a large-cross-section single-mode optical beam which is not attainable from in-plane ("edge-emitting") diode lasers.

Several workers demonstrated optically pumped VECSELs, and they continue to be developed for many applications including high power sources for use in industrial machining (cutting, punching, etc.) because of their unusually high power and efficiency when pumped by multi-mode diode laser bars.

Electrically pumped VECSELs have also been demonstrated. Applications for electrically pumped VECSELs include projection displays, served by [frequency doubling](#) of near-IR VECSEL emitters to produce blue and green light.

### **[edit] Failure modes**

Laser diodes have similar [reliability](#) and failure issues as [light emitting diodes](#). In addition, they are subject to [catastrophic optical damage](#) (COD) when operated at higher power.

Many of the advances in reliability of diode lasers in the last 20 years remain proprietary to their developers. The reliability of a laser diode can make or break a product line. Moreover, "[reverse engineering](#)" is not always able to uncover the differences between more-reliable and less-reliable diode laser products.

At the edge of a diode laser, where light is emitted, a mirror is traditionally formed by [cleaving](#) the semiconductor wafer to form a specularly reflecting plane. This approach is

facilitated by the weakness of the [110] [crystallographic](#) plane in III-V semiconductor crystals (such as [GaAs](#), [InP](#), [GaSb](#), etc.) compared to other planes. A scratch made at the edge of the wafer and a slight bending force causes a nearly atomically perfect mirror-like cleavage plane to form and propagate in a straight line across the wafer.

But it so happens that the atomic states at the cleavage plane are altered (compared to their bulk properties within the crystal) by the termination of the perfectly periodic lattice at that plane. [Surface states](#) at the cleaved plane, have energy levels within the (otherwise forbidden) bandgap of the semiconductor.

Essentially as a result, when light propagates through the cleavage plane and transits to free space from within the semiconductor crystal, a fraction of that light energy is absorbed by the surface states whence it is converted to heat by [phonon-electron](#) interactions. This heats the cleaved mirror. In addition, the mirror may heat simply because the edge of the diode laser—which is electrically pumped—is in less-perfect contact with the mount that provides a path for heat removal. The heating of the mirror causes the bandgap of the semiconductor to shrink in the warmer areas. The bandgap shrinkage brings more electronic band-to-band transitions into alignment with the photon energy causing yet more absorption. This is [thermal runaway](#), a form of [positive feedback](#), and the result can be melting of the facet, known as *catastrophic optical damage*, or COD.

In the 1970's, this problem, which is particularly nettlesome for GaAs-based lasers emitting between 1 μm and 0.630 μm wavelengths (less so for InP based lasers used for long-haul telecommunications which emit between 1.3 μm and 2 μm), was identified. Michael Ettenberg, a researcher and later Vice President at [RCA](#) Laboratories' [David Sarnoff Research Center](#) in [Princeton, New Jersey](#), devised a solution. A thin layer of [aluminum oxide](#) was deposited on the facet. If the aluminum oxide thickness is chosen correctly it functions as an [anti-reflective coating](#), reducing reflection at the surface. This alleviated the heating and COD at the facet.

Since then, various other refinements have been employed. One approach is to create a so-called non-absorbing mirror (NAM) such that the final 10 μm or so before the light emits from the cleaved facet are rendered non-absorbing at the wavelength of interest.

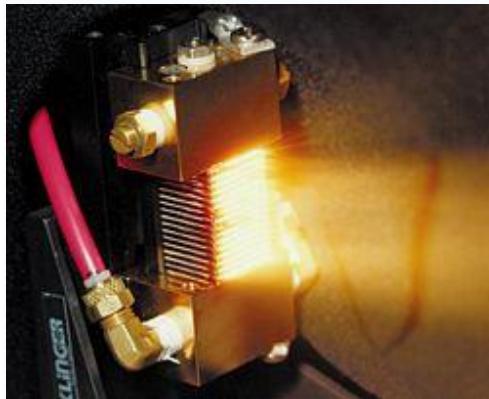
In the very early 1990s, SDL, Inc. began supplying high power diode lasers with good reliability characteristics. CEO Donald Scifres and CTO David Welch presented new reliability performance data at, e.g., [SPIE](#) Photonics West conferences of the era. The methods used by SDL to defeat COD were considered to be highly proprietary and have still not been disclosed publicly as of June, 2006.

In the mid-1990s, IBM Research (Ruschlikon, [Switzerland](#)) announced that it had devised its so-called "E2 process" which conferred extraordinary resistance to COD in GaAs-based lasers. This process, too, has never been disclosed as of June, 2006.

Reliability of high-power diode laser pump bars (employed to pump solid state lasers) remains a difficult problem in a variety of applications, in spite of these proprietary advances. Indeed, the physics of diode laser failure is still in the process of being worked out and research on this subject remains active, if proprietary.

Extension of the lifetime of laser diodes is critical to their continued adaptation to a wide variety of applications.

### **[edit] Applications of laser diodes**



Laser diodes can be arrayed to produce very high power (continuous wave or pulsed) outputs. Such arrays may be used to efficiently pump solid state lasers for [inertial confinement fusion](#) or high average power drilling or burning applications.

Laser diodes are numerically the most common type of laser, with [2004](#) sales of approximately 733 million diode lasers,<sup>[\[1\]](#)</sup> as compared to 131,000 of other types of lasers.<sup>[\[2\]](#)</sup>

Laser diodes find wide use in [telecommunication](#) as easily modulated and easily coupled light sources for [fiber optics](#) communication. They are used in various measuring instruments, eg. [rangefinders](#). Another common use is in [barcode readers](#). [Visible](#) lasers, typically [red](#) but later also [green](#), are common as [laser pointers](#). Both low and high-power diodes are used extensively in the printing industry both as light sources for scanning (input) of images and for very high-speed and high-resolution printing plate (output) manufacturing. [Infrared](#) and red laser diodes are common in [CD players](#), [CD-ROMs](#) and [DVD](#) technology. [Violet](#) lasers are used in [HD-DVD](#) and [Blu-Ray](#) technology. High-power laser diodes are used in industrial applications such as heat treating, cladding, seam welding and for pumping other lasers, such as [diode pumped solid state lasers](#). The use of diode lasers for high-speed, low-cost, combustion spectroscopy is being explored.

In general, applications of laser diodes can be categorized in various ways. Most applications of diode lasers can be served by larger solid state lasers or optical parametric oscillators but it is the ability to mass-produce diode lasers at low cost that makes them essential for mass-market applications. Diode lasers have application to virtually every field of endeavor that attracts wide attention today. Since light has many different properties (power, wavelength & spectral quality, beam quality, polarization, etc.) it is interesting to classify applications by these basic properties.

Many applications of diode lasers primarily make use of the "directed energy" property of an optical beam. In this category one might include the [laser printers](#), [bar-code readers](#), [image scanning](#), illuminators, designators, optical data recording, combustion ignition,

[laser surgery](#), industrial sorting, industrial machining, and directed energy weaponry. Some of these applications are emerging whereas many are familiar to the wider society.

Applications which may today or in the future make use of the "coherent" properties of diode-laser-generated light include interferometric distance measurement, holography, coherent communications, and coherent control of chemical reactions.

Applications which may make use of "narrow spectral" properties of diode lasers include range-finding, telecommunications, infra-red countermeasures, spectroscopic sensing, generation of radio-frequency or terahertz waves, atomic clock state preparation, quantum key cryptography, frequency doubling and conversion, water purification (in the UV), and photodynamic therapy (where a particular wavelength of light would cause a substance such as [porphyrin](#) to become chemically active as an anti-cancer agent only where the tissue is illuminated by light).

Applications where the ability to "generate ultra-short pulses of light" by the technique known as "mode-locking" include clock distribution for high-performance integrated circuits, high-peak-power sources for laser-induced breakdown spectroscopy sensing, arbitrary waveform generation for radio-frequency waves, photonic sampling for analog-to-digital conversion, and optical code-division-multiple-access systems for secure communication.

## **[edit] History**

The first to demonstrate [coherent](#) light emission from a semiconductor diode (the first *laser diode*), is widely acknowledged to have been [Robert N. Hall](#) and his team at the General Electric research center in 1962.<sup>[3]</sup>

The first visible wavelength laser diode was demonstrated by [Nick Holonyak](#), Jr., later in 1962<sup>[4]</sup>

Other teams at IBM, MIT Lincoln Laboratory, Texas Instruments, and RCA Laboratories were also involved in and receive credit for historic initial demonstrations of efficient light emission and lasing in semiconductor diodes in 1962 and thereafter.

In the early 1960s liquid phase epitaxy (LPE) was invented by Herbert Nelson of RCA Laboratories. By layering the highest quality crystals of varying compositions, it enabled the demonstration of the highest quality heterojunction semiconductor laser materials for many years. LPE was adopted by all the leading laboratories, worldwide and used for many years. It was finally supplanted in the 1970s by molecular beam epitaxy and organometallic chemical vapor deposition.

Diode lasers of that era operated with threshold current densities of 1000 Amperes per square centimeter at 77°K temperatures. This is a rather modest current density considering that the contact area of diode lasers is a tiny fraction of a square centimeter. Such performance enabled continuous-lasing to be demonstrated in the earliest days. However, when operated at room temperature, 300°K or thereabouts, the threshold current densities were two orders of magnitude greater, or 100,000 Amperes per square centimeter in the

best devices. The dominant challenge for the remainder of the 1960s was to obtain low threshold current density at 300°K and thereby to demonstrate continuous-wave lasing at room temperature from a diode laser.

The first diode lasers were homojunction diodes. That is, the bandgaps of the waveguide core layer and that of the surrounding clad layers, were identical. It was recognized that there was an opportunity, particularly afforded by the use of liquid phase epitaxy using aluminum gallium arsenide, to introduce heterojunctions. Heterostructures consist of layers of semiconductor crystal having varying bandgap and refractive index. Heterojunctions (formed from heterostructures) had been recognized by [Herbert Kroemer](#), while working at RCA Laboratories in the mid-1950s, as having unique advantages for several types of electronic and optoelectronic devices including diode lasers. LPE afforded the technology of making heterojunction diode lasers.

The first heterojunction diode lasers were single-heterojunction lasers. These lasers utilized aluminum gallium arsenide *p*-type injectors situated over *n*-type gallium arsenide layers grown on the substrate by LPE. An admixture of aluminum replaced gallium in the semiconductor crystal and raised the bandgap of the *p*-type injector over that of the *n*-type layers beneath. It worked; the 300°K threshold currents went down by 10× to 10,000 amperes per square centimeter. Unfortunately, this was still not in the needed range and these single-heterostructure diode lasers did not function in continuous wave operation at room temperature.

The innovation that broke the room temperature challenge was the double heterostructure laser. The trick was to quickly move the wafer in the LPE apparatus between different "melts" of aluminum gallium arsenide (*p*- and *n*-type) and a third melt of gallium arsenide. It had to be done rapidly since the gallium arsenide core region needed to be significantly under 1 μm in thickness. This may have been the earliest true example of "nanotechnology." The first laser diode to achieve [continuous wave](#) operation was a [double heterostructure](#) demonstrated in 1970 essentially simultaneously by [Zhores Alferov](#) and collaborators (including [Dmitri Z. Garuzov](#)) of the [Soviet Union](#), and [Morton Panish](#) and [Izuo Hayashi](#) working in the United States. However, it is widely accepted that Zhores I. Alferov and team reached the milestone first.

For their accomplishment and that of their co-workers, Alferov and Kroemer shared the 2000 Nobel Prize in Physics.

## **[edit] See also**

- [Laser diode rate equations](#)
- [Collimating lens](#)
- [Superluminescent diode](#)
- [Millstone River Photonickers](#)

## **[edit] References**

1. <sup>^</sup> Steele, Robert V. (2005). "[Diode-laser market grows at a slower rate](#)". *Laser Focus World* **41** (2).

2. <sup>▲</sup> Kincade, Kathy; Stephen Anderson (2005). "Laser Marketplace 2005: Consumer applications boost laser sales 10%". *Laser Focus World* **41** (1).
3. <sup>▲</sup> Hall, Robert N.; G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, and R. O. Carlson (Nov. 1962). "Coherent Light Emission From GaAs Junctions". *Physical Review Letters* **9** (9): 366–369. doi:10.1103/PhysRevLett.9.366.
4. <sup>▲</sup> "After Glow", *Illinois Alumni Magazine*, May-June 2007. Retrieved on 2007-08-03.
  - Zheludev, N. (2007). The life and times of the LED - a 100-year history. *Nature Photonics* **1**(4), 189-192 ( For LED )
  - B. Van Zeghbroeck's Principles of Semiconductor Devices( for direct and indirect band gaps)
  - Saleh, Bahaa E. A. and Teich, Malvin Carl (1991). Fundamentals of Photonics. New York: John Wiley & Sons. ISBN 0-471-83965-5. ( For Stimulated Emission )
  - Koyama et al, Fumio (1988), "Room temperature cw operation of GaAs vertical cavity surface emitting laser", *Trans. IEICE*, E71(11): 1089-1090( for VCSELS)
  - Iga, Kenichi (2000), "Surface-emitting laser—Its birth and generation of new optoelectronics field", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **6**(6): 1201–1215(for VECSELS)

## [\[edit\]](#) External links

- [Sam's Laser FAQ](#) by Samuel M. Goldwasser
- [Britney Spears Guide to Semiconductor Physics](#) Edge-emitting lasers
- Application and technical notes explaining current and temperature control of laser diodes [\[1\]](#)

Retrieved from "[http://en.wikipedia.org/wiki/Laser\\_diode](http://en.wikipedia.org/wiki/Laser_diode)"