

INFORMAÇÃO GERAL

Apresentação

- Prof. Pedro Augusto
- Gabinete 2.82
- tel: 291 705 150 (*Sec. DME*)
- email: augusto@uma.pt

Aulas

- Powerpoint (aulas em dme.uma.pt/edu/td) [*ou página do curso*]
- quadro
- Caixa 57

Avaliação

- Trabalho(s) Prático(s) 45%
- Exame final (*de consulta*) 35%
- Avaliação contínua 20%

Atendimento

- com marcação (~1 hora/semana)
[Nota: apenas até ao final das aulas]

Programa

1 ÓPTICA GEOMÉTRICA

- 1.1 Geral
- 1.2 Lentes e aberrações
- 1.3 Difracção
- 1.4 Auxiliares ópticos
- 1.5 Determinação experimental do f/número
- 1.6 Testes e correcções ópticas

2 TELESCÓPIOS

- 2.1 Ópticos (reflectores)
- 2.2 IV
- 2.3 Rádio e sub-mm
- 2.4 Altas energias

3 DETECTORES

- 3.1 Máquina fotográfica
- 3.2 Detectores fotoelétricos
- 3.3 A matriz de células (CCD)
- 3.4 A vídeo-câmara
- 3.5 A magnitude óptica limite do céu
- 3.6 Bolómetros e calorímetros
- 3.7 Contadores de fotões

4 MONTAGENS

- 4.1 Equatorial
- 4.2 Altazimutal
- 4.3 Outras
- 4.4 Erros

5 REDUÇÃO de DADOS no ÓPTICO (CCD)

- 5.1 Definições
- 5.2 Redução de dados

Bibliografia

- *Observational Astrophysics* (1986), Léna, P., Springer
- *Observational Astrophysics* (1995), Smith, R.C., Camb. Univ. Press
- *Reflecting Telescope Optics I* (2004), Wilson, R.N., Springer
- *Reflecting Telescope Optics II* (1999), Wilson, R.N., Springer
- *The New CCD Astronomy* (2002), Wodasky, R., New Astronomy Press
- *Practical Astrophotography* (2000), Charles, J.R., Springer
- *How to use a computerized telescope* (2002), Covington, M.A., Springer
- *Handbook of CCD Astronomy* (2000), Howell, S.B., Camb. Univ. Press
- *Observing the Universe* (2004), Norton, A.J., Camb. Univ. Press
- *Video Astronomy* (2004), Massey et al., Sky & Telescope Pub.
- Mackay (1986), ARAA, 24, 255: "Charge-coupled devices in Astronomy"
- Phillips & Woody (1982), ARAA, 20, 285: "Millimeter and submillimeter wave receivers" 3

“motivation is [...] more important [...] than innate ability”
(Scientific American, August 2006)

“it takes [...] a decade of heavy labor to master any field”
(Scientific American, August 2006)

1 – ÓPTICA GEOMÉTRICA

1.1 Geral

Para uma lente/espelho **objectiva** de diâmetro (abertura) D e distância focal f_l temos o **f/número** (razão focal) dado por:

$$f = f_l / D$$

Acoplada, num telescópio, a uma **ocular** de distância focal f_o e diâmetro d_o temos:

$$\text{Ampliação (angular)} = f_l / f_o \quad (\neq \text{resolução!})$$

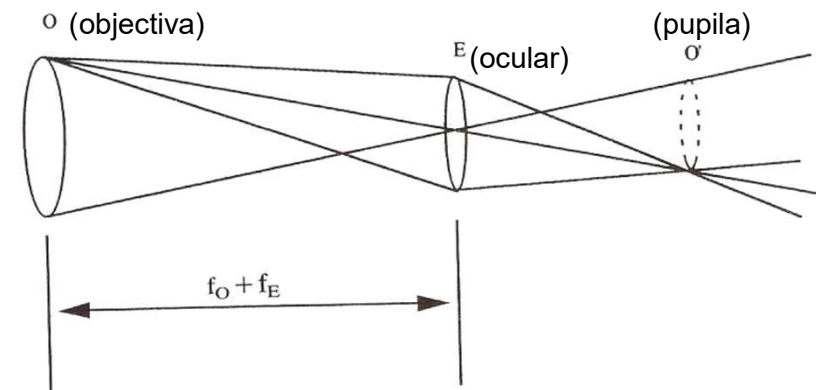
O diâmetro da **pupila** da ocular é dado por:

$$d = D f_o / f_l$$

Este diâmetro deve ser ajustado ao da abertura de entrada do detector, de modo a não se perderem fótons (e.g. se com uma ocular, deve andar à volta dos 8mm, o maior diâmetro da iris). Na pior das hipóteses, a ampliação pode ser maior, mas nunca menor.



As oculares existem em dois tipos: de 1 1/4" (1.25 polegadas) ou 2", conforme o seu diâmetro. O primeiro tipo é o mais popular, mas o segundo permite campos de visão extraordinários.



A imagem formada não é, normalmente, como a orientação no céu: frequentemente está **invertida** e do **avesso**.

O **campo de visão** é dado por:

$$\theta = d_o / f_l$$

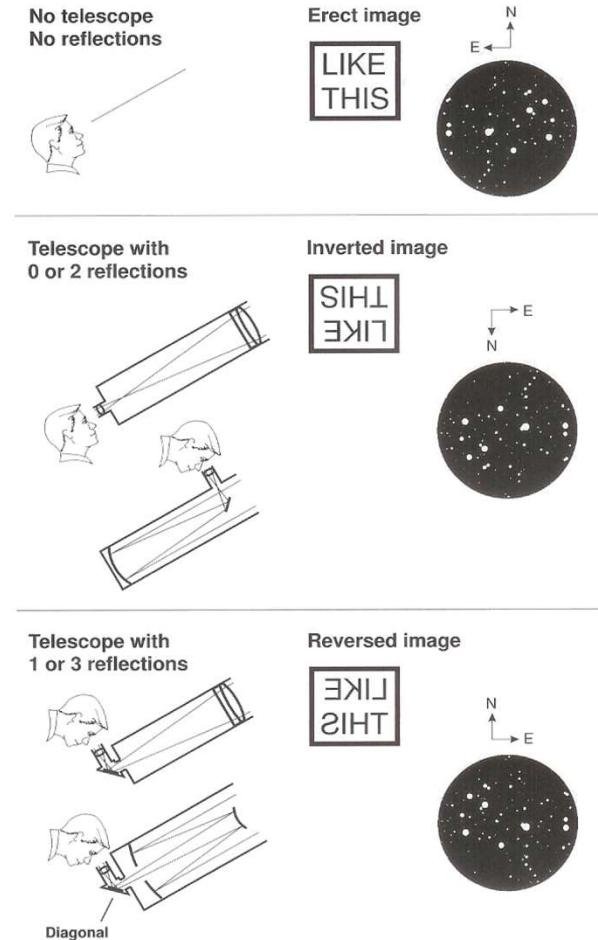
De uma forma mais geral, num detector de dimensão física $a \times b$ (seja uma película fotográfica ou um chip de CCD) temos um campo de visão

$$\theta_a \times \theta_b = a \times b / f_l^2$$

O campo de visão de um telescópio pode ser medido desligando os motores e deixando uma estrela com $\delta \sim 0^\circ$ atravessar o campo de um lado ao outro: o tempo que ela leva a atravessá-lo dá o tamanho do campo.

Para detectores electrónicos, a ampliação angular tem uma expressão e nome diferentes. O nome é explícito: **escala de imagem** (l), simplesmente dado por

$$l = 1 / f_l \text{ (rad/m)}$$



É a escala de imagem que dá a conversão directa de valores angulares (no céu) para lineares (no detector).

De uma forma semelhante à ocular, o campo-de-visão θ de cada pixel vai ser dado pela sua dimensão d_o e define a resolução de uma CCD. Aplicado à CCD temos:

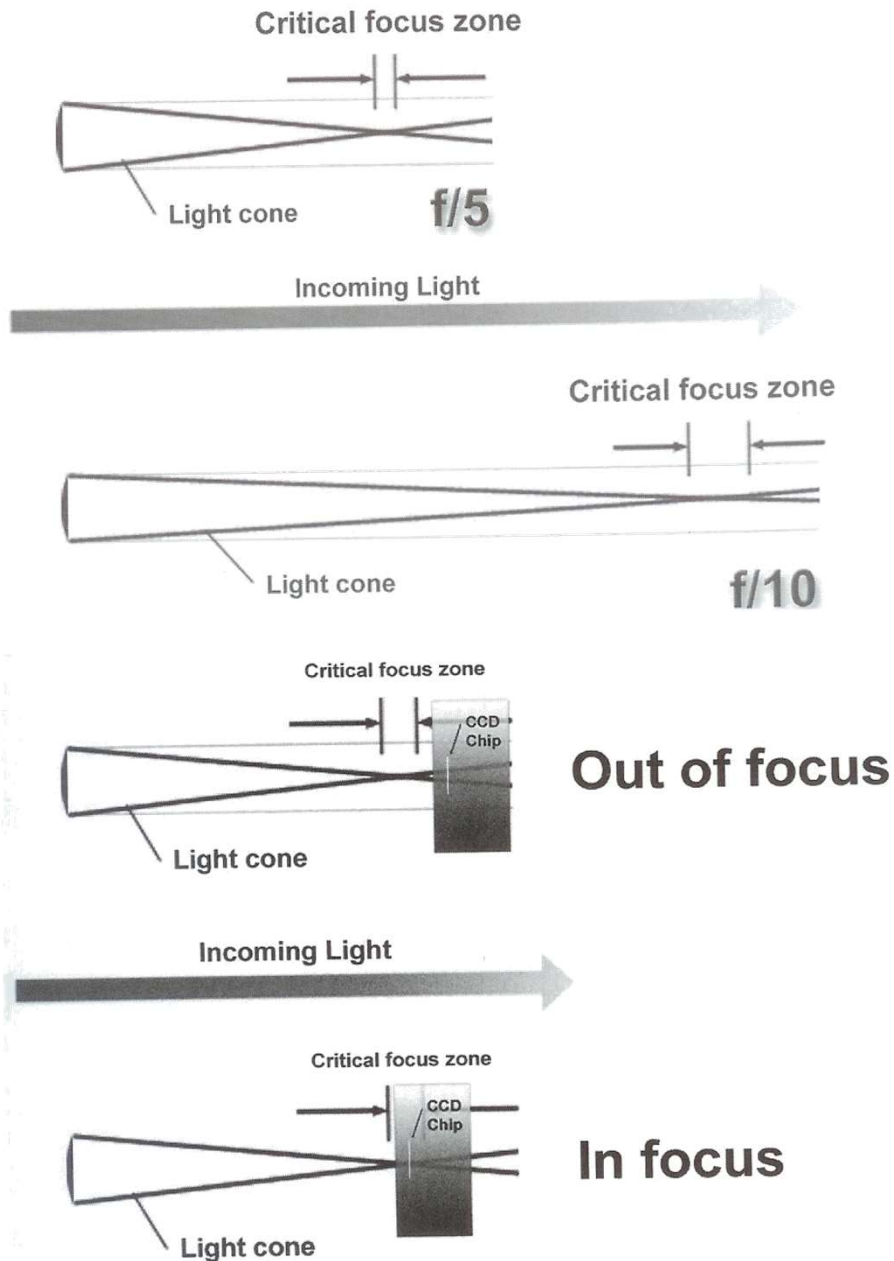
$$\theta = d_o / f_l = l d_o$$

Segue-se uma fórmula que nos dá a **magnitude limite** de um telescópio em função da sua abertura efectiva (D_{ef}) – por exemplo, num reflector, devido à obstrução causada pelo secundário/espelho plano, a redução de abertura pode chegar aos 50%.

$$m_{lim} = 7.5 + 5 \log D_{ef}(\text{cm})$$

Esta fórmula dá valores mais favoráveis do que a simples comparação de “razões de diâmetros”. Assim, um telescópio de 20cm detecta estrelas mais de quatro vezes mais fracas do que um de 10cm.

Quanto ao f/número, a vantagem principal de pequenos valores (os telescópios rápidos) é a de que as exposições são mais **curtas** para o mesmo objecto (c.f. telescópios lentos). No entanto, o **foco** é mais fácil de atingir com um f/número elevado.



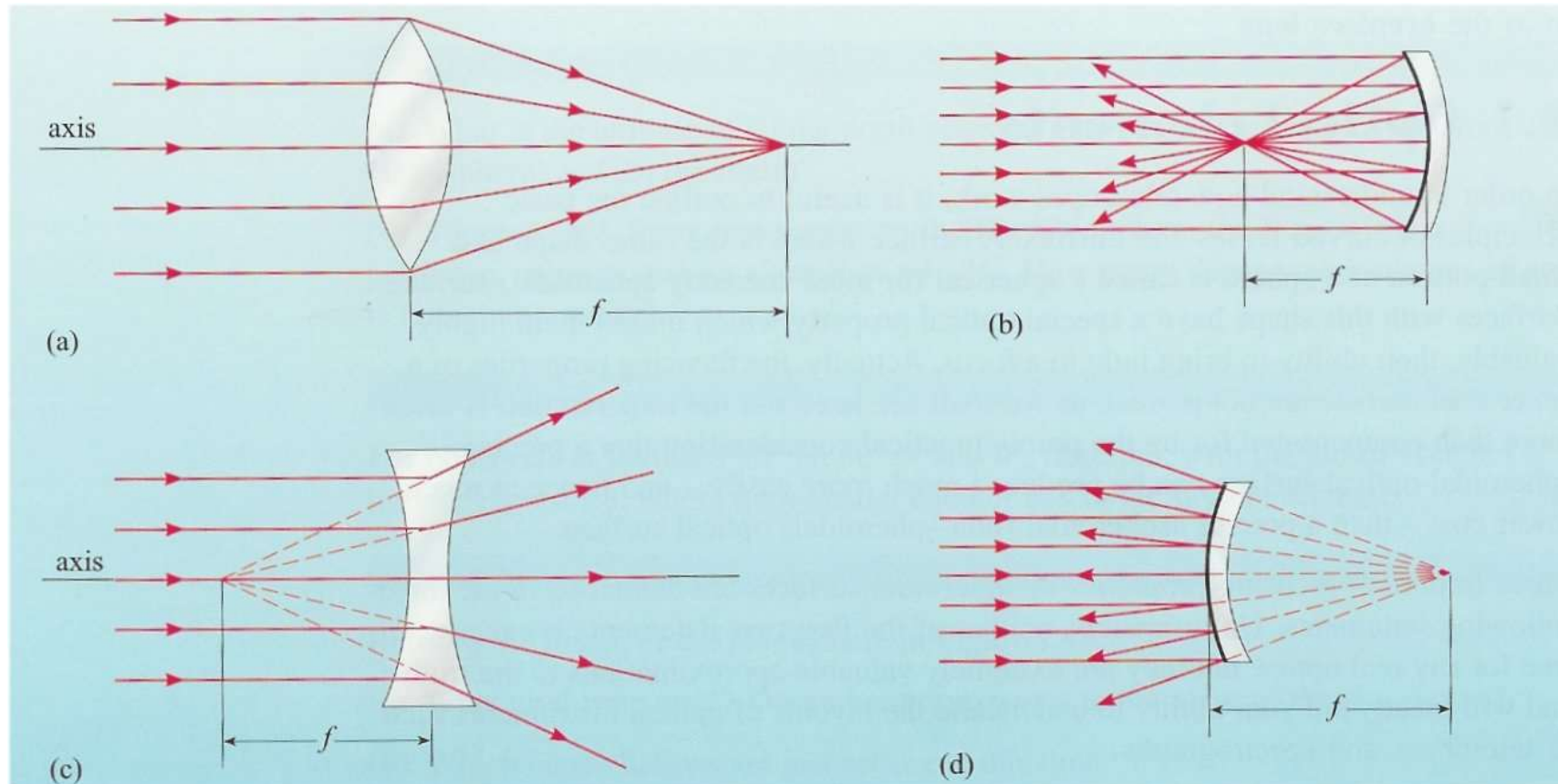
A zona de foco crítica é tanto maior quanto maior for o f /número. Em μm , esta zona é dada por $ZF = 2.2 f^2$. Na prática, felizmente, a zona acaba por ser 10-30% maior. Um excelente focador eléctrico deve ter movimentos tão finos quanto $ZF / 2$.

A colocação exacta na zona de foco crítica é especialmente importante no caso de chips de CCDs.

É igualmente importante a localização dos filtros. Devem ser colocados numa **pupila** (ou a do telescópio ou a da ocular), para evitar aberrações (feixes divergentes ou convergentes) – Δf_f é o desvio de foco, d a espessura do filtro e n o seu índice de refração:

$$\Delta f_f = d (n - 1) / n$$

Na Figura abaixo apresenta-se um resumo de lentes e espelhos esféricos (aproximadamente válido para parabolóides e hiperbolóides).



a) lente biconvexa: funciona como colimador, quando os raios fazem o percurso ao contrário;

b) espelho côncavo (e.g. parabolóide, esférico);

c) lente bicôncava (divergência a partir do foco);

d) espelho convexo (comum em telescópios Schmidt e Cassegrain).

Os cinco tipos principais de oculares são:

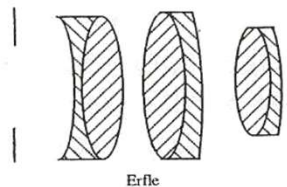
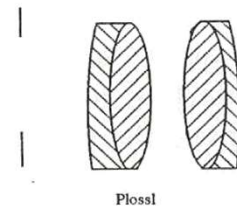
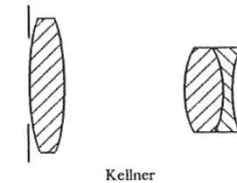
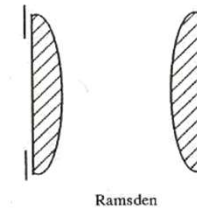
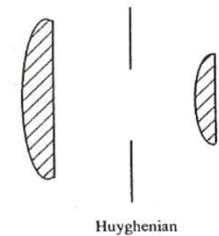
Huygens: a imagem forma-se entre as duas lentes: não é ocular para ampliações; campo aparente 35-40°.

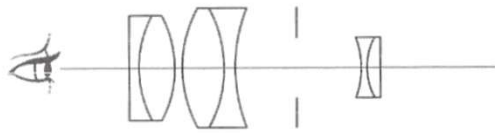
Ramsden: a imagem forma-se fora do par de lentes, pelo que pode ser usada para ampliação (sofre de alguma aberração cromática); campo aparente 35°.

Kellner: tem lente correctiva para a acromaticidade; desenho simples (ocular barata); campo aparente 40-45°.

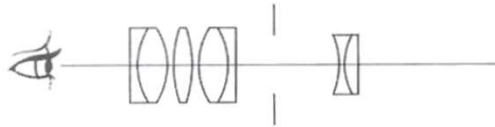
Plössl: dois conjuntos acromáticos (quatro lentes); campo aparente 40-50°.

Erfle: três conjuntos acromáticos (seis lentes) ou dois acromáticos e um simples (cinco lentes); grande campo aparente 70-85°; menos eficiente.

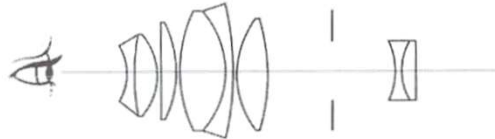




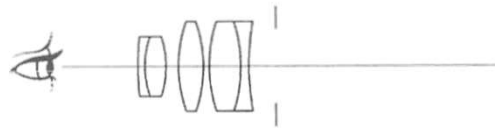
Radian
 Al Nagler, 1999
 Apparent field 60°
 Eye relief 20 mm
 Diagram is an educated guess;
 design has not been published.



Lanthanum LV
 Vixen Ltd., 1997
 Apparent field 50°
 Eye relief 20 mm



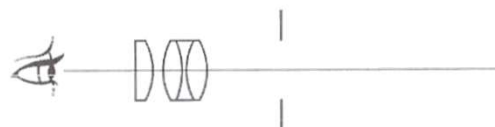
Nagler Type 2
 (one of several types)
 Al Nagler, 1987
 Apparent field 82°
 Eye relief about 10 mm



Erfle (Er)
 (one of several variations)
 Heinrich Erfle, 1917
 Apparent field 65°
 Eye relief 35% of focal length



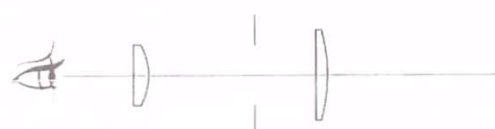
Plössl (Pl)
 Georg Simon Plössl, 1860
 Improved by Nagler, 1979
 Apparent field 50°
 Eye relief 80% of focal length



Orthoscopic (Or)
 Ernst Abbé, 1860
 Apparent field 45°
 Eye relief 80% of focal length



Kellner (K)
Achromatic Ramsden (AR)
Modified Achromatic (MA)
 Carl Kellner, 1849
 Apparent field 40°
 Eye relief 40% to 50% of focal length



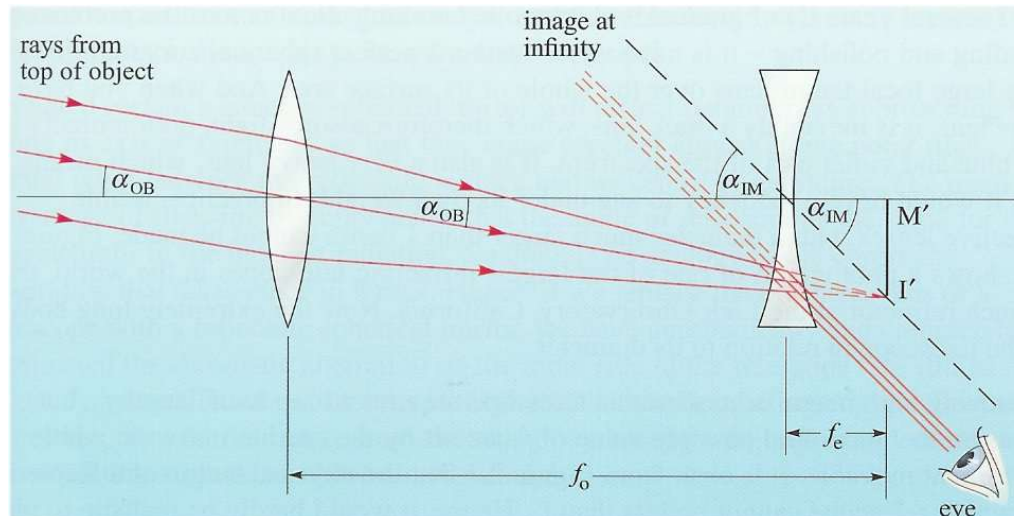
Huygens (Huygenian) (H)
 Christiaan Huygens, 1703
 Apparent field 35°
 Eye relief 30% of focal length

Quatro dos cinco tipos principais apresentados no texto e ainda outros quatro também comuns (características). Os dois traços verticais nesta e na Figura anterior representam o “field stop” visto de Secção. A sua abertura é dada por $2f_o \text{ tg}(\text{campo aparente}/2)$.

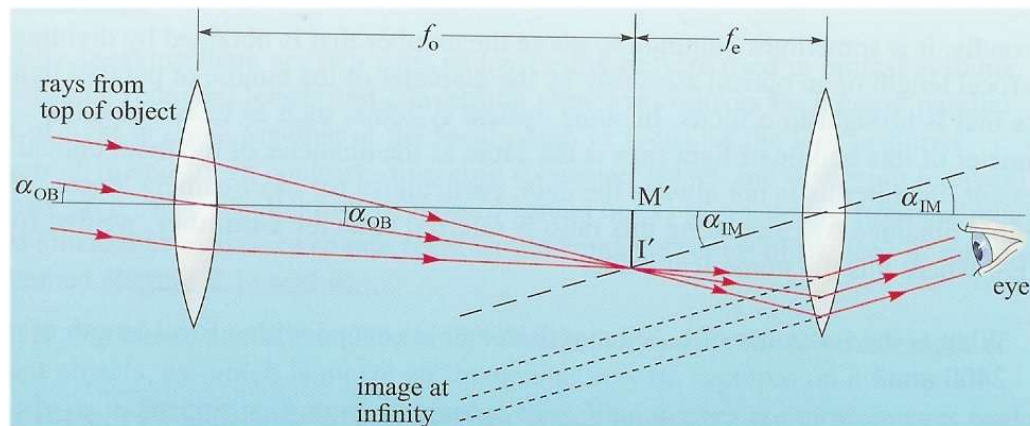
1.2 Lentes e aberrações

1.2.1 Refratores

Durante séculos, ainda dentro do domínio do refractor, só existiram dois tipos de “ópticas” para telescópios. A [galileana](#) e a [kepleriana](#).



O telescópio de Galileo usa uma lente biconvexa (positiva) por objectiva e uma bicôncava (negativa) por ocular. A imagem produzida é, assim, **real** (não invertida). Neste exemplo o objecto tem dimensão $2\alpha_{OB}$ e a imagem forma-se a um ângulo α_{IM} do eixo óptico. Nomenclatura: $f_o \equiv f_i$ (distância focal da objectiva); $f_e \equiv f_o$ (distância focal da ocular).



O telescópio de Kepler (modelo actual de telescópios refractores) usa duas lentes biconvexas (positivas). A grande vantagem é poder-se colocar um retículo no plano focal. A imagem produzida é **invertida** (e mantém-se assim para não aumentar as perdas de luz). O exemplo e a nomenclatura são como acima.

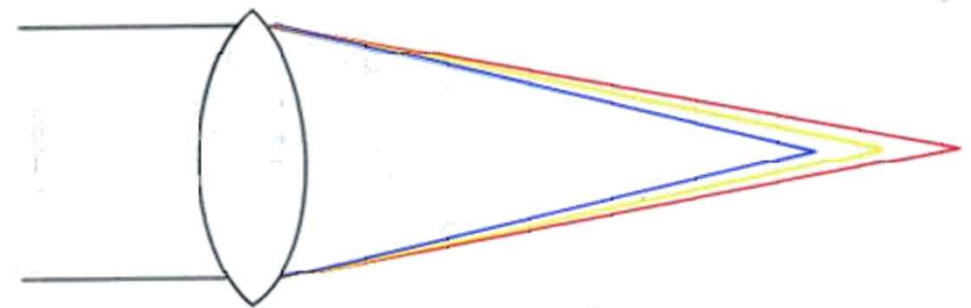
Os dois principais problemas de lentes são o de funcionarem como prismas (introduzindo a **aberração cromática**) e o de serem **pesadas** (limitando o seu tamanho prático a 1m). Ainda, um vidro de grandes dimensões pode levar **anos** em arrefecimento controlado de forma a ficar com um mínimo de qualidade profissional (homogeneidade e transparência). Mas há mais: o vidro da lente absorve radiação UV pelo que não é possível observar nesta banda do espectro electromagnético. Finalmente, o valor típico em refractores é $f/15$, claramente desadequado para a observação de galáxias e outros objectos de baixo brilho superficial.

Mas não há só desvantagens! A enorme **estabilidade térmica** e a excelente capacidade em a óptica manter o seu **alinhamento** são vantagens exclusivas de refractores.

Chegou a hora de falar nos quatro tipos principais de **aberrações**, a começar pela já mencionada aberração cromática.

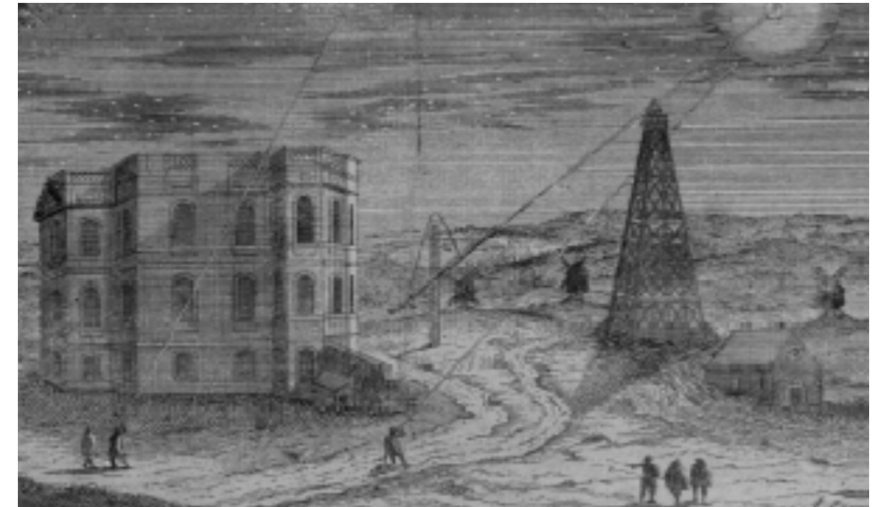
1.2.2 Aberração cromática

Uma lente actua como um prisma separando a luz incidente num pequeno espectro (uma banda azul e uma vermelha vêm-se em cada um dos lados de um objecto astronómico) – f_l depende do comprimento de onda.



Solução 1: Historicamente, a primeira solução foi a utilização de objectivas com f_1 ultra-longo (muito pouco prática) – Huygens, Cassini (1680s).

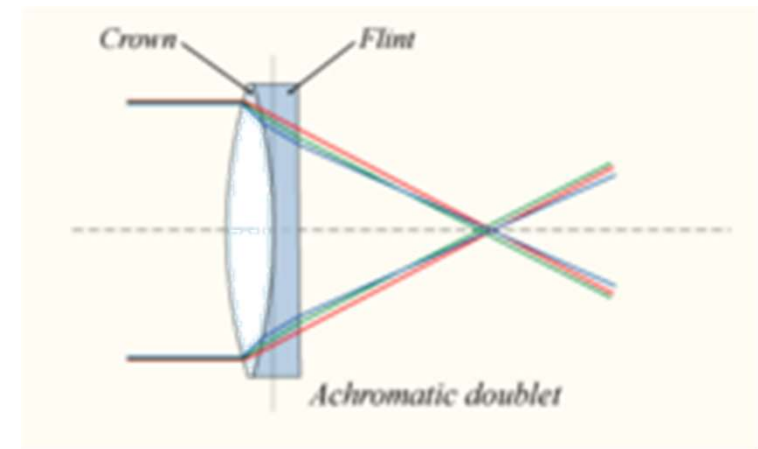
O telescópio refractor de 63m de Cassini (sem tubo, claro), instalado em Paris.



Solução 2: Usa-se uma lente dupla correctora, inventada por Clairaut (1764), baseado na teoria de Hall (1729). Esta solução reduz drasticamente o campo de visão e mantém o violeta fora de foco.

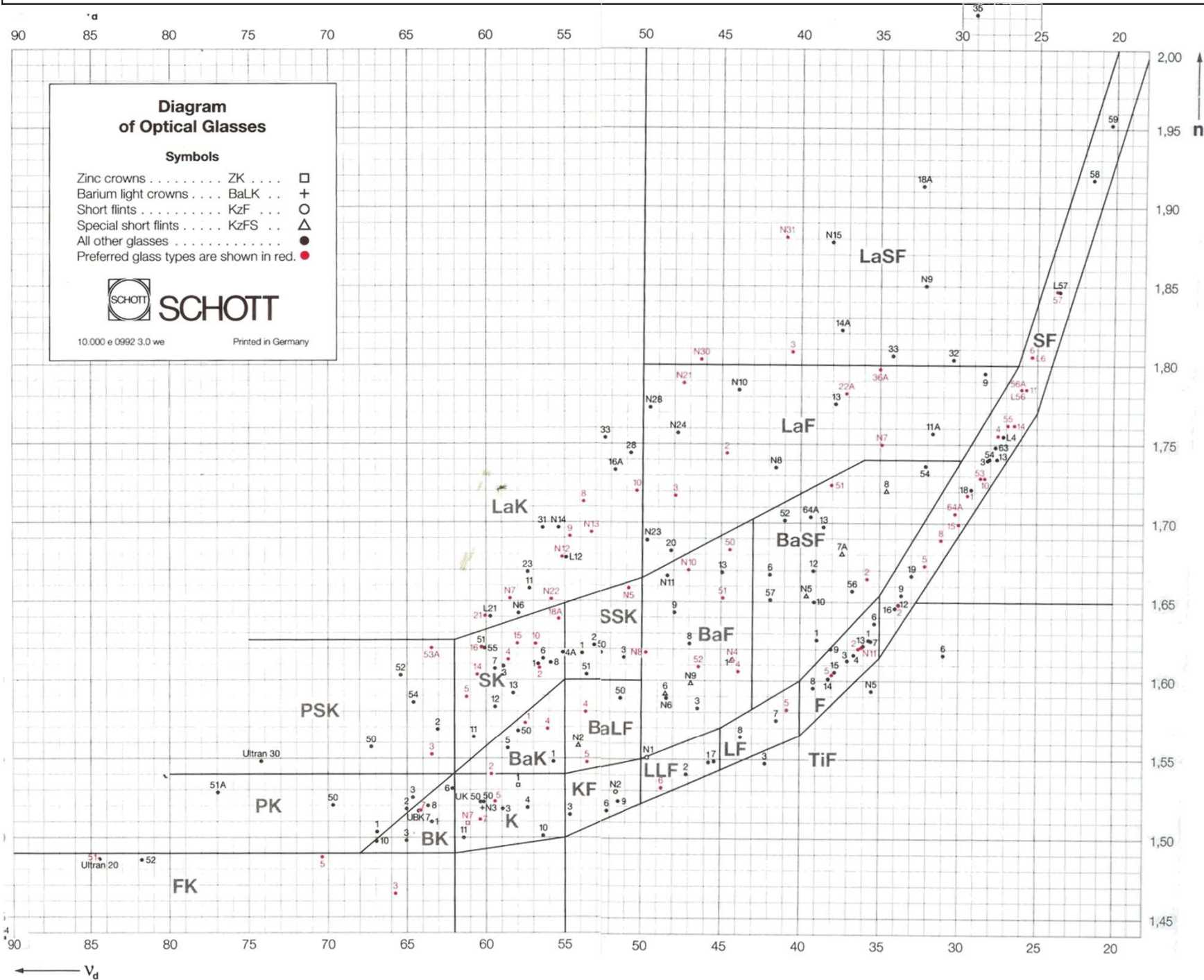
Lente dupla correctora feita de dois tipos de vidro (cada um com seu índice de refração).

Temos $n_{crown} < n_{flint}$.



Solução 3: Usar um telescópio reflector (que não sofre de aberração cromática).

Solução 4: Telescópio apocromático: usa duas lentes correctoras de fluoreto de cálcio, levando **todo** o espectro visível ao foco (são muito caros).

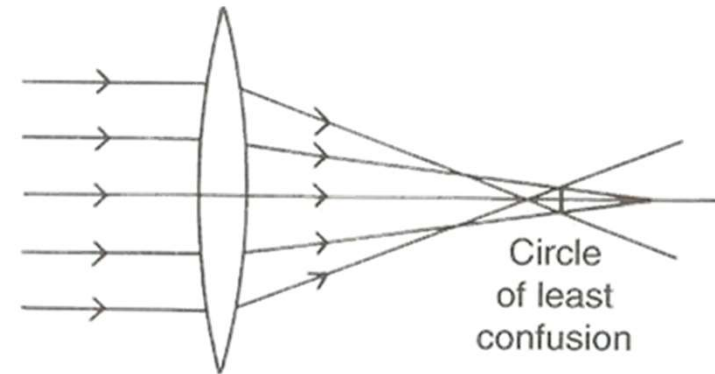


Índices de refração de vários tipos de vidro.

1.2.3 Aberração esférica

Superfícies esféricas não colocam no mesmo foco raios paralelos. Esta aberração depende apenas da abertura D (diâmetro da objectiva).

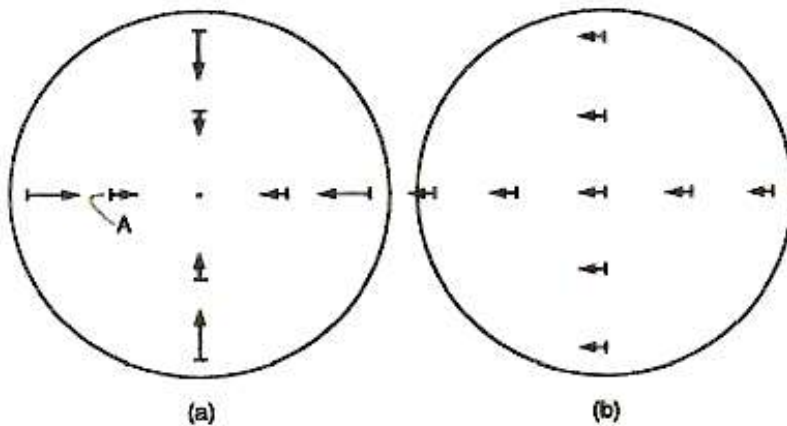
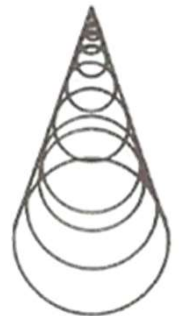
Solução: Usar uma superfície **asférica** (parábola, hipérbole, etc.).



1.2.4 Coma

De nome idêntico a uma das componentes de um cometa, esta aberração surge devido a cada “anel” da superfície da lente/espelho produzir o “seu” círculo de luz para um dado objecto astronómico. A área deste círculo é proporcional à área do anel. Por definição, o efeito só existe quando há um **eixo** e para raios de luz que não estejam neste.

O aspecto global da aberração **comática** é a de um “cometa”.



Existem dois tipos de efeitos de coma: **a)** coma “de campo”;
b) coma de descentragem.

Solução 1: Usar uma superfície **esférica**, uma vez que esta não tem eixo.

Solução 2: Usar f /número elevado (aproximação a uma superfície esférica).

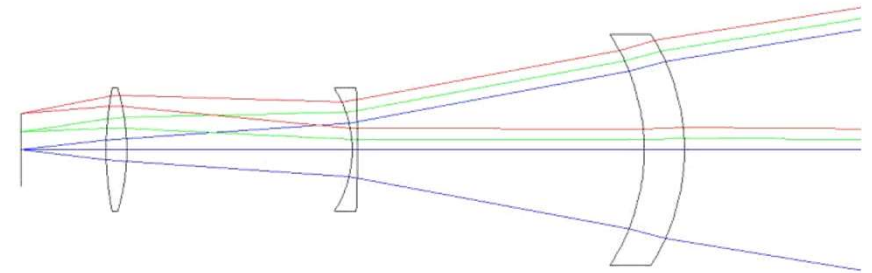
Solução 3: Usar correctores de coma (elementos ópticos).

1.2.5 Astigmatismo

Um sistema óptico ideal (perfeito) é **estigmático**, no sentido em que a imagem de um ponto é um ponto. Na vida real, no entanto, como temos telescópios de abertura finita, o melhor que se consegue fazer é obter imagens limitadas pela **difracção** (Secção 1.3) que transformam pontos em discos (de Airy).

Uma fonte pontual, no entanto, pode aparecer **elíptica** devido ao sistema óptico utilizado. Tal acontece sempre que a luz que incide oblíqua na lente/espelho é focada como em duas rectas perpendiculares (e não num ponto). Este efeito depende do f /número.

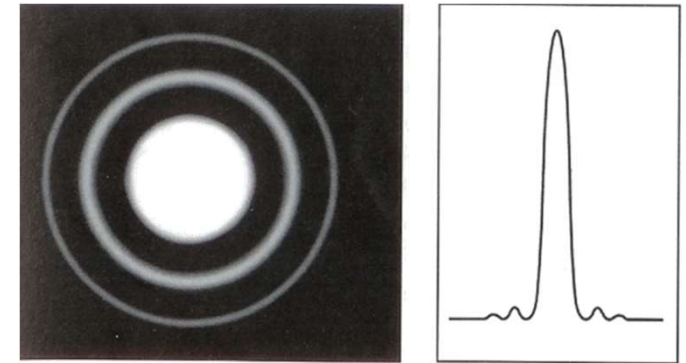
Solução: Mudar o sistema óptico.



Dois exemplos de correctores de coma. Um esquema óptico típico apresenta-se em cima.

1.3 Difraccção

A maioria das estrelas deveriam ser pontos, como vistas pelos telescópios de que dispomos. No entanto, por melhor que sejam as condições atmosféricas (seeing) nunca as vemos mais pequenas do que um disco (de Airy – 1835) que junta anéis (de difracção). Este efeito, dito de difracção, é devido à utilização de uma abertura finita e redonda, sendo ainda a luz enviada por um tubo (muitas vezes) que provoca interferência daquela com ela mesma. Além disso, todas as estruturas do próprio sistema óptico (e.g. as “aranhas” ou “cruzes” que seguram os espelhos secundários) adicionam mais efeitos difractivos.



Um objecto pontual como visto por um telescópio: o disco de Airy e anéis de Fraunhofer. O disco (teórico) tem 84% da luz, o 1º anel 7%, o 2º anel 3%, etc.



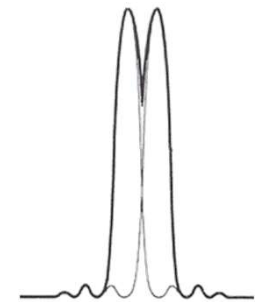
As “cruzes” com que se vêem estrelas em imagens são devidas a efeitos de difracção dos apoios de elementos ópticos (normalmente do secundário).



Da esquerda para a direita a qualidade do telescópio vai piorando no que respeita ao **contraste** (gama dinâmica) em imagens obtidas. Na imagem central existe uma obstrução no telescópio (secundário) de 35% ($\epsilon = D_{obs}/D=0.35$).

Ver aberrator.astronomy.net para um excelente programa de simulação de efeitos de difracção e outros.

O primeiro problema óbvio que surge é na definição de resolução. Normalmente, deveria ser a capacidade de separar dois objectos pontuais. Como tal não é possível, fala-se na capacidade de separar **dois discos**. O problema, no entanto, é onde colocar a “fronteira” entre um e outro. A convenção usual é considerar para definição de resolução a **distância angular entre o centro do disco de Airy e o primeiro mínimo** (este último está entre o disco de Airy e o primeiro anel – primeiro máximo), que também é a definição do **raio do disco de Airy**. Esta é dada por (em função do comprimento de onda λ e abertura D):



$$\text{“(resolução)}^{-1} \propto \alpha_R = 1.22 \lambda / D \quad \text{[limite de Rayleigh]}$$

Claramente não houve nenhuma base física para esta definição e, assim, a mesma tem de ser interpretada com algum cuidado. Por exemplo, há quem considere uma outra definição mais “prática”, usando para limite os 5% da intensidade central do disco de Airy:

$$(\text{resolução})^{-1} \propto \alpha_D = 1.01 \lambda / D \quad [\text{limite de Dawes}]$$

Este último resultado é idêntico ao obtido em telescópios Cassegrain com $\varepsilon = 0.5$ ($0 \leq \varepsilon < 1$); mais típicos são valores em 0.15-0.30. De facto, a resolução é tanto melhor quanto maior for a **obstrução**, sendo o preço a pagar o **contraste** que se perde. Para $\varepsilon \rightarrow 1$ chega-se ao valor limite de:

$$(\text{resolução})^{-1} \propto \alpha = 0.76 \lambda / D$$

Mais importante que a resolução é a **concentração** de luz no disco de Airy (quanta maior, melhor: maior contraste – gama dinâmica). Numa óptica de má qualidade a maior parte da luz está nos anéis e não no disco. Mais físico é, então, o **critério de Strehl** (1902) ou **razão de intensidade de Strehl** (abreviada por **razão de Strehl**):

$$S_t = I / I_0 = 1 - (2\pi / \lambda)^2 W_{rms}^2$$

com I_0 e I a intensidade no centro do disco de Airy sem (com) aberrações de contribuição W_{rms}^2 (em **variância** estatística). Na prática, boa qualidade óptica existe sempre que as aberrações não retiram mais de 20% de luz do disco de Airy ($S_t \geq 0.80$). Assim, podemos calcular qual o **erro máximo** para as aberrações, em termos de “erros” na superfície:

$$S_t = 0.80 = 1 - (2\pi / \lambda)^2 W_{rms}^2 \Rightarrow (2\pi / \lambda)^2 W_{rms}^2 = 0.20 \Rightarrow W_{rms} \approx \lambda / 14$$

Logo, a superfície ideal deve ter um erro inferior a $\lambda/14$. Este erro inclui todas as aberrações, mesmo a desfocagem. Por exemplo, estima-se a contribuição desta e da aberração esférica em $\lambda/4$ (cada).

A qualidade óptica de um telescópio depende, fundamentalmente, da qualidade do espelho/lente principal. Num reflector, a superfície deve ter, então, um erro $<\lambda/8$, idealmente $<\lambda/20$ para uma qualidade superior.

O critério de Strehl só funciona nos “dois sentidos” até $S_t \geq 0.50$. A partir daqui deixa de ser possível tirar o valor de W_{rms}^2 a partir de S_t (mas não o contrário).

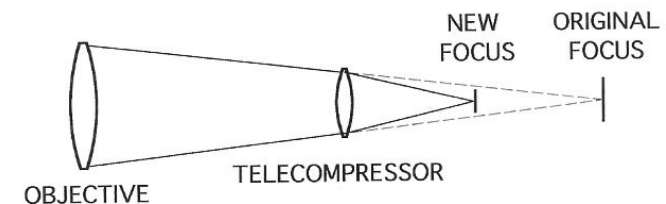
1.4 Auxiliares ópticos

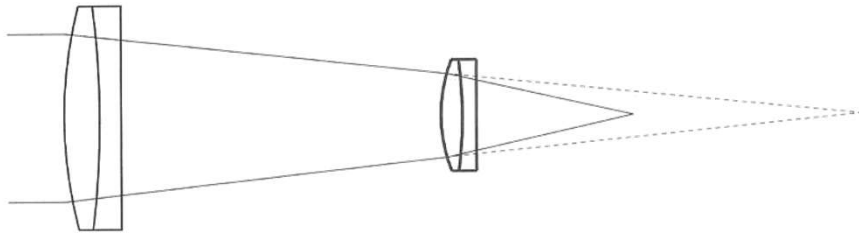
A maioria dos auxiliares ópticos muda a distância focal do sistema óptico de observação.

É apenas na Astronomia Amadora que a distância focal do sistema pode ser a do telescópio. Na Astronomia Profissional as correcções e os caminhos para a luz são tantos (entre espelhos, colimadores, lentes, etc.) que o **f/número final** do sistema pode ser bem diferente do do telescópio.

1.4.1 Telecompressor ou Redutor Focal

O **Redutor Focal** ou **Telecompressor** é uma lente biconvexa (positiva) que reduz o foco original de um espelho/lente (logo, reduz o f/número) de um factor z_{RF} . É colocado entre a ocular e a restante óptica do telescópio. Só funciona em Schmidt-Cassegrains, Maksutov-Cassegrains ou em espectrómetros.





Um bom telecompressor tem vários elementos ópticos. No caso deste esboço o telecompressor é composto por dois dupletos acromáticos.

Os redutores focais são fornecidos com valores fixos (e.g. 0.7×, 0.5×, etc.). Alguns são zooms (e.g. 0.5× – 0.7×) e, assim, dão uma enorme flexibilidade à produção de imagens. Pode-se, também, artificialmente construir um zoom, colocando o redutor focal mais afastado da ocular do que a posição base. No entanto, este efeito será sempre **para baixo**: zoom < 0.5×. De facto, determina-se z_{RF} por:

$$z_{RF} = 1 - d / f_{RF}$$

onde f_{RF} é a distância focal do redutor e d a **distância** a que se coloca o mesmo do plano focal do telescópio.

A redução focal tem um custo: também reduz o campo de visão efectivo do telescópio. Por vezes é isto mesmo que se pretende: e.g. quando se pretende fazer imagens com uma CCD (usualmente de campo pequeno; sempre bem mais pequeno que o do telescópio-ocular). O ideal é **ajustar** o campo da mesma ao que vem do telescópio recorrendo a um telecompressor.

Teoricamente há uma outra vantagem com a utilização de um redutor focal – a redução proporcional do **tempo de exposição** como comparado com o original (telescópio sem redutor), T :

$$T_f = T z_{RF}^2$$

O valor mais típico, no entanto, aplica-se na prática pois o redutor focal raramente é quase-perfeito e a cobertura do objecto observado no campo do telescópio raramente é eficiente:

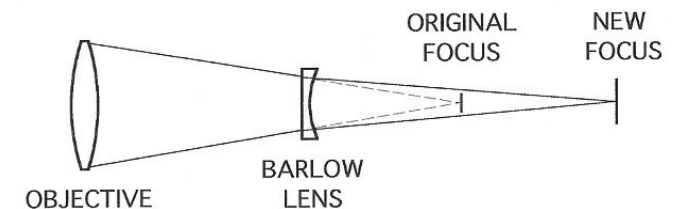
$$T_f = 1.2 T z_{RF}^2$$

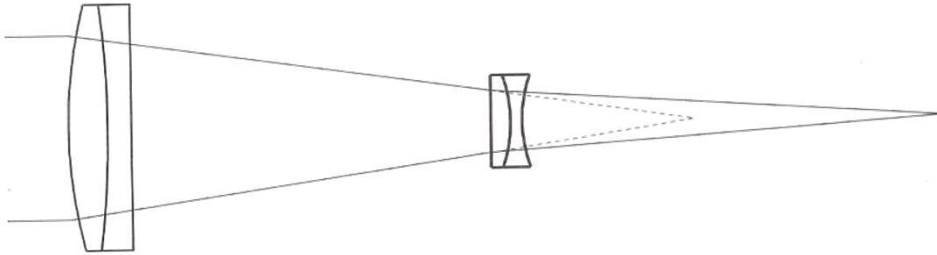
Em adição, nestes últimos casos a imagem pode não ser homogénea, tendo a sua parte central bem mais brilhante do que os extremos do campo-de-visão.

Para super-reduções focais é, normalmente, preferível usar dois redutores em série do que um com um valor de z_{RF} muito baixo (e.g. é melhor acoplar dois de 0.5× do que usar um de 0.25×). Isto é devido aos efeitos ópticos indesejáveis que começam a aparecer com um super-redutor.

1.4.2 Teleconversor ou Lente Barlow

Uma **lente Barlow** (1828-33) ou **Teleconversor** aumenta f_i (e o f /número) de um factor z_B . Consiste numa lente côncava (negativa) que se utiliza entre a ocular e a restante óptica do telescópio. Como para o redutor focal, mesmo que uma Barlow venha com um valor fixo de ampliação (2×, 3×) é possível construir um zoom modificando a sua distância na ocular (desta vez, **a partir** de 2× e 3×, respectivamente: há um limite **inferior** para o zoom).





Uma boa Barlow tem vários elementos ópticos. No caso deste esboço a Barlow é composta por dois dupletos: um é acromático.

Agora o campo de visão fica mais reduzido, aumentamos o f /número e o tempo de exposição (de forma semelhante ao que acontece com o telecompressor):

$$T_f \geq T z_B^2$$

Também de forma semelhante ao telecompressor, determinamos z_B por:

$$z_B = 1 + d / f_B$$

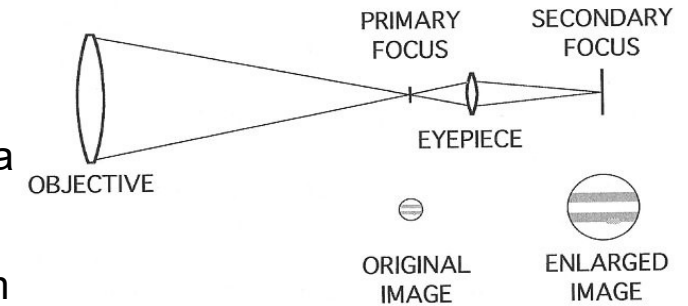
onde f_B é a distância focal da Barlow e d a **distância** a que se coloca a mesma do plano focal do telescópio.

A Barlow, no entanto, não tem os problemas de heterogeneidade de brilho de campo do telecompressor. Problemas podem advir da sua aplicação (quanto maior z_B , pior) em telescópios de f /número muito pequeno (devido à excessiva curvatura do cone de luz incidente no plano focal). Uma boa forma de compensação é utilizar uma Barlow $z_B - 1$ ou $z_B - 2$ a uma distância do foco equivalente a termos z_B .

Também ao contrário dos telecompressores, uma Barlow funciona melhor sozinha do que em série (e.g. é melhor uma de 4× do que juntar duas de 2×).

1.4.3 Ocular (projecção) – super-teleconversor

Uma ocular pode ser usada como um auxiliar óptico “super-teleconversor”, permitindo chegar a valores efectivos de f /número muito elevados (e.g. $f/200$). A ideia é colocar uma máquina fotográfica ou CCD a uma certa distância da ocular e, assim, por “projecção” da luz do objecto, ampliá-lo enormemente. Esta técnica só funciona bem para objectos **muito brilhantes** (Sol, Lua) devido aos enormes tempos de exposição exigidos para objectos fracos.



A fórmula para calcular o factor de ampliação z_o é dada por:

$$z_o = d / f_o - 1$$

onde f_o é a distância focal da ocular e d a **distância** a que se projecta a imagem no detector.

1.4.4 Star diagonal

Não amplia nem diminui a imagem mas é muito útil para alguns tipos de telescópios (e.g. Cassegrain). Um “star diagonal” é um espelho a 90° (transmissão típica $\sim 90\%$) que inverte a imagem do telescópio e permite um fácil posicionamento do observador.



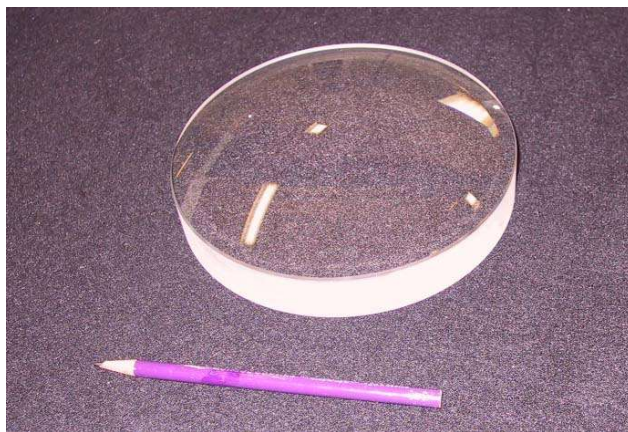
1.4.5 Field flattener

Muitas vezes o “plano” focal não é plano (é convexo ou côncavo) – e.g. primários esféricos. Piazzi Smyth (1874) foi o primeiro a considerar este problema. Embora o olho compense este efeito, uma CCD, por ser plana (chip), apresenta nas extremidades do seu campo os objectos distorcidos (com **coma**, normalmente). Usa-se, então, um “**field flattener**” para compensar este efeito. O “field flattener” é afocal pelo que não altera o f /número do sistema de forma significativa.

O “field flattener” é especialmente importante em telescópios de grande campo como o Schmidt.

Conforme a distância focal f_l do telescópio a corrigir e o índice de refração n do material do field flattener temos para o raio de curvatura deste:

$$r = f_l (n - 1) / n$$



Um field flattener para um telescópio profissional.



O principal efeito (coma) derivado de um campo focal curvo.



Field flattener

1.4.6 Baffles

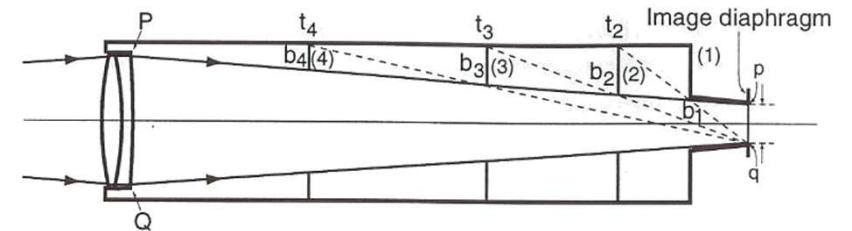
O objectivo das “baffles” em qualquer telescópio é o de evitar que luz indesejada (especialmente reflexões) chegue ao foco, já que esta seria uma importante fonte de erro na produção da imagem final.

Este problema é especialmente importante em tubos de telescópios (reflexões internas) e não se resolve apenas com uma pintura (interior) de preto.

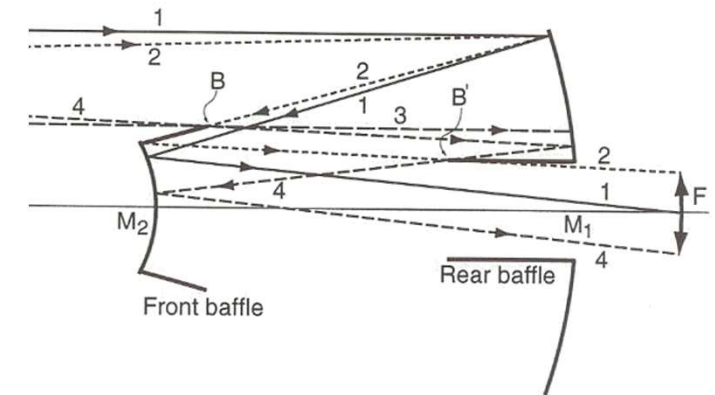
Os telescópios reflectores modernos (Cassegrain) resolveram o problema do tubo: já não o têm. No entanto, fótons de todo o lado incidem no primário e no secundário (especialmente neste, por ser côncavo).

Designs/focos mais complexos requerem outras soluções (complexas).

A nível amador resolve-se o problema (refractores e reflectores) colocando um **cilindro negro** na extremidade (frontal) do tubo com o máximo de extensão possível (até começar a interferir com o campo do telescópio).



Solução de “baffles” num refractor...



... e num Cassegrain.

1.5 Determinação experimental do f/número

Embora quase todos os telescópios venham com a indicação do seu f/número, há alguns que não o fazem. Além disso, a utilização de equipamento óptico auxiliar altera o f/número, nem sempre de forma exactamente conhecida (e.g. quando se usa uma Barlow a uma certa distância da sua colocação “normal” no telescópio).

Seguem algumas técnicas para encontrar o f/número ou a distância focal (f_l) do sistema óptico de forma experimental.

1.5.1 Refractores

Um método directo, que dá uma boa ideia de f_l , é, simplesmente, medir a distância entre o centro da objectiva e o plano/superfície focal. Este(a) último(a) obtém-se, na prática, no local onde, a olho, vemos a imagem de um objecto no “infinito” (sem ocular).

Claro que o diâmetro D é mais fácil de medir e, assim, chega-se ao f/número a partir de f_l e D .

1.5.2 Newtoniano

O comprimento do tubo já dá uma ideia de f_l . Com mais exactidão: $f_l = f_l^1 + f_l^2$ onde f_l^1 é a distância do centro do espelho parabólico ao centro do espelho diagonal e f_l^2 a distância desta ao plano focal.

Uma alternativa para medir f_l directamente é olhar para o espelho parabólico só com um olho e encontrar a distância d onde se vê bem focada a sua imagem. Temos: $f_l = d / 2$.

1.5.3 Cassegrain (e outros)

Não é nada fácil medir f_l de um Cassegrain com uma régua. Usam-se outros métodos que, aliás, podem ser utilizados para qualquer outro tipo de sistema óptico. Por exemplo:

- i) Tirar uma imagem de um campo estelar a partir do qual se determina o campo de visão θ do telescópio (usando uma **boa** carta estelar).
- ii) Escolher uma estrela com $\delta \approx 0^\circ$, desligar o motor de ascensão recta (numa montagem equatorial) e contar o tempo que a estrela leva a atravessar o campo – como cada quatro minutos (3m59.3s, de facto), sobre o equador, a Terra roda 1° , tiramos o tamanho angular do campo.

Agora é fácil, pois **ou**:

- i) Conhecemos (medimos) o diâmetro d_o da ocular e tiramos $f_l = d_o / \theta$;
- ii) **ou** conhecemos a escala no filme/CCD: medimos com uma régua o percurso p da estrela durante a exposição e determinamos $l = \theta / p = 1 / f_l \Rightarrow f_l = p / \theta$.

É claro que as técnicas aqui descritas para aplicação a um Cassegrain se aplicam também para qualquer tipo de sistema óptico, por muitos auxiliares ópticos que o compoñham.

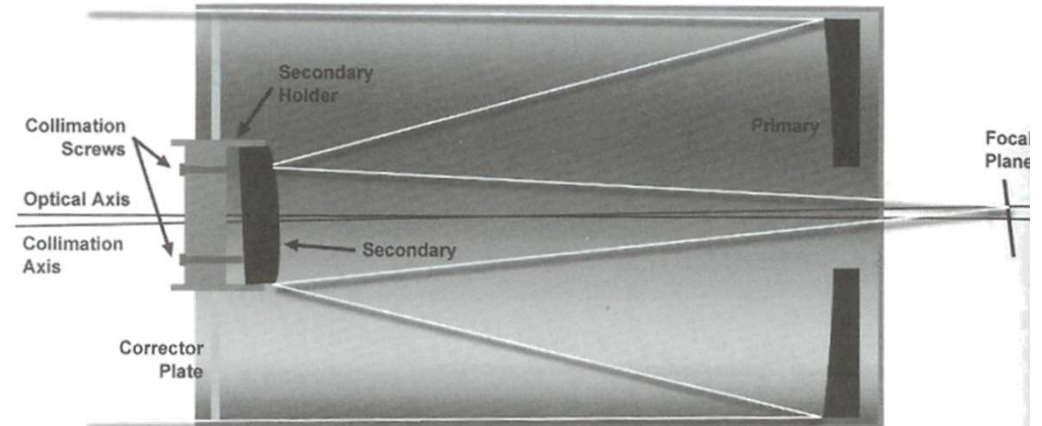
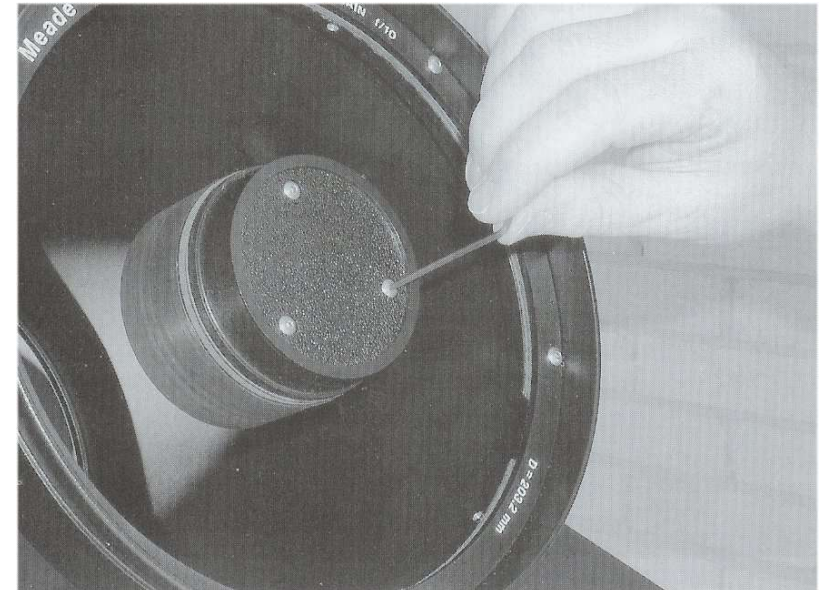
1.6 Testes e correcções ópticas

Há vários testes a efectuar a um espelho principal de um telescópio reflector e à sua óptica em geral de forma a determinar **erros** comuns na mesma (aberrações, etc.).

1.6.1 Colimação

A **colimação** consiste em **alinhar** a óptica do telescópio de forma a funcionar como foi idealizado. Quando um telescópio está descolimado o efeito que surge nos objectos é muito semelhante à aberração comática.

Atinge-se colimação graças ao ajuste manual de um ou mais de (normalmente) **três parafusos** que se encontram na parte de trás do espelho primário e que “distorcem” mais ou menos a sua superfície de forma a obter o parabolóide mais perfeito possível (se for o caso). Em Schmidt-Cassegrains o ajuste é no espelho secundário.



Na prática, este ajuste faz-se com os passos (**nota**: cada um dos passos repete-se até à estrela de teste não sair mais do centro):

o) nunca usar um “star diagonal” (usar apenas oculares);

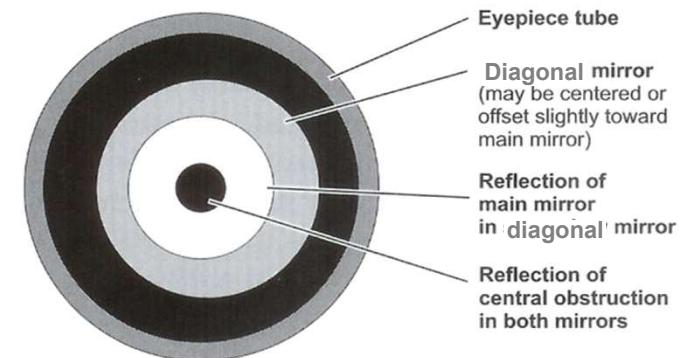
i) observar estrela alta no céu, levemente **desfocada** e centrada, a baixa ampliação (100-200×) [– recentrar];

ii) observar a mesma estrela (desfocada) com **maior ampliação** (400-600×) – recentrar;

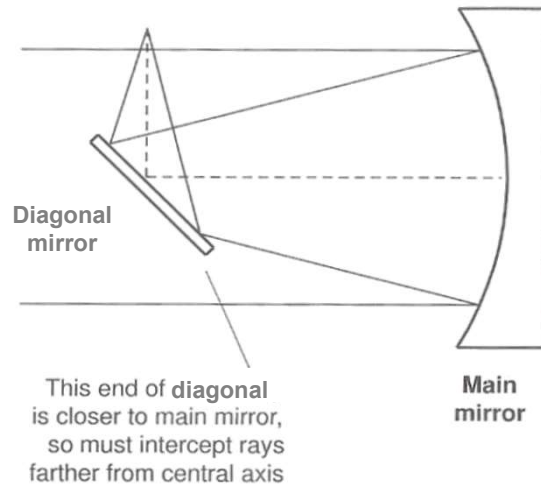
iii) observar estrela brilhante a 40-60×, **focada**, e garantir que os anéis de difracção em torno do disco de Airy apareçam uniformes, circulares e concêntricos no centro do campo de visão;

iv) Confirmar **iii)** com tanta **ampliação** quanto o seeing permitir.

A colimação de um **newtoniano**, para ser mais precisa, deve ser feita durante o **dia**, observando o céu: espreita-se pelo suporte da ocular (sem a mesma) e vêem-se vários círculos **concêntricos** – é esse o objectivo. Se não estão concêntricos mexem-se os parafusos de colimação de forma a colocá-los todos nessa posição, a menos do círculo do diagonal que pode estar ligeiramente desalinhado.



Confirma-se a colimação usando os métodos nocturnos **iii)-iv)** acima.

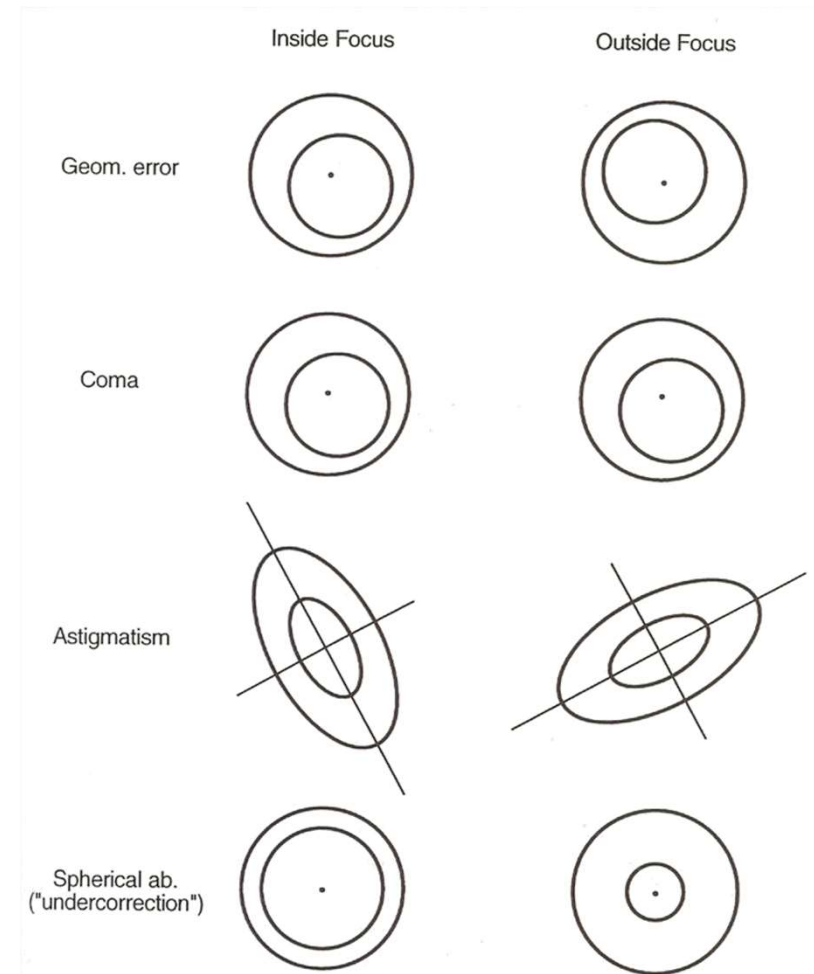


A razão (puramente geométrica) do círculo correspondente ao diagonal não ser concêntrico.

1.6.2 Geometria de estrela desfocada (pupila)

Desfoca-se uma estrela (ligeiramente) e registam-se numa CCD **duas** imagens: uma **antes** de foco (“para cá”) e outra **depois** do foco (“para lá”). A distância destas posições ao foco normal deve ser a mesma (de forma às imagens terem o mesmo tamanho). As exposições devem ser de 30 a 60 segundos, conforme o seeing (quanto pior este, mais longas aquelas). A precisão do método é, pelo menos, $seeing / 5$.

Este teste não pode ser feito com o olho pois o mesmo compensa facilmente as pequenas desfocagens envolvidas. Além disso, o olho não permite que o método se torne quantitativo.



*A importância das duas imagens: o **erro geométrico** poder-se-ia confundir com **coma** (que, de facto, existe).*

A) Medição da aberração esférica

Mais uma vez, é fundamental a obtenção de imagens “antes” (a) e “depois” (d) do foco. Assim, temos a dimensão relativa da obstrução central em cada caso: D^{obs}_a / D_a e D^{obs}_d / D_d . Os tamanhos não devem diferir mais de 20% para as contas que seguem.

Vem, para a aberração esférica:

$$d\phi = \Delta D / [8\varepsilon(1 - \varepsilon^2) f_l]$$

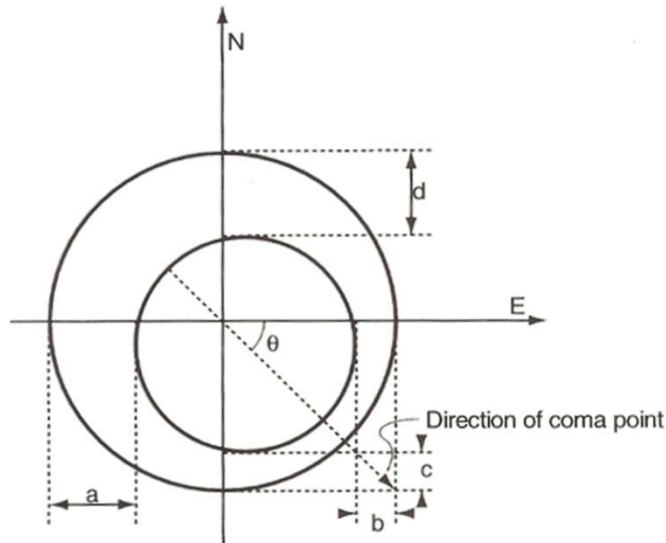
onde:

$$\Delta D = D^{obs}_d - D^{obs}_a (D_d / D_a)$$

B) Medição do vector de coma

Temos \vec{C} dado em coordenadas polares por:

$$\{ |\vec{C}|, \theta \} \rightarrow \{ [(a - b)^2 / 2 + (c - d)^2 / 2]^{0.5}, \text{arctg}[(c - d)/(a - b)] \}$$



onde a, b, c, d são quantidades **métricas** ou **angulares** medidas directamente nas imagens (faz-se média entre as duas).

Vem, agora: $\alpha_C \approx |\vec{C}| / (1 - \varepsilon)$

A quantidade α_C tanto pode vir em μm como em arcseg, conforme os valores usados para a, b, c, d .

Conhecendo $d\phi$ e sendo esta desprezável podemos, simplesmente, estimar $\varepsilon \approx (D_a^{obs} / D_a + D_d^{obs} / D_d) / 2$.

Confirmada a existência de coma, há **três** formas usuais de a corrigir:

- i) **elevantar** o primário (ou a célula de apoio) no lado da extremidade do vector de coma;
- ii) **baixar** o secundário no lado da extremidade do vector de coma;
- iii) **deslocar** o secundário na mesma direcção da do vector de coma.

Uma potencial quarta forma não é nada prática e, por isso, não é utilizada: deslocar o primário na direcção oposta à do vector de coma.

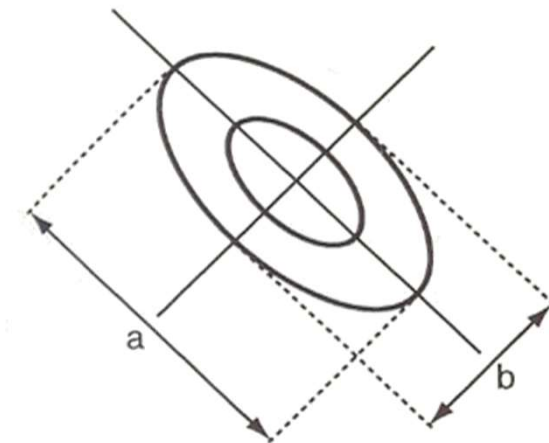
C) Medição do vector astigmatismo

A execução é de uma forma semelhante à coma mas usa-se apenas para as medições a forma **exterior** da pupila (já que a obstrução não é tão sensível ao astigmatismo).

Vem: $\alpha_A = (a - b) / 2$

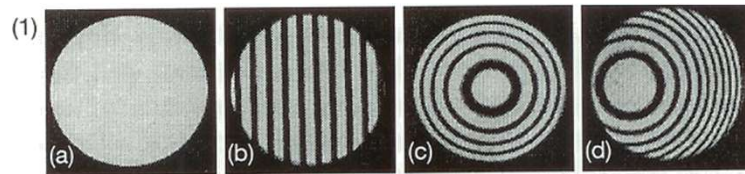
onde a, b ($a > b$) são quantidades **métricas** ou **angulares** medidas directamente nas imagens (faz-se média entre as duas). Se a forma elíptica não é tão óbvia devem-se tirar quatro diâmetros (dividindo a área em secções de 45°) e usar as médias.

A quantidade α_A tanto pode vir em μm como em arcseg, conforme os valores usados para a, b .

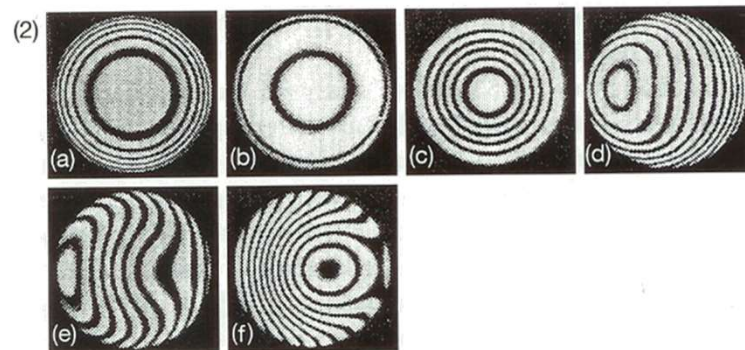


1.6.3 Testes de interferência

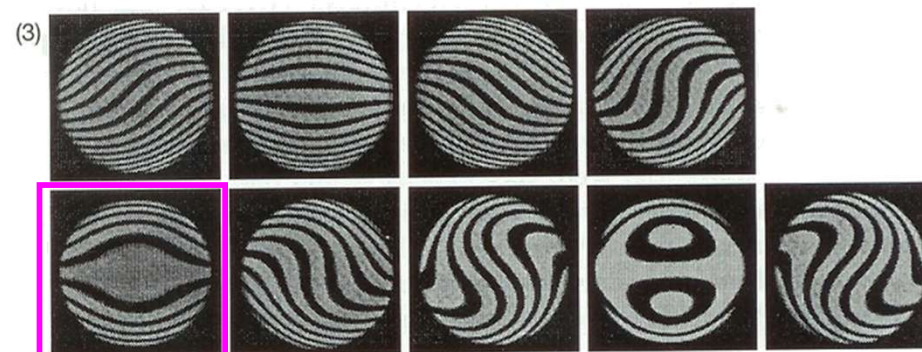
Este tipo de testes destinam-se, quase exclusivamente, a telescópios **em construção** e não a telescópios já operacionais (aos quais se pretendem fazer testes ópticos de rotina). Para aqueles “telescópios no laboratório”, o advento das CCDs veio tornar os testes de interferência competitivos com outros métodos. Como exemplo mostram-se vários padrões de interferência para as aberrações comuns.



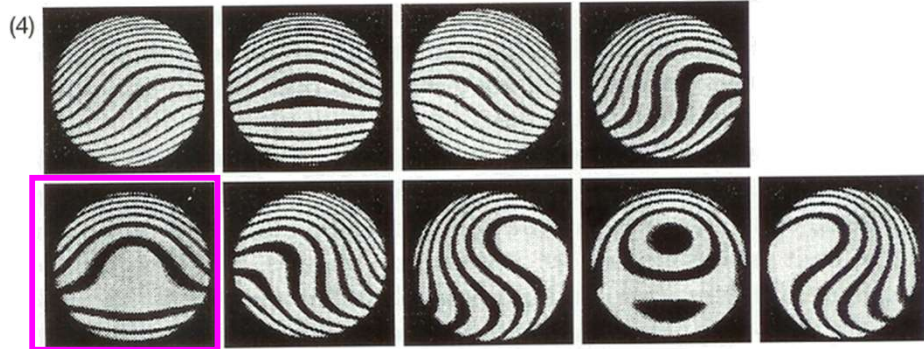
1 – Lente/espelho perfeita/o: a) ideal; b) com inclinação; c) com desfocagem; d) com inclinação e desfocagem.



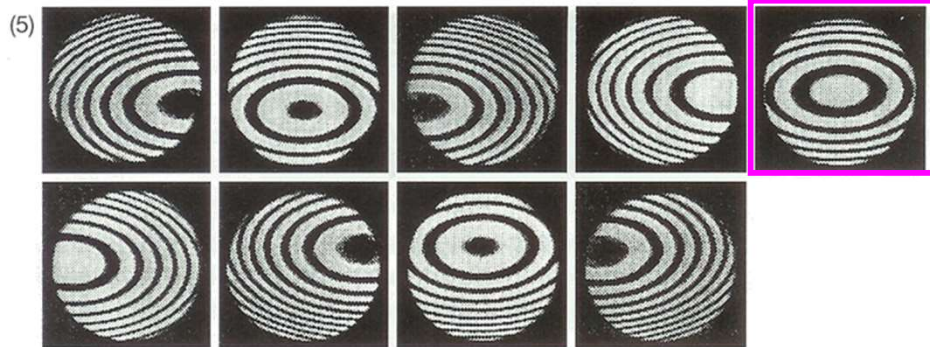
2 – Aberração esférica: [sem/com inclinação]
a/d) foco paraxial; b/e) foco médio; c/f) foco marginal.



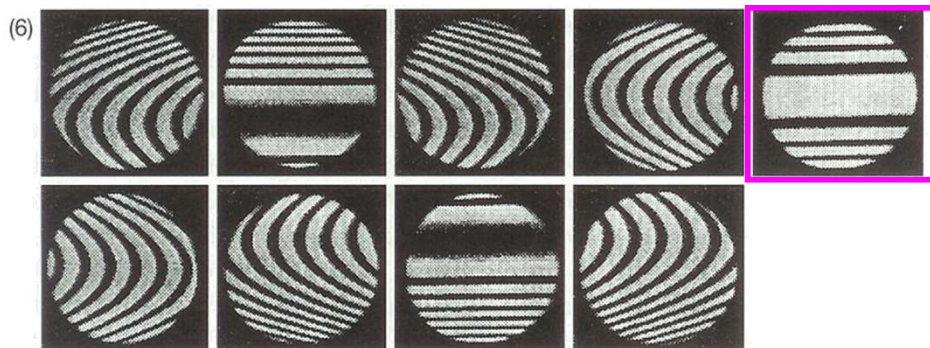
3 – Coma (foco paraxial): a figura destacada não tem inclinação; as restantes têm-na em várias direcções.



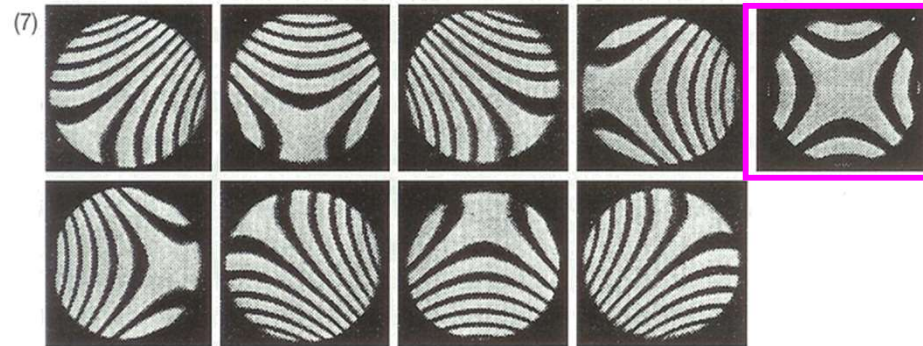
4 – Coma (com pequena desfocagem): a figura destacada não tem inclinação; as restantes têm-na em várias direcções.



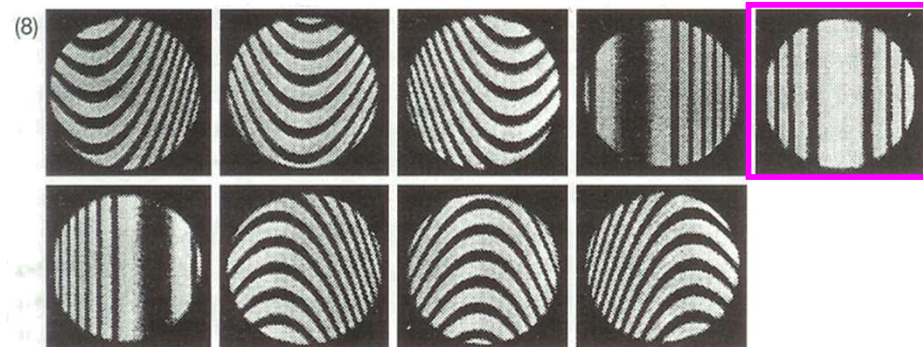
5 – Astigmatismo (foco Petzval): a figura destacada não tem inclinação; as restantes têm-na em várias direcções.



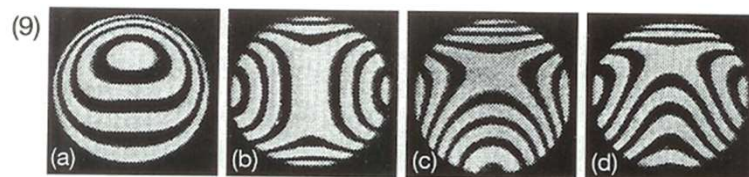
6 – Astigmatismo (foco Sagittal): a figura destacada não tem inclinação; as restantes têm-na em várias direcções.



7 – Astigmatismo (melhor foco): a figura destacada não tem inclinação; as restantes têm-na em várias direcções.



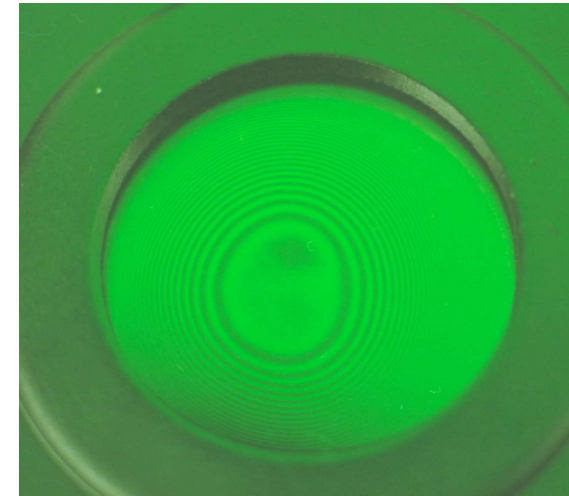
8 – Astigmatismo (foco tangencial): a figura destacada não tem inclinação; as restantes têm-na em várias direcções.



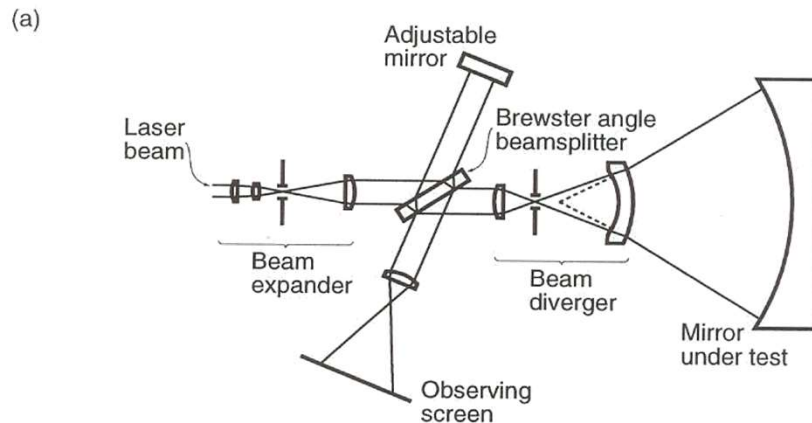
9 – Aberrações combinadas: a) aberração esférica + coma; b) aberração esférica + astigmatismo; c) coma + astigmatismo; d) aberração esférica + coma + astigmatismo.

A) Anéis de Newton

Este é o teste interferométrico mais simples. Utiliza uma fonte estendida de luz monocromática, um “beam splitter” e duas superfícies “essencialmente” em **contacto** que produzem padrões de interferência de **Newton** (se for uma esfera contra um plano) ou **paralelos** (e.g. plano contra plano – fazendo um pequeno ângulo, com um pequeníssimo espaço de ar entre eles).



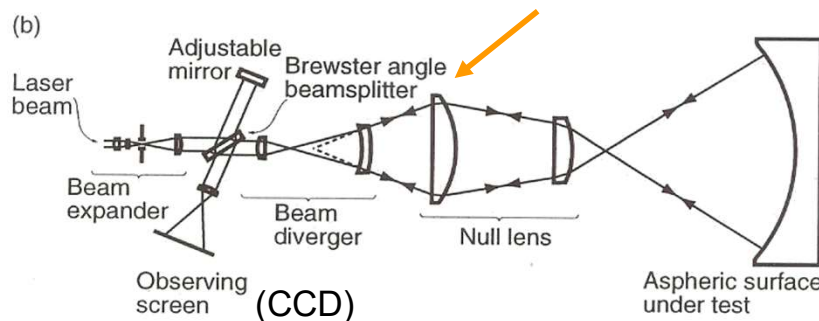
B) Twyman & Green



Este tipo de interferómetro “clássico” recorre a um LUPI (LASER-Unequal-Path-Interferometer) e a uma CCD.

O laser é de CO_2 , operando no IV ($10.6\mu\text{m}$).

O teste de superfícies esféricas precisa de um sistema extra que “reproduza”, aproximadamente, a superfície a testar.



Interferómetro de Twyman & Green para o teste de:

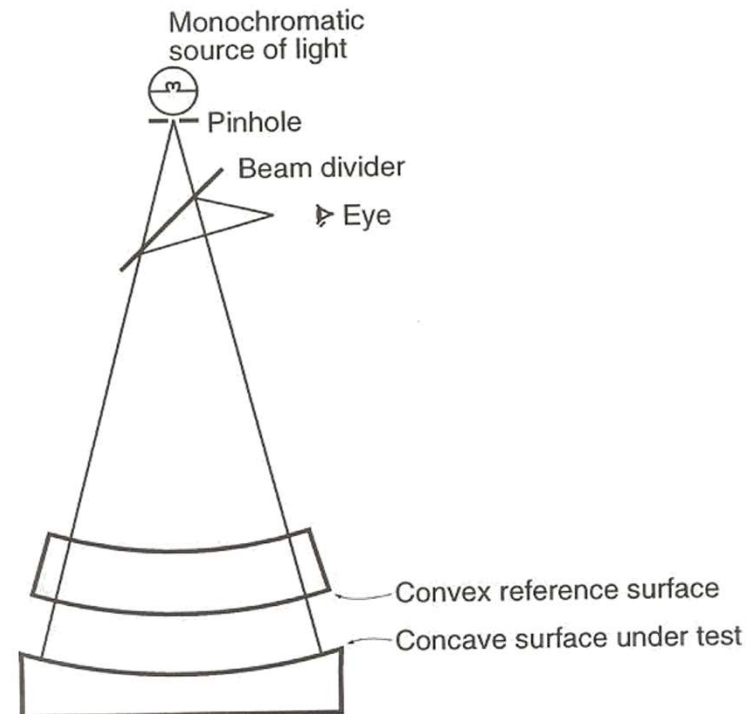
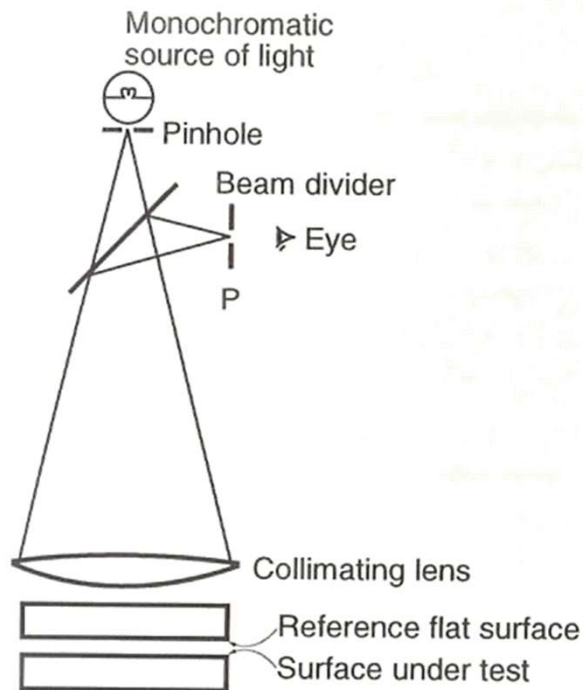
a) Superfície esférica; **b)** superfície esférica. O “beam diverger” permite uma boa cobertura em $f/\text{número}$ (até $f/1$).

C) Fizeau & Haidinger ($D < 0.3m$)

Estes são os dois testes interferométricos mais comuns.

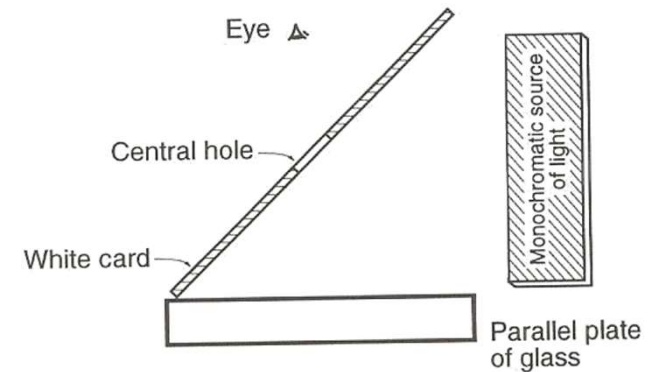
C1) Fizeau

Este tipo de interferómetro é muito semelhante ao de Newton. A principal diferença é que o espaçamento entre placas é **muito maior** – devido a isto tem de se usar um **pequeníssimo** buraco de projecção e uma lente colimadora da luz monocromática. No caso da superfície a testar ser côncava, o colimador dispensa-se.



C2) Haidinger

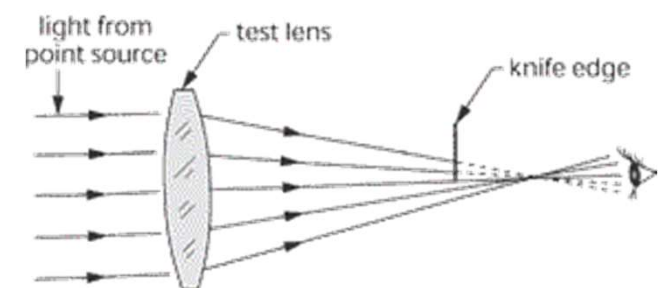
Como no interferómetro de Newton, a fonte de luz monocromática é estendida: usualmente o buraco de projecção é bem maior do que na interferência de Fizeau. O perfil de interferência é circular (como o de Newton).



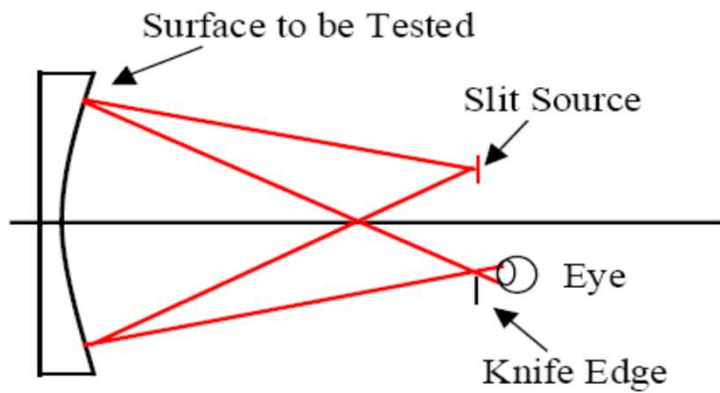
1.6.4 Teste da “lâmina” (de-faca) de Foucault

Este é o teste mais sensível de todos (~25nm). O único problema é o facto de não ser **quantitativo** (é feito a olho com uma ocular), a não ser que se recorra à difícil aquisição de fotometria precisa dos objectos observados. Dependendo do seeing, é típico fazerem-se exposições de 30-60 seg depois da luz ter passado pela “**lâmina-de-faca**”.

O objectivo do teste de Foucault é **amplificar** grandemente os defeitos da óptica através das suas sombras. Isto consegue-se colocando um pequeníssimo buraco no eixo óptico da lente/espelho a testar, que deixa passar um fino raio de luz de uma fonte luminosa. A reflexão/refracção da óptica é depois examinada graças à lâmina de uma faca, ao colocar-se o olho **por trás** da mesma e, a pouco e pouco, deslocá-la sobre a pupila da lente/espelho: vê-se uma sombra a passar. Se a superfície do espelho/lente escurece uniformemente, então é esférico. Caso contrário, é possível ver onde é que o mesmo não está ainda esférico (e corrigir com polimento, por exemplo).

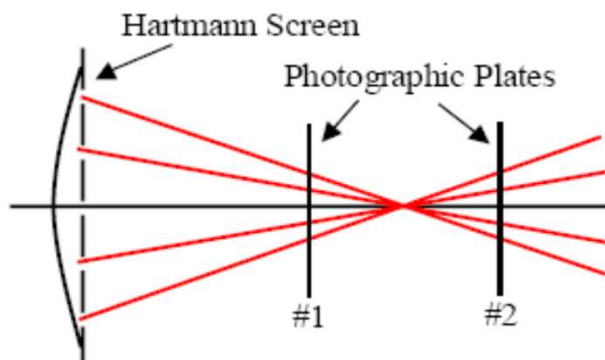


A aplicação do teste de Foucault a uma lente. A ponta-de-faca desloca-se sobre a pupila da lente.



A aplicação do teste de Foucault a um espelho.

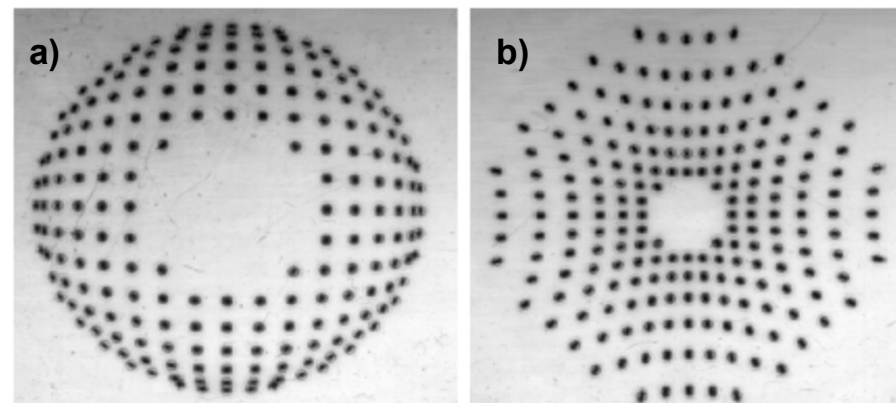
O teste de Hartmann recorre a estrelas que são expostas **duas** vezes: “antes” e “depois” do foco.



Tiram-se duas exposições:
“antes” e “depois” do foco.

1.6.5 Teste de Hartmann

Este teste foi originalmente desenvolvido para testar a aberração esférica de lentes/espelhos, mas tem outras utilidades. A sua componente principal é um **ecrã** (de Hartmann) que é colocado no foco do espelho/lente a testar. O ecrã tem **buracos** (sub-aberturas) de diâmetro $f_i/500$ a $f_i/200$ distribuídos de forma concêntrica (em anéis) ou rectangular (uniforme).



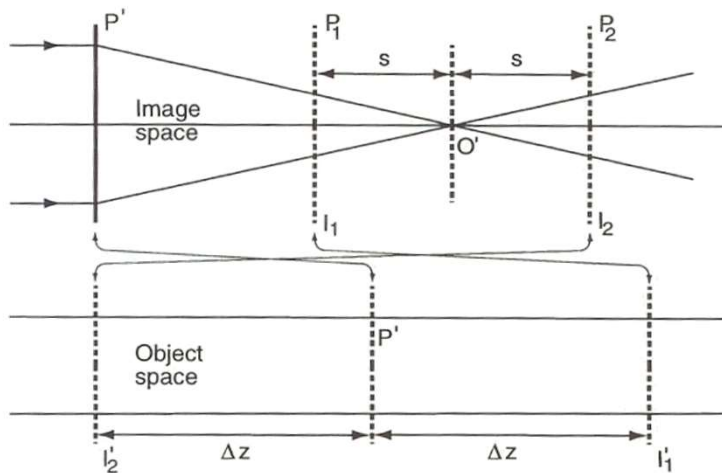
Teste a um espelho parabólico:

a) imagem “antes” do foco; **b)** imagem “depois” do foco.

Na versão mais recente (Shack-Hartmann, com lentículas), pode ser usado da mesma forma que o teste interferométrico LUPI (Twyman-Green). Foi utilizado nos testes ao primário do NTT, por exemplo. 41

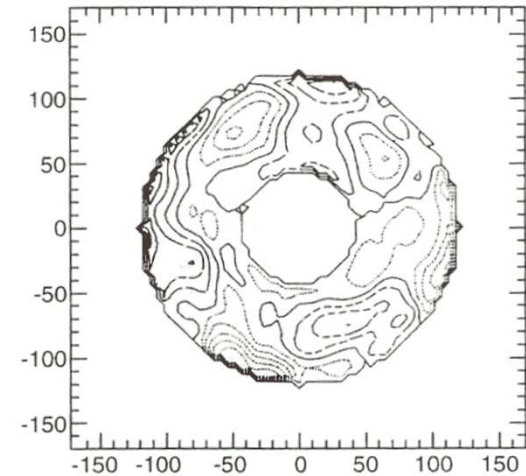
1.6.6 Teste de curvatura de Roddier

À semelhança do teste da lâmina de Foucault, também para este é necessária fotometria precisa. Mas este teste não compete com os testes interferométricos. A técnica consiste em medir a iluminação de dois planos à mesma distância do foco (“antes” e “depois”). Havendo erros de curvatura, um plano tem diferenças de iluminação em relação ao outro e deduzem-se, assim, as imperfeições do espelho/lente.



As duas exposições, “antes” e “depois” do foco, podem ser “vistas” também da pupila.

A detecção de imperfeições num espelho com buraco central.



1.6.7 Esferómetro

Este é um [aparelho](#), que pode ser em forma de barra curva, que se utiliza para medir a precisão de determinada superfície. Além disso, também mede o raio de curvatura e a asfericidade. Por exemplo, após o [desbaste](#) do VLT usou-se um [esferómetro](#) (precisão $0.1\mu\text{m}$) para ajuizar a sua forma (que estava correcta a menos de $1\mu\text{m}$). Esse esferómetro tinha 1.64m de comprimento e utilizou-se sobre a superfície desbastada do VLT de 0.82m em 0.82m (metade do seu comprimento).

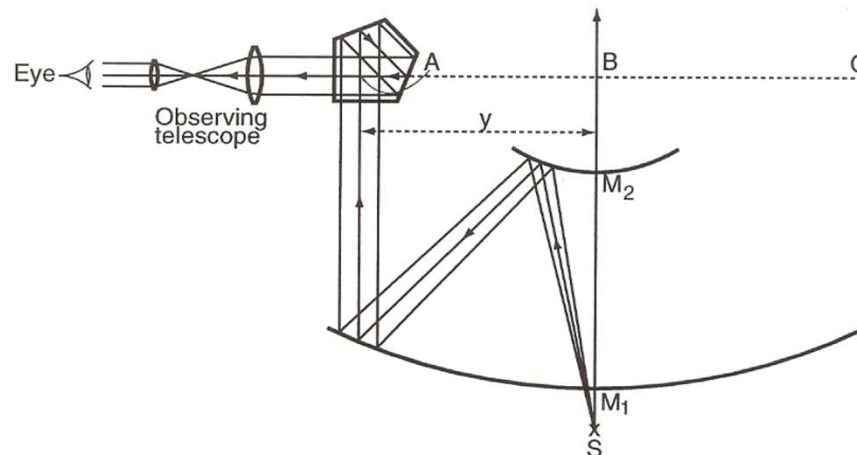


1.6.8 Espelhos convexos

É frequente ter de testar a óptica, por exemplo, do espelho secundário de um Schmidt-Cassegrain. Ora, este espelho é **convexo** (hiperbólico) e nenhum dos testes anteriores é adequado para tal. Além disso, a óptica deste espelho é, em si, complexa (e.g. nunca forma uma imagem real).

Só se pode testar a qualidade óptica de espelhos convexos (“peça” opaca) com recurso a meios ópticos **suplementares**. Por exemplo, não se testa o secundário individualmente mas **em operação** no telescópio. Diferenciam-se os defeitos do secundário dos da restante óptica:

- i) após **subtração** dos defeitos da “restante óptica” (previamente determinados por outros testes);
- ii) pela comparação com um (ou mais) telescópio(s) absolutamente **idêntico(s)** e já testados (e colimados, ao menos);
- iii) recorrendo ao **pentaprisma** (Wetthauer & Brodhun 1920) – teste da aberração esférica e coma.



A técnica do pentaprisma: no foco do telescópio Cassegrain coloca-se um pequeníssimo buraco (S) que só deixa passar um finíssimo feixe de luz. O pentaprisma (A) desloca-se sobre carris, analisando todo o espelho, uma subabertura de cada vez.

Quando a “peça” de um espelho convexo é feita de material vítreo de alta qualidade e se o mesmo é um primário (por exemplo de um telescópio Ritchey-Chrétien), há formas **directas** de estudar a sua superfície:

- i) graças à **refracção** através do espelho e utilizando “ray tracing” (de feixes de luz), o percurso óptico dos mesmos indicará os defeitos na superfície;
- ii) olhando para o espelho por “trás”, fazem-se testes como para um espelho parabólico (**nota**: a qualidade do material vítreo da “peça” deve ser quase-perfeita).

