

Óptica geométrica

Repasinho

Fermat

Dioptras

Lentes delgadas

O de cómo manejar rayos para que hagan lo que uno quiera

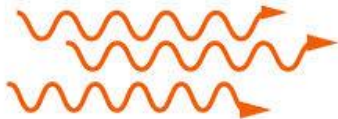
En el capítulo anterior...



Christian Huygens

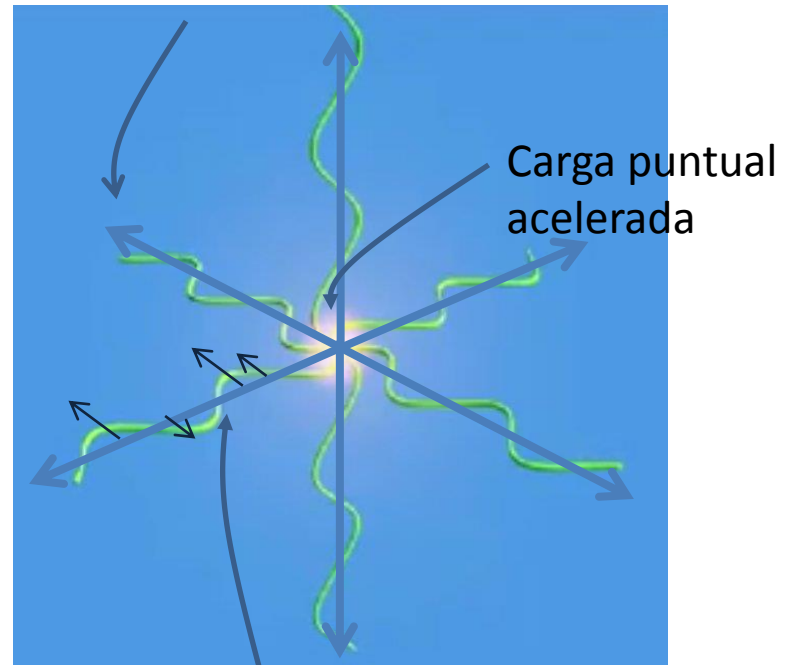


James Maxwell

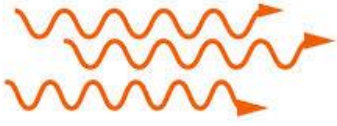


La luz es una onda que describe la propagación espacio-temporal de campos eléctricos y magnéticos producidos por cargas aceleradas.

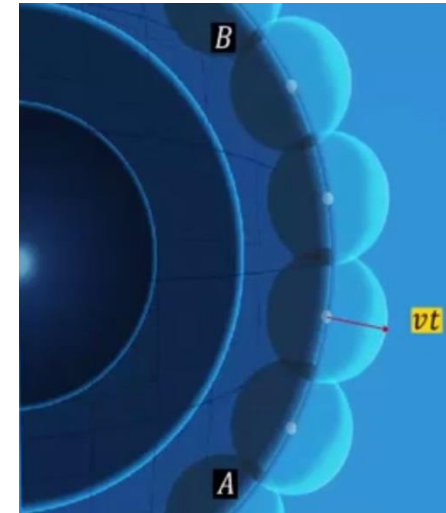
direccion de propagación (rayo)



direccion de \vec{E}_0



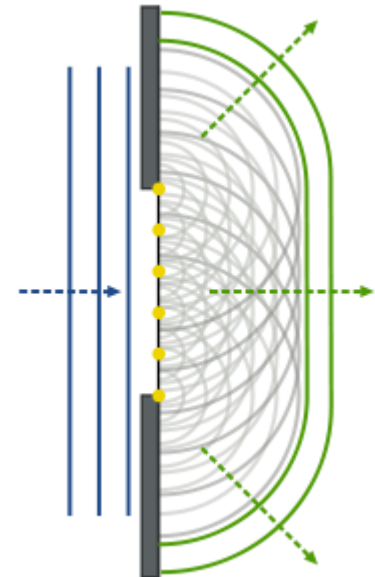
Christian Huygens



Cada fuente secundaria emite ondas esfericas

Principio de Huygens

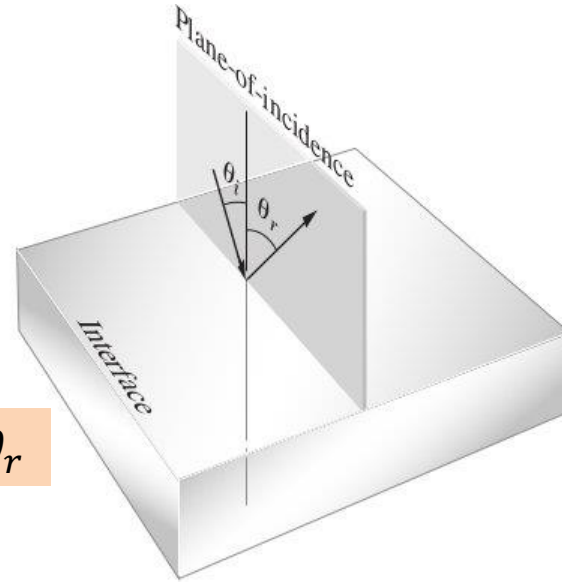
“...Cada punto del frente de ondas actua como un nuevo foco emisor secundario que genera ondas secundarias esfericas. Estas onditas se propagan a la velocidad de la onda en el medio. La posición de la superficie tangente a todas las onditas secundarias coincide con la posición que tendrá el frente de onda un instante despues”





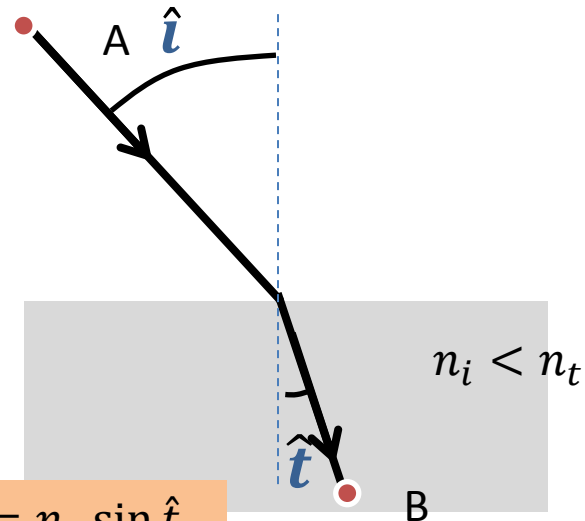
Christian Huygens

Ley de reflexión



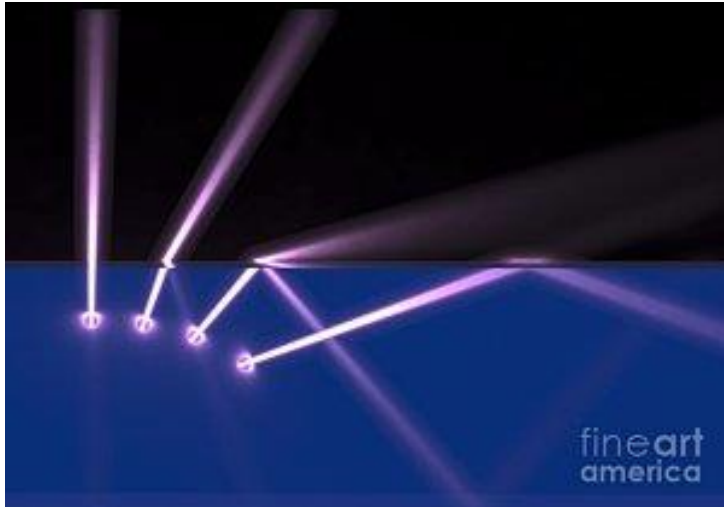
$$\theta_i = \theta_r$$

Ley de refracción

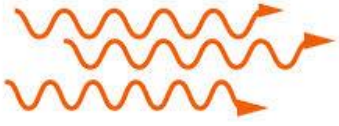


$$v = \frac{c}{n}$$

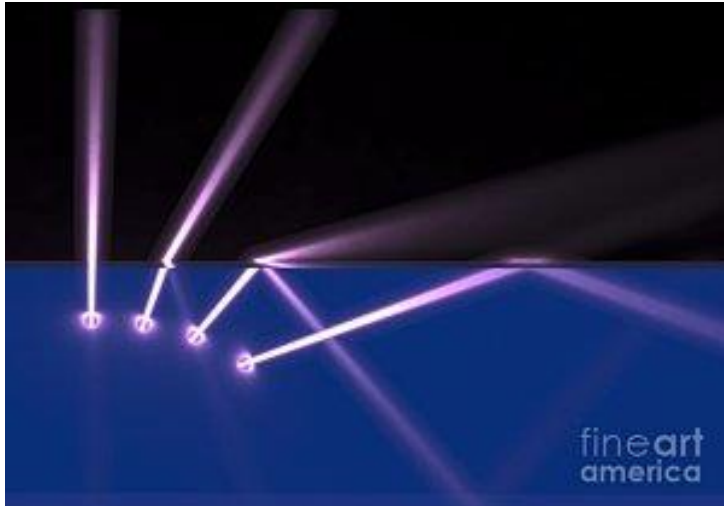
$$n_i \sin \hat{i} = n_t \sin \hat{t}$$



fineart
america



Christian Huygens



Ley de reflexión

$$\theta_i = \theta_r$$

Ley de refracción

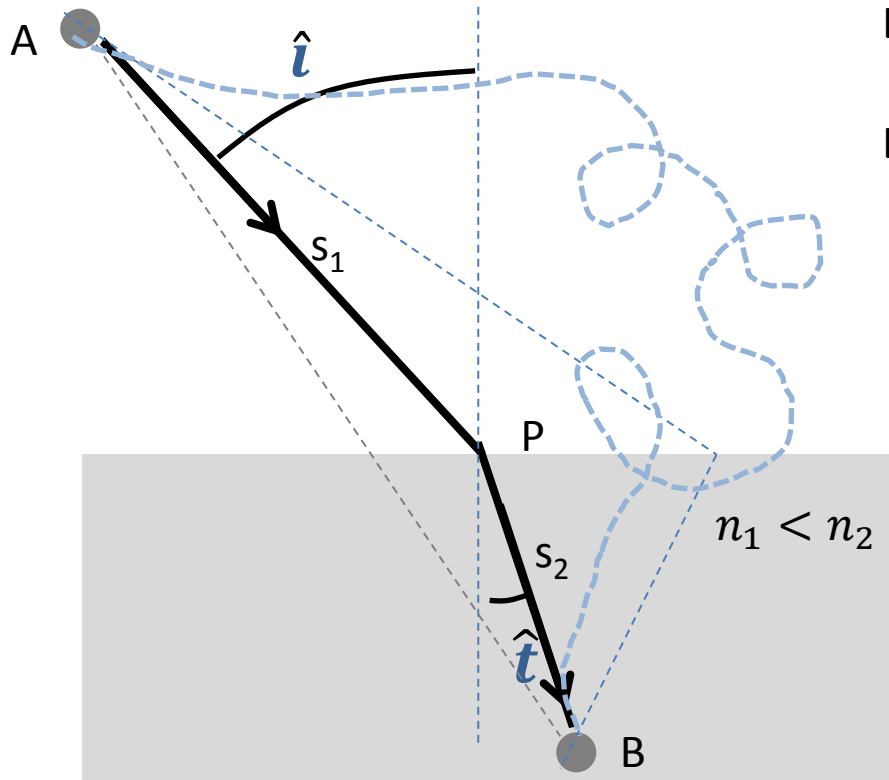
$$n_i \sin \hat{i} = n_t \sin \hat{t}$$

Reversibilidad de
caminos ópticos

Principio de Fermat

(una alternativa a la teoría de ondas secundarias de Huygens)

$$n_i \sin \hat{i} = n_t \sin \hat{t}$$



La trayectoria que sigue el rayo que conecta dos puntos dados es aquella que minimiza la **longitud del camino óptico** entre dichos puntos.

Para la trayectoria de la figura:

Long.Camino Geométrico: $s_1 + s_2$

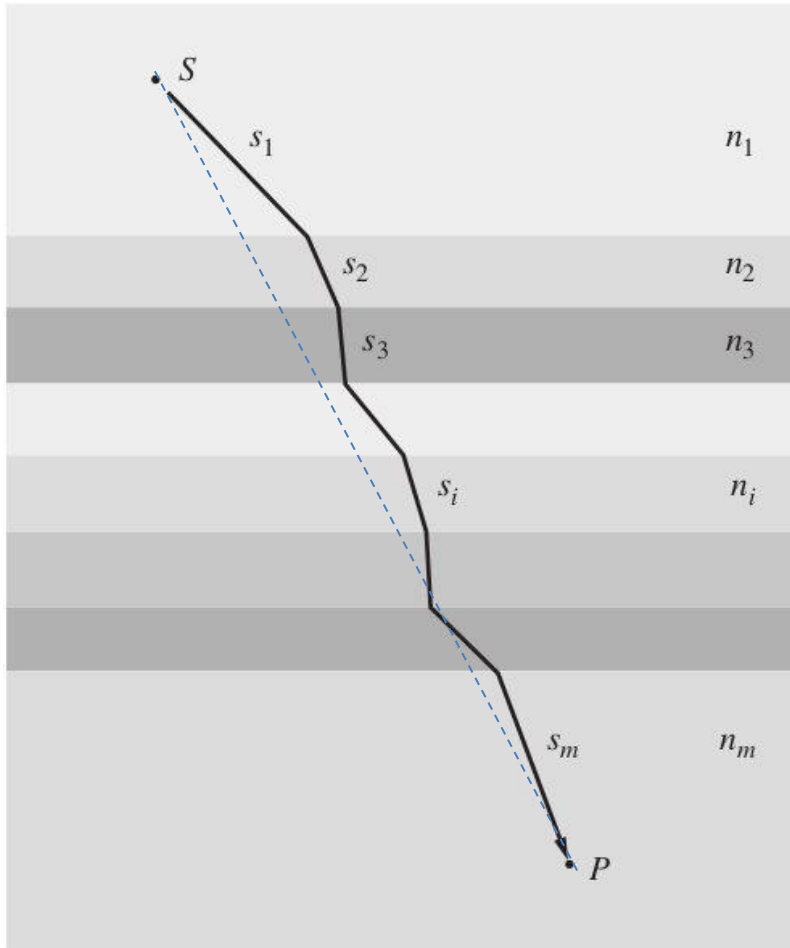
Long.Camino Óptico: $n_1 s_1 + n_2 s_2$

$$\text{LCO} = \frac{c}{v_1} s_1 + \frac{c}{v_2} s_2 = \text{Tiempo que tarda la luz en recorrer la trayectoria}$$

$$c \left(\frac{s_1}{v_1} + \frac{s_2}{v_2} \right) = c (t_1 + t_2)$$

La trayectoria que sigue el rayo que conecta dos puntos dados es aquella que **minimiza el tiempo que tarda la luz** en conectarlos

Principio de Fermat



- La propagación a lo largo de diferentes medios puede estimarse a partir de la ley de Snell aplicada a cada interfase.
- La trayectoria que sigue el rayo que conecta dos puntos dados es aquella que **minimiza la longitud de camino óptico** entre dichos puntos (o equivalente, **minimiza el tiempo de recorrido de la luz** entre ambos puntos).

Camino geométrico: $s_1 + s_2 + \dots + s_m$

Camino óptico: $n_1 s_1 + n_2 s_2 + \dots + n_m s_m$

Así se fabrica un espejismo

$$n_1 > n_2 > n_3 > n_4$$

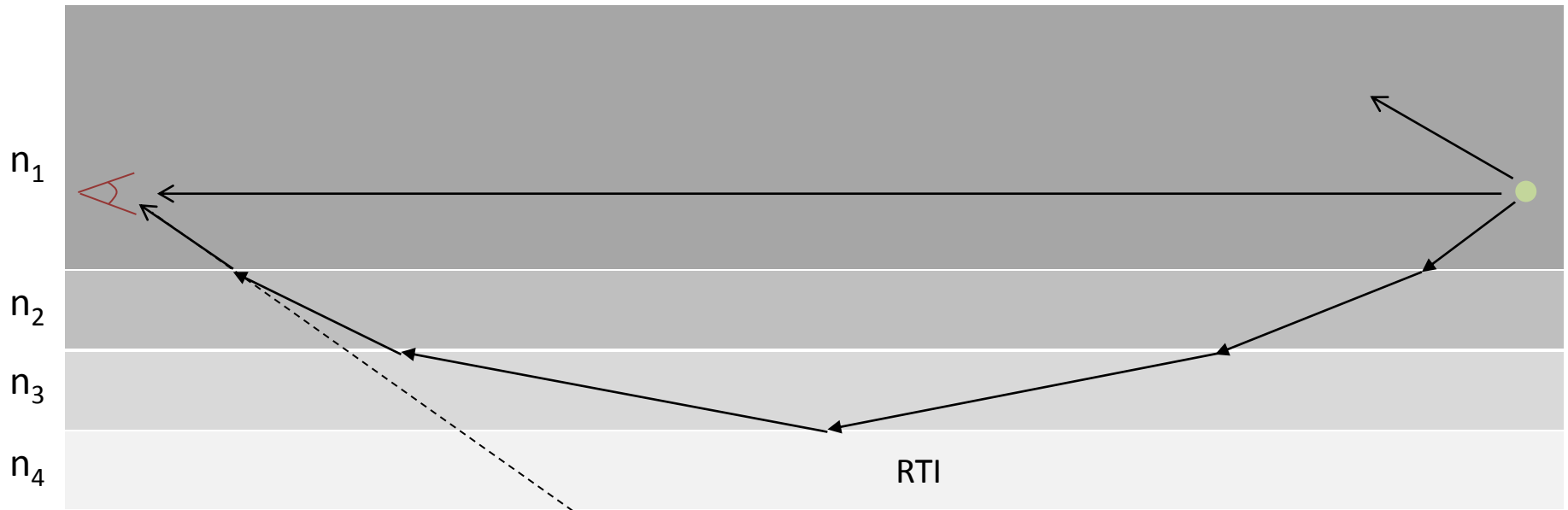


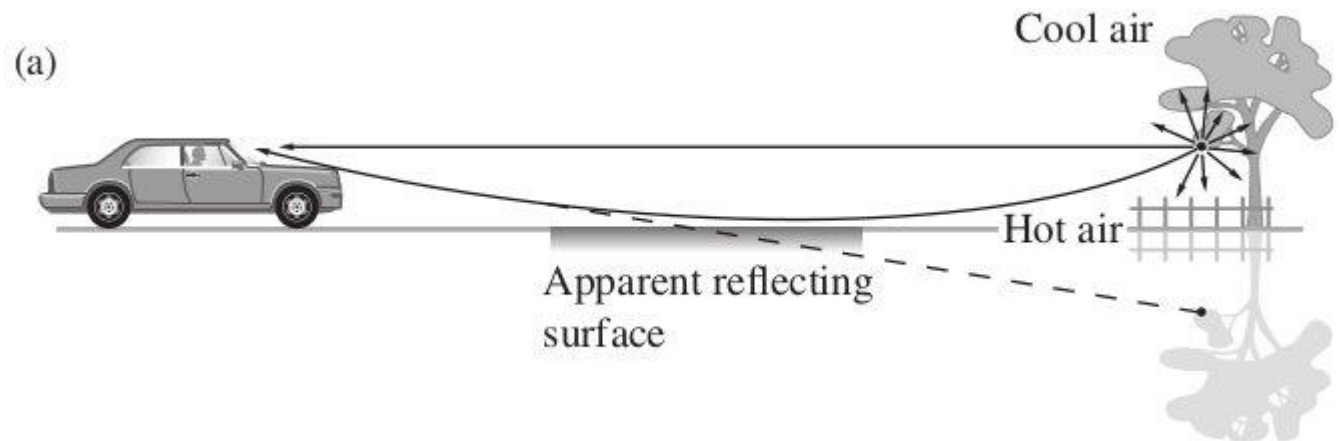
Imagen virtual

- Ambas trayectorias tienen similar LCO
- El observador vislumbra **dos** imágenes puntuales

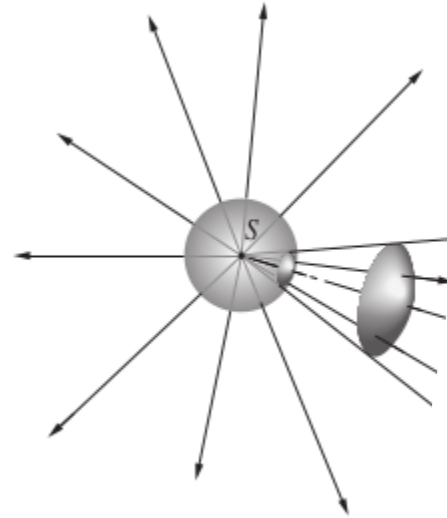
Espejismos



El índice de refracción del aire disminuye con la temperatura.

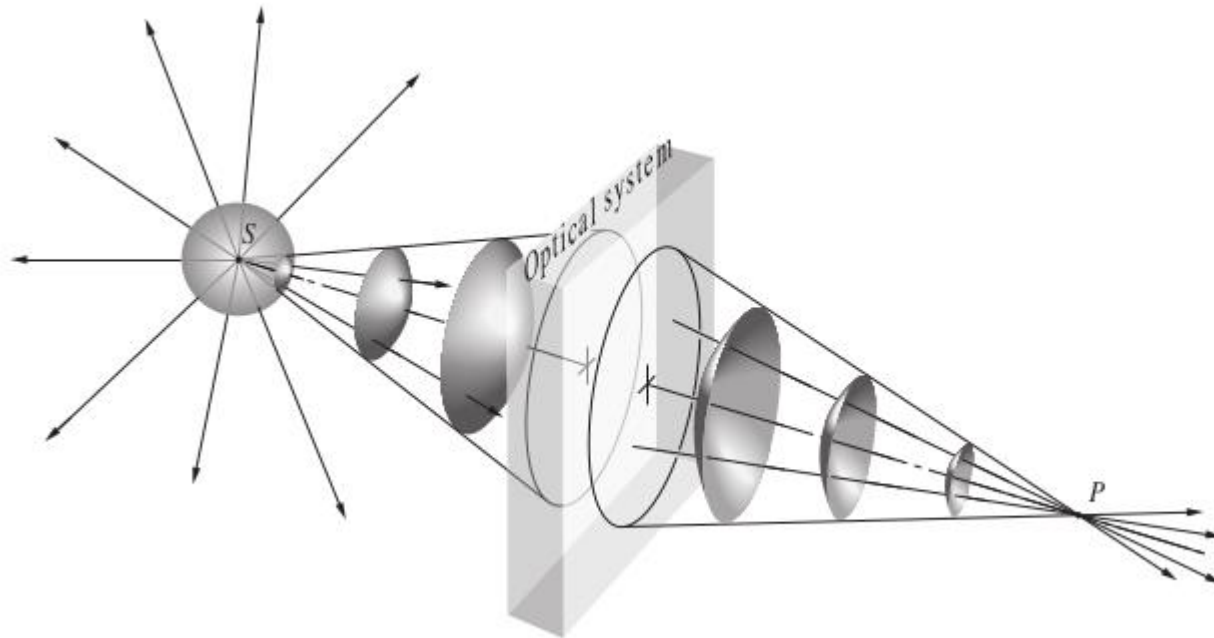


Empezando a imaginear

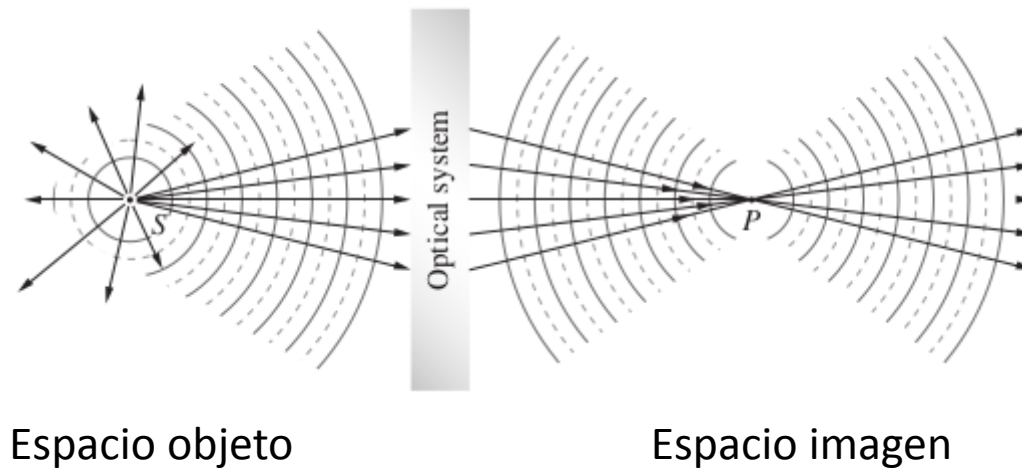


Cada punto de la superficie de una fuente luminosa, o de un objeto iluminado, puede considerarse como una fuente puntual que emite ondas esféricas.

Deformando frentes de onda

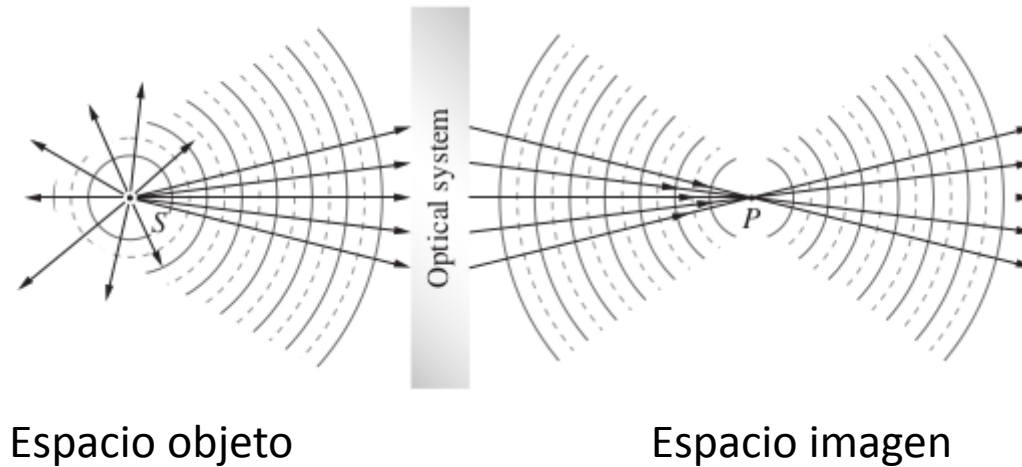


Deformando frentes de onda



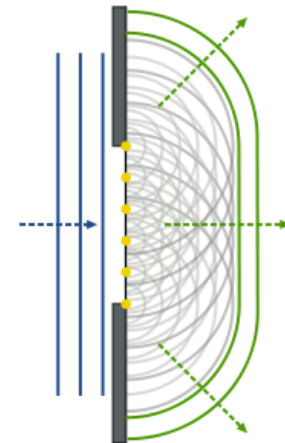
- Dentro de lo que llamamos sistema óptico ocurren refracciones y reflexiones que tienen como resultado el cambio de dirección de rayos (deformación del frente de onda)
- En este ejemplo la imagen de un punto es un punto. El sistema óptico transforma un punto objeto (S) en un punto imagen (P). (Esto no siempre es así...y cuando no ocurre: se habla de *aberraciones*)
- Como la propagación de rayos es reversible. Si el objeto estuviera en P su imagen sería el punto S . Se dice que S y P son **puntos conjugados**

Deformando frentes de onda

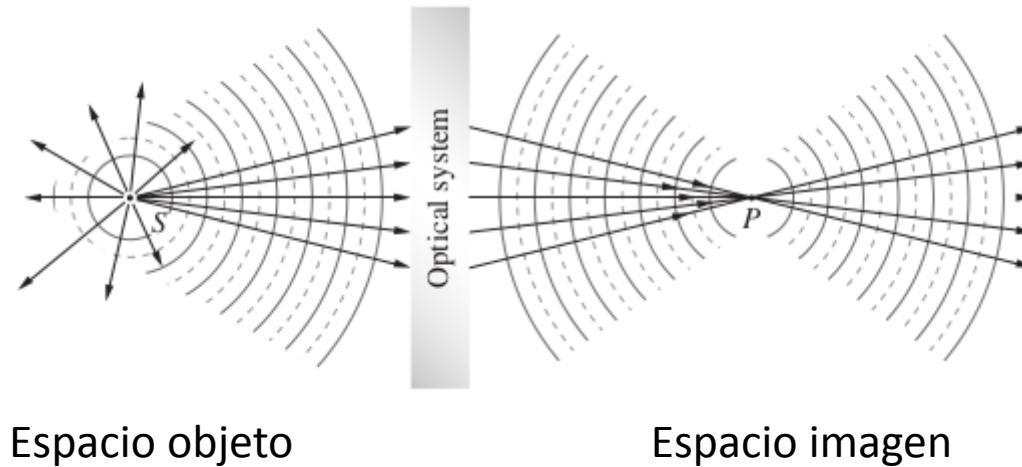


- El sistema óptico **colecta solo una porción del frente de onda** entonces es de esperar efectos de difracción (recordar Raleigh!!).

- PERO...si consideramos que **las dimensiones de la lente son mucho mayores que la longitud de onda de la luz** que la atraviesa entonces podemos despreciar estos efectos y quedarnos con una caracterización *geométrica*.

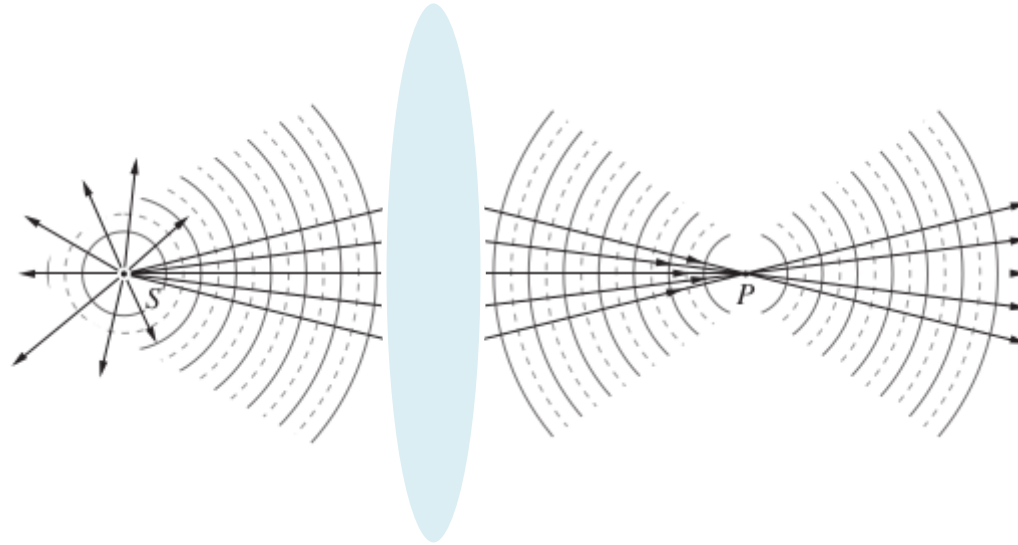


Optica geométrica



- El sistema óptico **colecta solo una porción del frente de onda** entonces es de esperar efectos de difracción (recordar Raleigh!!).
- PERO...si consideramos que **las dimensiones de la lente son mucho mayores que la longitud de onda de la luz** que la atraviesa entonces podemos despreciar estos efectos y quedarnos con una caracterización *geométrica*.
- **Optica geométrica**: Nos quedamos con leyes de refracción y reflexión y *despreciamos* la naturaleza ondulatoria de la luz (chau difracción e interferencia)

Lentes



Lente: Dispositivo refractante (provoca una discontinuidad del índice de refracción en una zona del espacio) que tiene como efecto reconfigurar la propagación de ondas incidentes de una manera particular.

Empecemos por algo simple...

Dioptra (a.k.a. interfase) plana

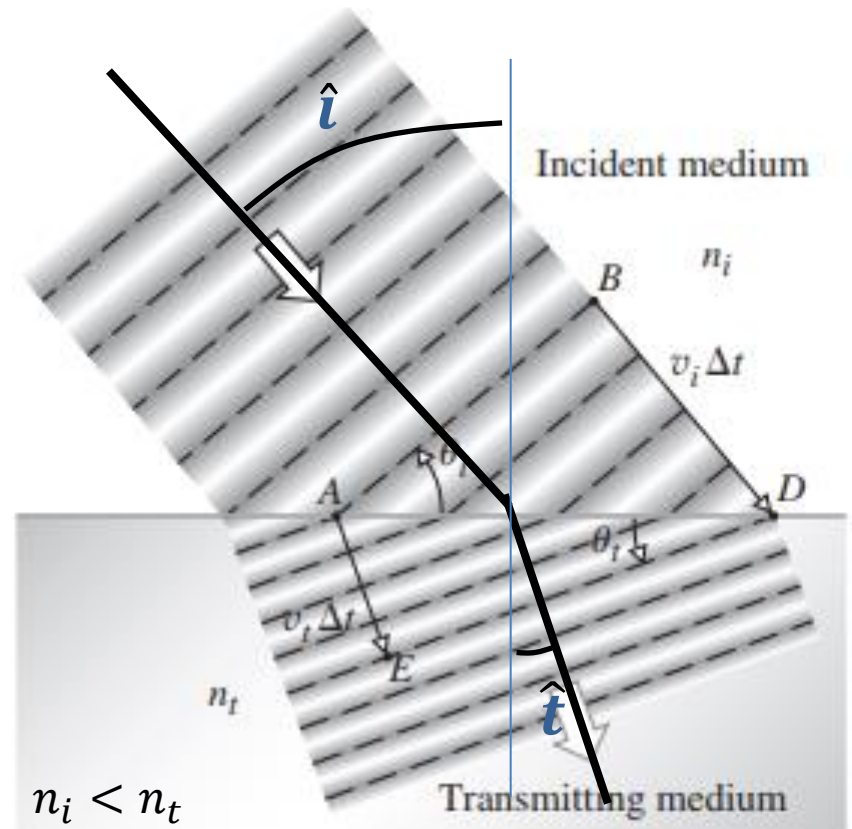
nota: la normal a la superficie es siempre la misma (tiene la misma dirección) para cualquier punto de la superficie plana

$$n_i \sin \theta_i = n_t \sin \theta_t$$



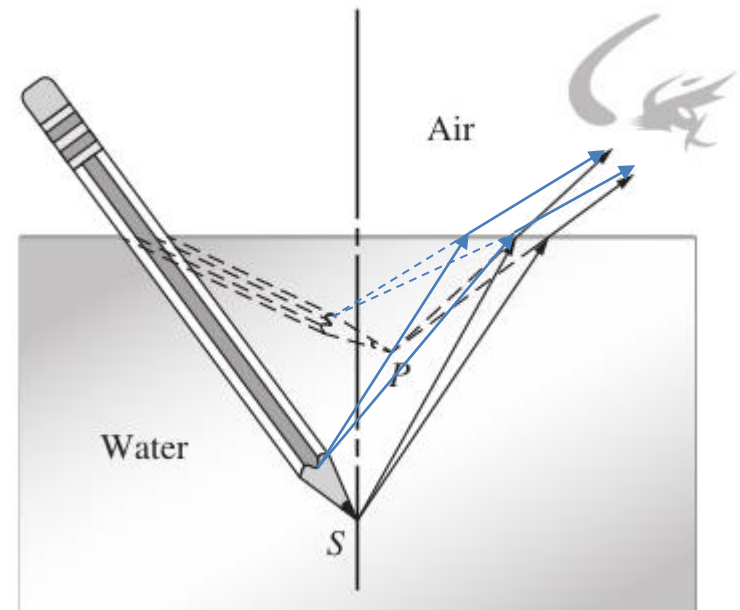
$$n_i \sin \hat{i} = n_t \sin \hat{t}$$

En este caso se trata de una interfase (dioptra) plana que cambia la dirección del frente de ondas plano



Dioptra plana y formación de imágenes

- Los rayos de la fuente puntual S que se refractan en la interfase agua-aire parecen provenir de P
- Decimos que la imagen de la fuente puntual S , es la fuente **virtual** P



Longitud de camino óptico y frentes de onda

La luz tarda lo mismo en recorrer $|FE|$ y $|GI|$

$$n_i \sin \hat{i} = n_t \sin \hat{t}$$

Principio de Fermat

La trayectoria que sigue el rayo que conecta dos puntos dados es aquella que minimiza la **longitud del camino óptico** entre dichos puntos.

$$\begin{aligned} \text{LCO}|_{FAE} &= n_i |FA| + n_t |AE| \\ &= \frac{c|FA|}{v_i} + \frac{c|AE|}{v_t} = c (t_{FA} + t_{AE}) \end{aligned}$$

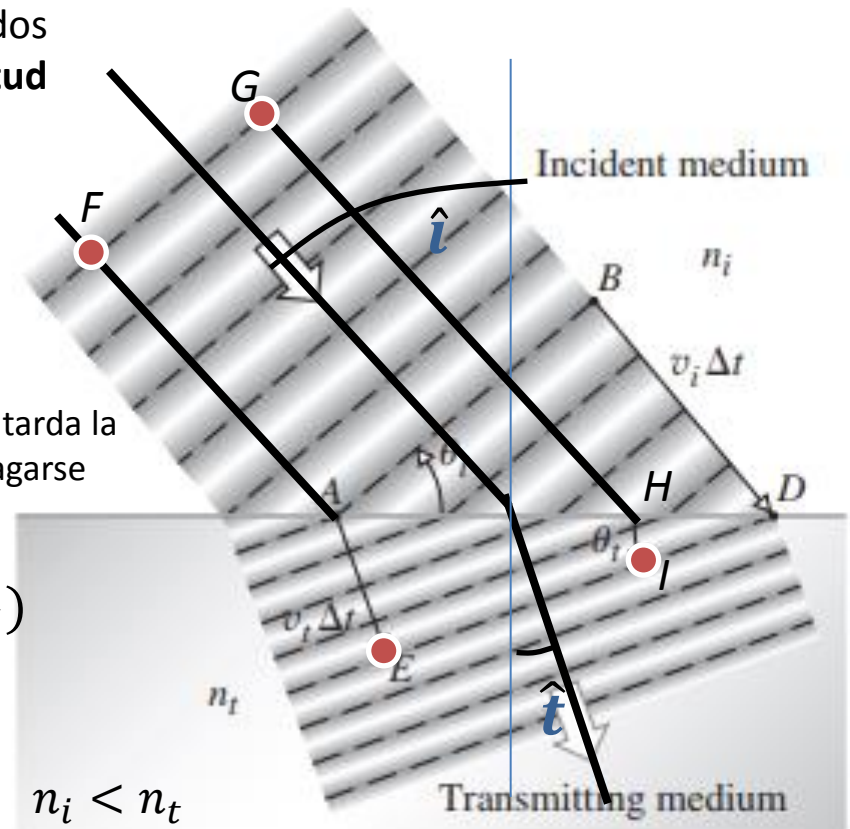
Analogamente:

$$\begin{aligned} \text{LCO}|_{GHI} &= n_i |GH| + n_t |HI| \\ &= \frac{c|GH|}{v_i} + \frac{c|HI|}{v_t} = c (t_{GH} + t_{HI}) \end{aligned}$$

tiempo que tarda la luz en propagarse

Pero entonces vemos que:

$$\text{LCO}|_{FAE} = \text{LCO}|_{GHI}$$



Longitud de camino óptico y frentes de onda

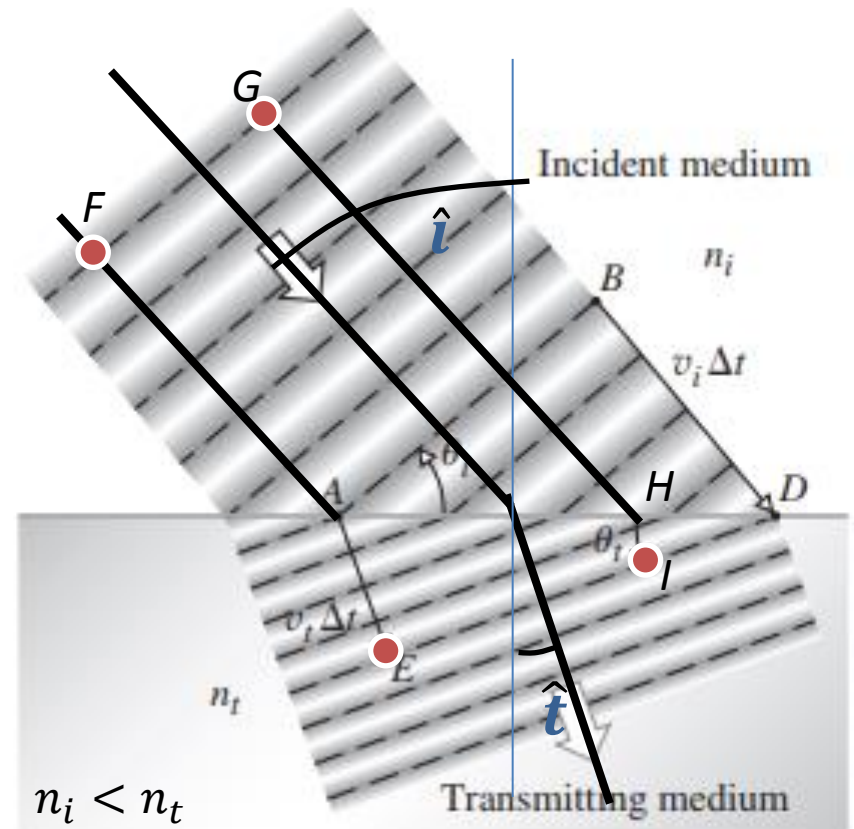


Mantra de los caminos opticos:

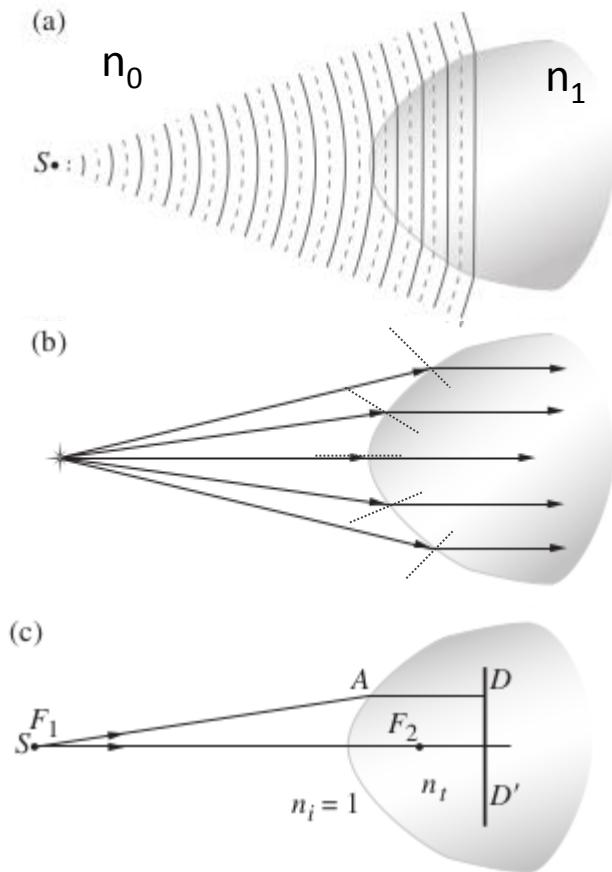
La LCO de rayos que conectan puntos de dos frentes de ondas es siempre la misma

$$\text{LCO}|_{FE} = \text{LCO}|_{GI}$$

Y por que es bueno saber esto?



Dióptras más generales



La combinación de geometría (una hipérbola en este caso) y cambio de velocidad de propagación ($n_1 > n_0$) da lugar a la deformación del frente de ondas de una manera particular

Esto también puede ser descrito en el lenguaje de rayos y Snell

Y también es consistente con Fermat!

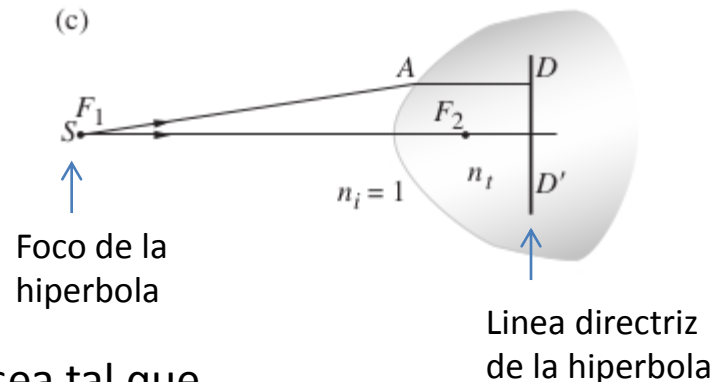
La trayectoria de la luz entre dos puntos es la que minimiza el tiempo de recorrido o lo que es lo mismo, la longitud de camino óptico.

La hipérbola tiene “justo” una forma tal que la longitud de camino óptico de cualquier rayo que parta de S y llegue a algún punto del frente DD' sea el mismo.

Esto asegura que todos los rayos de S lleguen en fase al plano DD' y definan por tanto un frente de onda plano.

Dióptras: buscando la forma

Uds me creyeron que la superficie que lograba transformar el frente de ondas esférico en uno plano era una hipérbola...veámoslo con un poco de detalle usando Fermat:



Veamos qué resulta de **requerir** que la interfase sea tal que

$$\text{LCO } n_i |SA| + n_t |AD| = \text{cte}, \text{ para todo A sobre la interfase}$$

$$|SA| + \frac{n_t}{n_i} |AD| = \text{cte}'$$

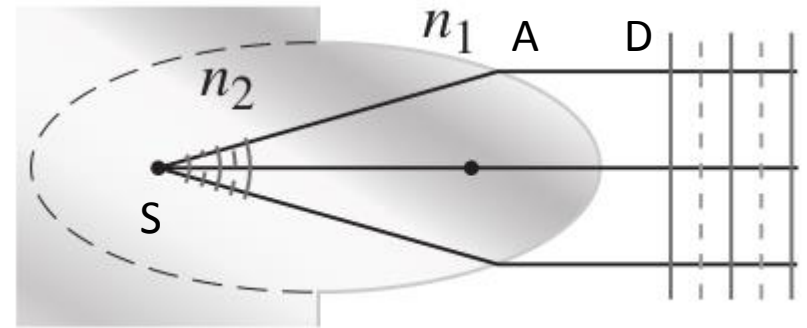
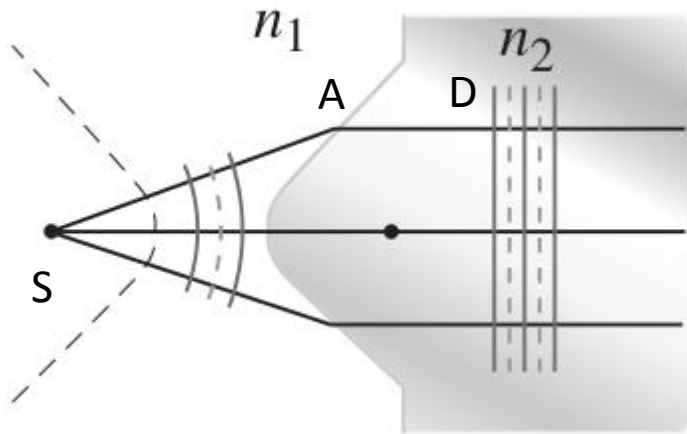


$$|SA| + e |AD| = \text{cte}'$$

Ecuación (de una hipérbola de excentricidad $e > 1$) que deben cumplir los puntos A que definen la interfase requerida.

Cuando una fuente puntual se encuentra sobre el foco F1 de una hipérbola, un frente de ondas plano se propaga por el medio de mayor índice de refracción.

Dióptras que transforman ondas esféricas en ondas planas



LCO $n_i |SA| + n_t |AD| = cte$, para todo rayo que pase por A sobre la interfase

$$|SA| + \frac{n_t}{n_i} |AD| = cte'$$

$$n_t > n_i$$

$$e > 1$$

$$|SA| + e |AD| = cte'$$

$$n_t < n_i$$

$$e < 1$$

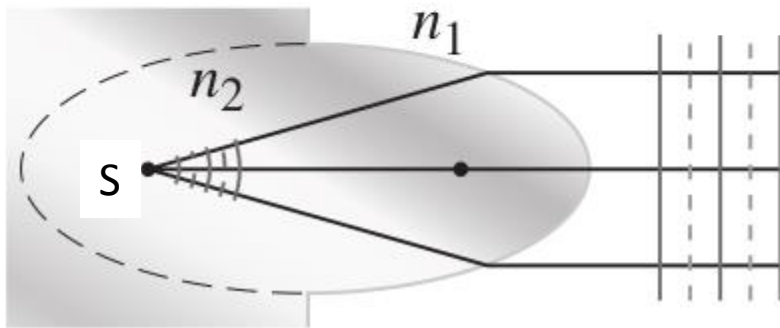
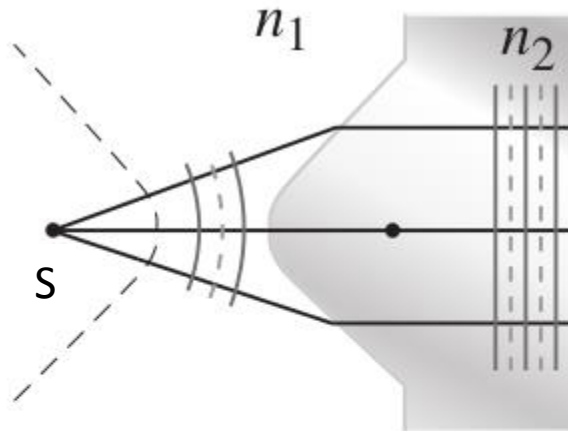
Los puntos A describen una hipérbola

Los puntos A describen una elipse

qué ve alguien que observa desde la derecha?

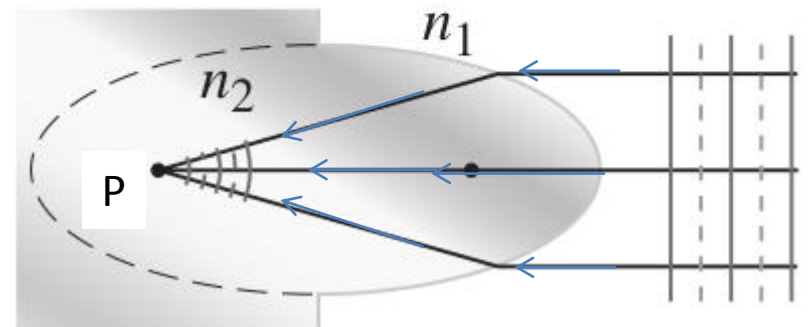
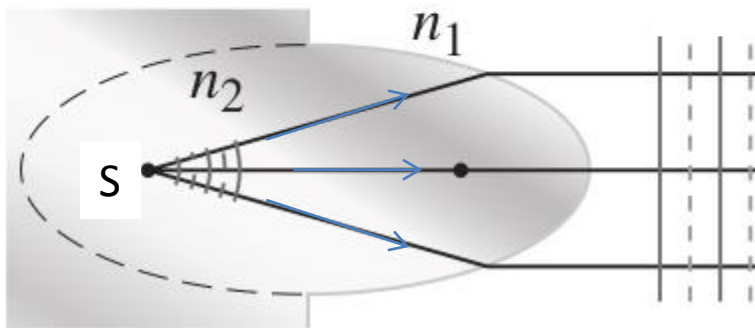
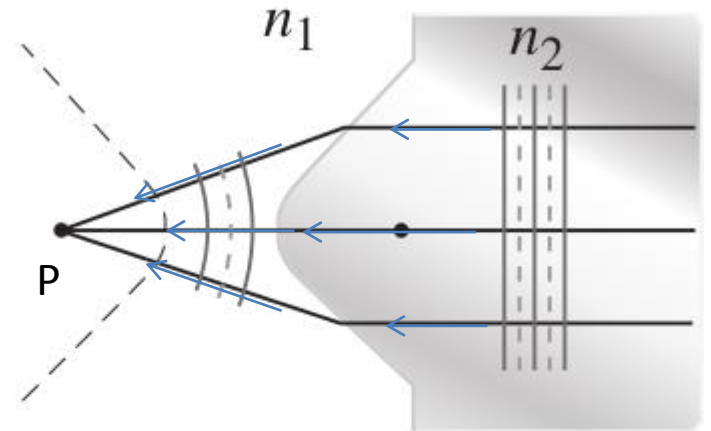
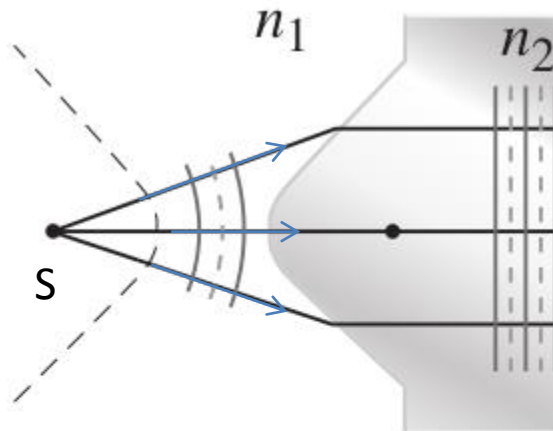
Dióptras que transforman ondas planas en esféricas

Y el caso inverso? reversión temporal!



Dióptras que transforman ondas planas en esféricas

Y el caso inverso? reversión temporal!



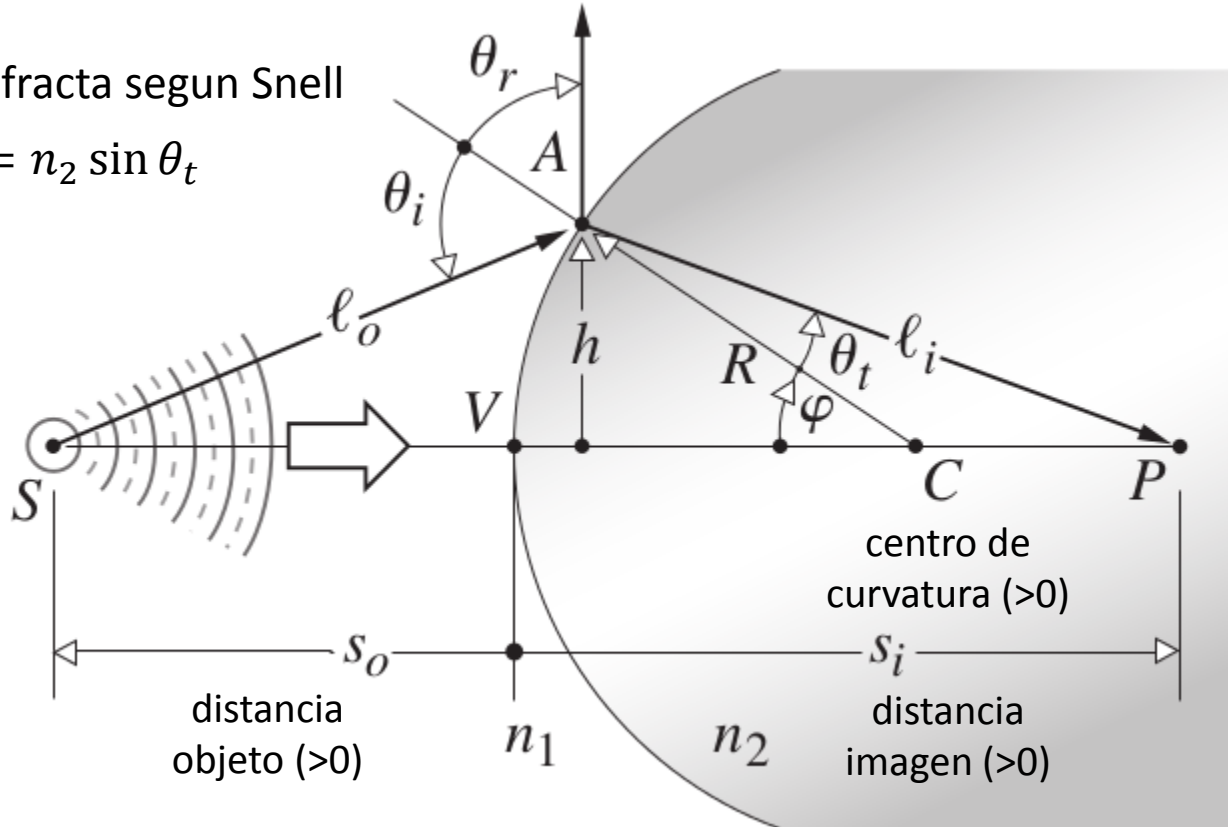
Dióptras esféricas

- Vemos que dioptras elípticas/hiperbólicas sirven para transformar frente de ondas planos \leftrightarrow esféricos
- Pero es mucho más fácil construir superficies esféricas...cambia mucho el comportamiento?

Dióptra esférica

Cada rayo se refracta según Snell

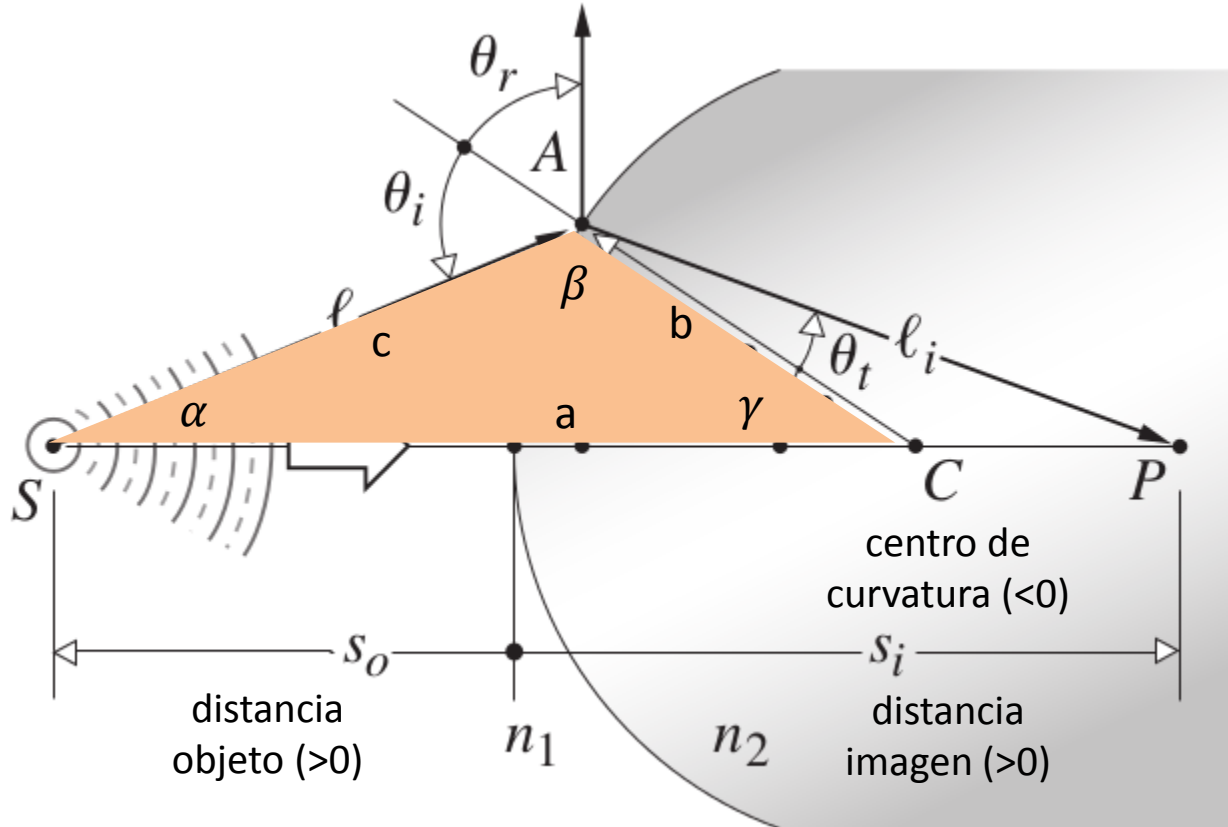
$$n_1 \sin \theta_i = n_2 \sin \theta_t$$



Cómo podemos relacionar las posiciones del **objeto**, la **imagen** y la **geometría de la interfase**?

$$LCO = n_1 l_o + n_2 l_i$$

Dioptra esférica

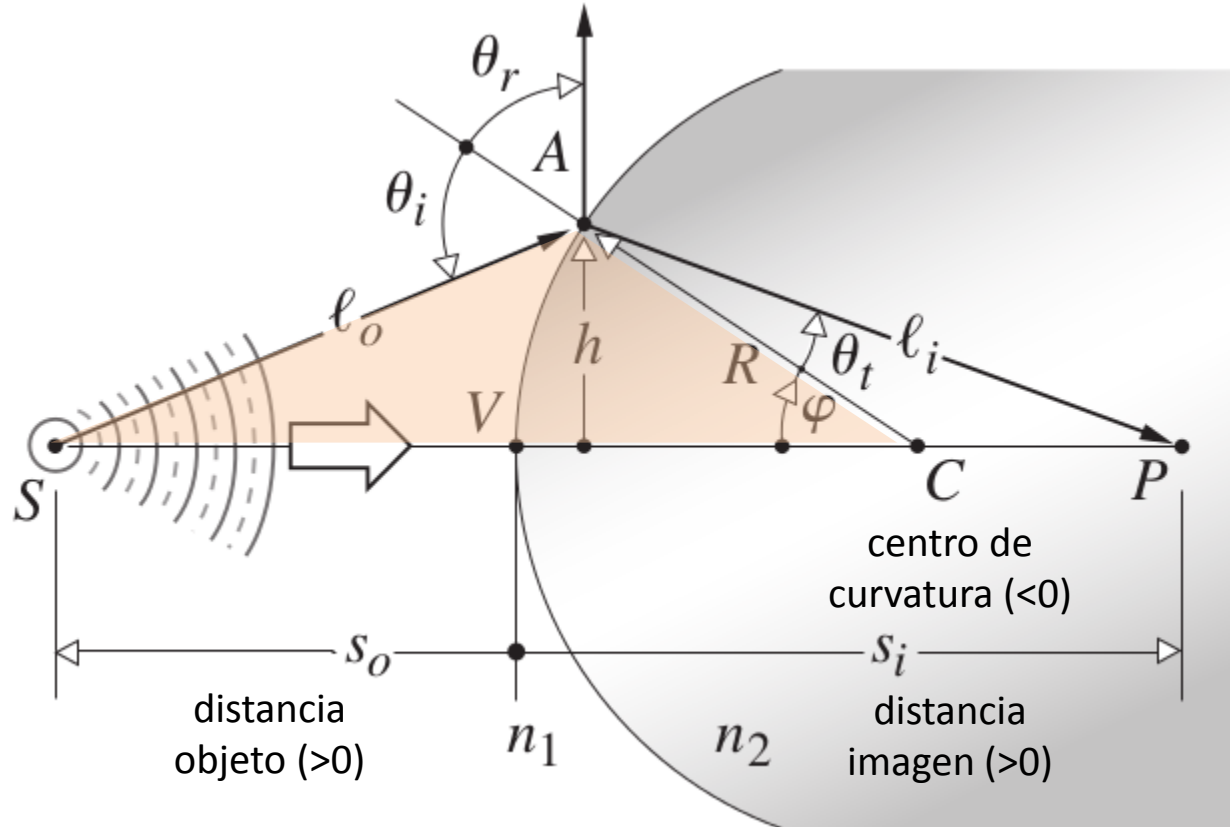


Cómo podemos relacionar las posiciones del **objeto**, la **imagen** y la **geometría de la interfase**?

$$LCO = n_1 l_o + n_2 l_i$$

$$c^2 = a^2 + b^2 - 2ab \cos \gamma$$

Dioptra esférica

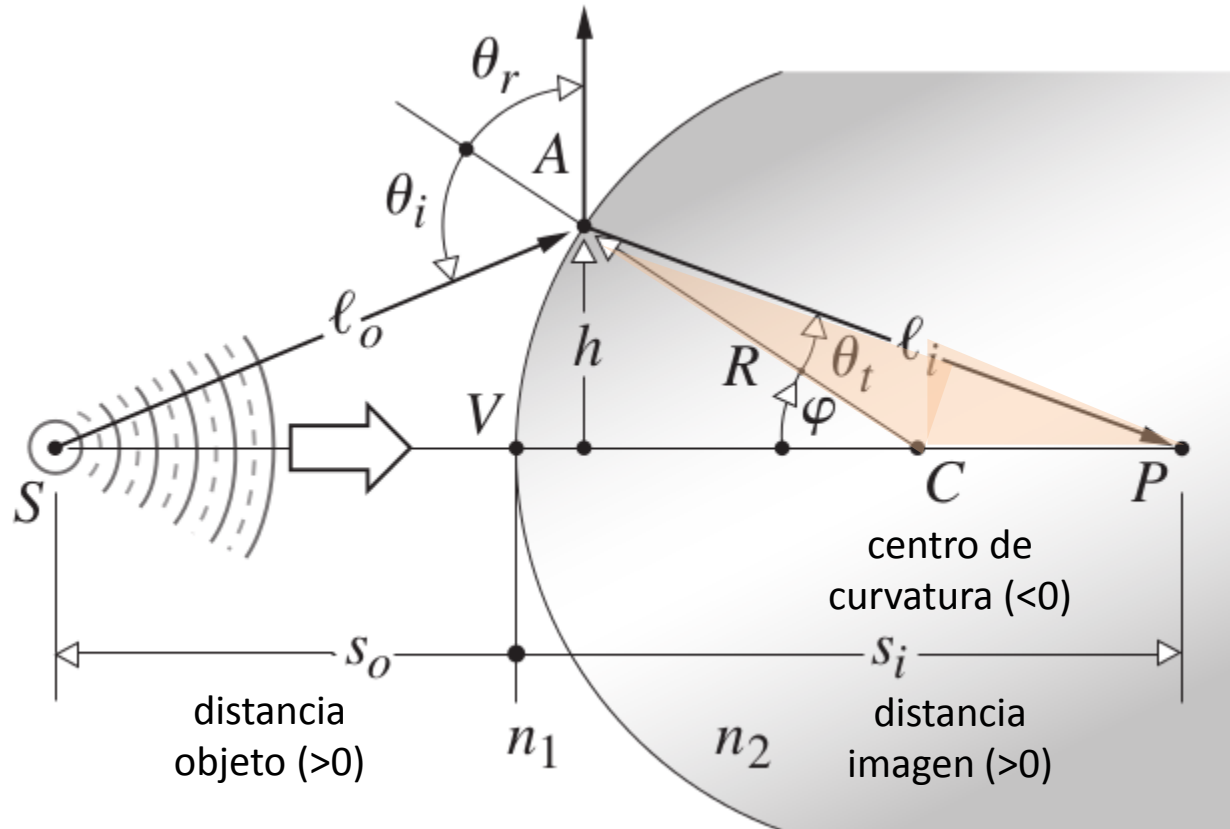


Cómo podemos relacionar las posiciones del **objeto**, la **imagen** y la **geometría de la interfase**?

$$c^2 = a^2 + b^2 - 2ab \cos \gamma$$

$$\widehat{SAC}: \quad l_o^2 = R^2 + (s_o + R)^2 - 2R(s_o + R)\cos \varphi$$

Dioptra esférica



Cómo podemos relacionar las posiciones del **objeto**, la **imagen** y la **geometría de la interfase**?

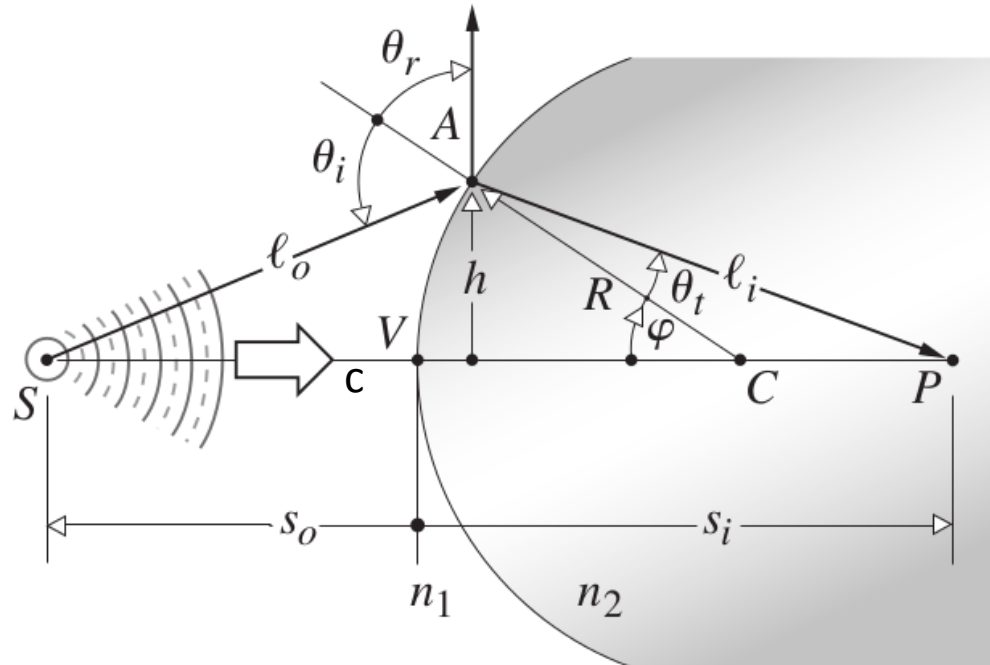
$$LCO = n_1 l_o + n_2 l_i$$

$$c^2 = a^2 + b^2 - 2ab \cos \gamma$$

$$\widehat{SAC}: l_o^2 = R^2 + (s_o + R)^2 - 2R(s_o + R)\cos \varphi$$

$$\widehat{CAP}: l_i^2 = R^2 + (s_i - R)^2 - 2R(s_i - R)\cos(\pi - \varphi)$$

Dióptrra Esférica



Cómo podemos relacionar las posiciones del **objeto**, la **imagen** y la **geometría de la interfase**?

$$LCO = n_1 l_o(\varphi) + n_2 l_i(\varphi)$$

$$= n_1 \sqrt{(s_o + R)^2 + R^2 - 2R(s_o + R)\cos\varphi} + n_2 \sqrt{(s_i - R)^2 + R^2 + 2R(s_o + R)\cos\varphi}$$

Fermat: LCO debe ser mínimo \leftarrow debe ser tal que φ parametriza la localización del pto A

$$\left. \frac{dLCO}{d\varphi} \right|_{\varphi_A} = 0 = \frac{n_1 R (s_o + R) \sin \varphi}{2l_o(\varphi)} - \frac{n_2 R (s_i - R) \sin \varphi}{2l_i(\varphi)}$$

Dióptra Esférica

$$LCO = n_1 l_o(\varphi) + n_2 l_i(\varphi)$$

Fermat: LCO debe ser mínimo

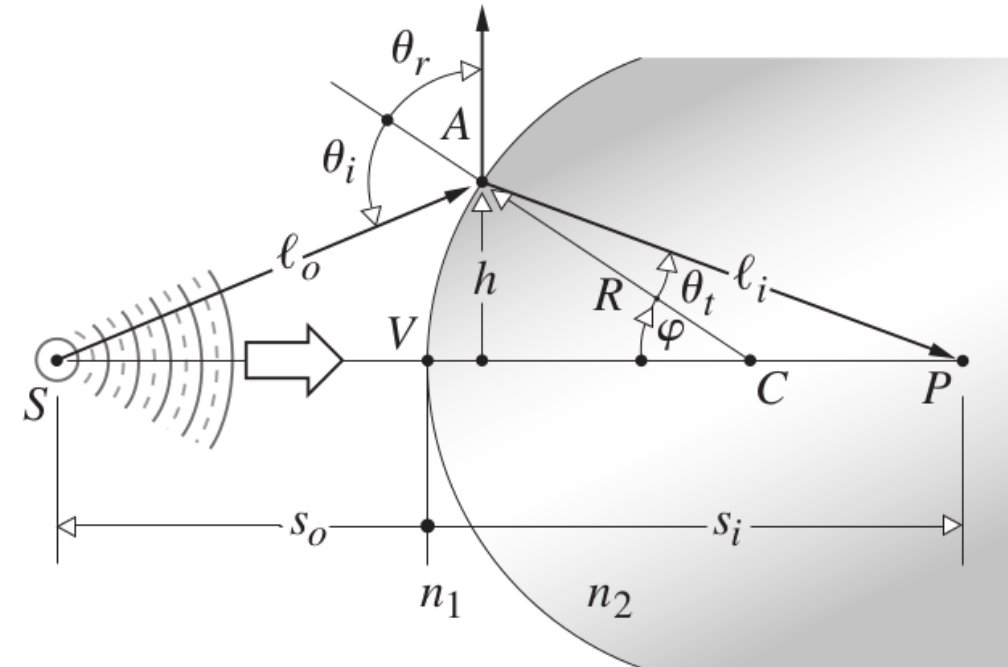
$$\left. \frac{dLCO}{d\varphi} \right|_{\varphi_A} = 0$$

$$\frac{n_1 R (s_0 + R) \sin \varphi}{2l_o} - \frac{n_2 R (s_i - R) \sin \varphi}{2l_i} = 0$$

$$\frac{n_1 (s_0 + R)}{l_o} = \frac{n_2 (s_i - R)}{l_i}$$

$$\frac{n_1 s_0}{l_o} + \frac{n_1 R}{l_o} = \frac{n_2 s_i}{l_i} - \frac{n_2 R}{l_i}$$

$$\frac{n_1}{l_o} + \frac{n_2}{l_i} = \frac{1}{R} \left(\frac{n_2 s_i}{l_i} - \frac{n_1 s_0}{l_o} \right)$$



Dióptra Esférica

$$LCO = n_1 l_o(\varphi) + n_2 l_i(\varphi)$$

Fermat: LCO debe ser mínimo

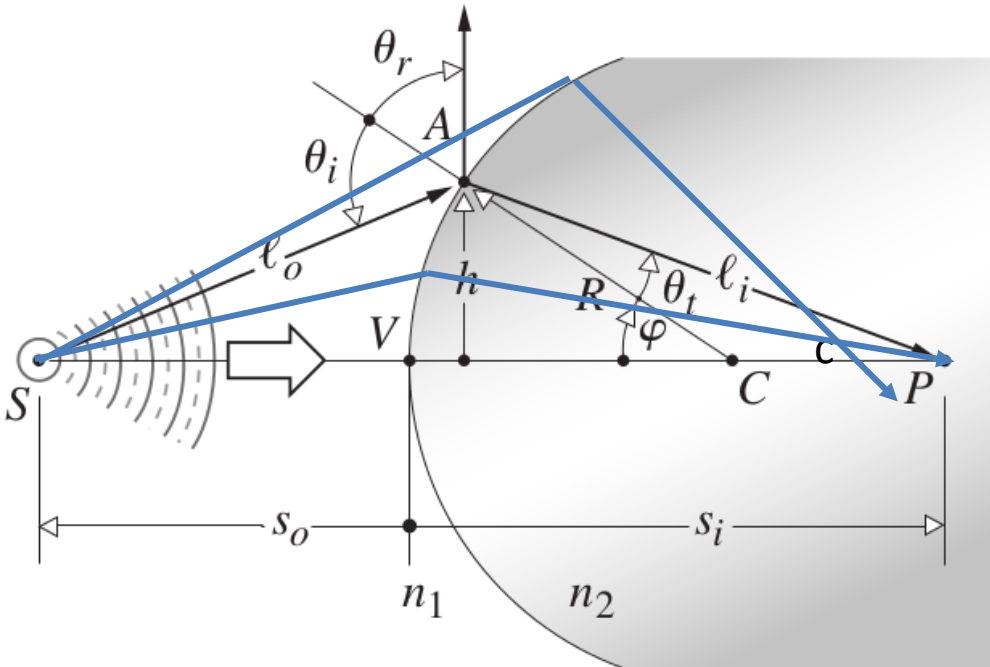
$$\left. \frac{dLCO}{d\varphi} \right|_{\varphi_A} = 0$$

$$\frac{n_1 R (s_o + R) \sin \varphi}{2l_o} - \frac{n_2 R (s_i - R) \sin \varphi}{2l_i} = 0$$

$$\frac{n_1 (s_o + R)}{l_o} = \frac{n_2 (s_i - R)}{l_i}$$

$$\frac{n_1 s_o}{l_o} + \frac{n_1 R}{l_o} = \frac{n_2 s_i}{l_i} - \frac{n_2 R}{l_i}$$

$$\frac{n_1}{l_o(\varphi)} + \frac{n_2}{l_i(\varphi)} = \frac{1}{R} \left(\frac{n_2 s_i}{l_i(\varphi)} - \frac{n_1 s_o}{l_o(\varphi)} \right)$$

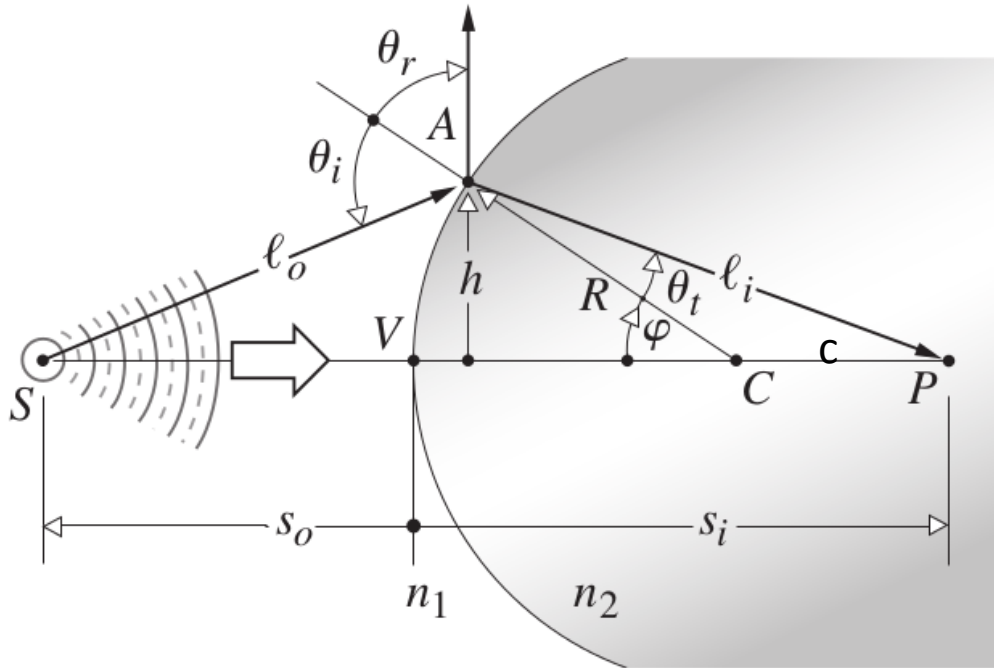


Llegamos a una expresión **exacta**,
para el φ que minimiza el $LCO|_{SP}$

Notar que dados n_1, n_2 y R existe un unico φ
que produce un LCO minimo entre s_o y s_i

Fijense que esto significa que la imagen de un punto no es un punto, sino una mancha

Dióptra Esférica aprox. paraxial



$$\frac{n_1}{l_o} + \frac{n_2}{l_i} = \frac{1}{R} \left(\frac{n_2 s_i}{l_i} - \frac{n_1 s_o}{l_o} \right)$$

Notar que para los rayos que se desvían poco del eje:

$$\varphi \sim 0 \quad s_o \sim l_o \quad s_i \sim l_i$$

Ecuacion de dioptra esférica en la aproximación paraxial

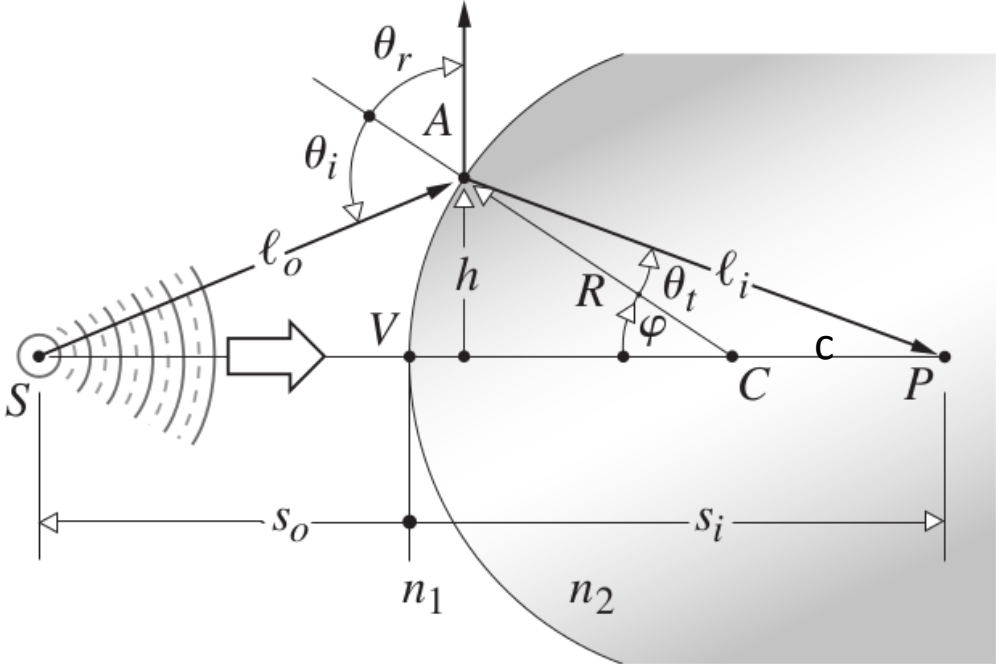
En esta aproximación l_i y l_o desaparecieron de la ecuación!



$$\frac{n_1}{s_o} + \frac{n_2}{s_i} = \frac{1}{R} (n_2 - n_1)$$

Para **rayos paraxiales**, la ecuación que vincula la posición de la fuente con la de la imagen es independiente del pto A (l_o y l_i)

Dióptrica Esférica aprox. paraxial



$$\frac{n_1}{s_o} + \frac{n_2}{s_i} = \frac{1}{R} (n_2 - n_1)$$

Importante tener presente convención de signos utilizada.

+ ← eje s_o —

— eje s_i → +

Con luz desde la izquierda...

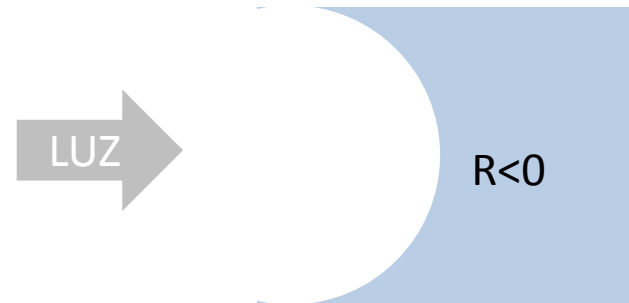
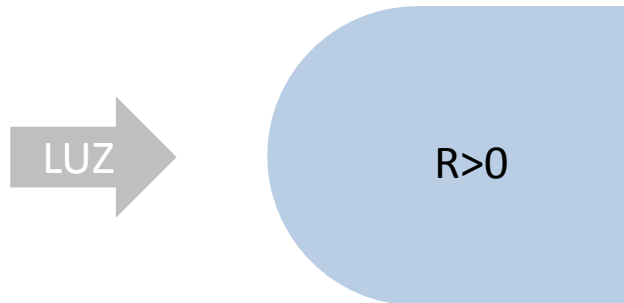
s_o	+ izquierda de V
s_i	+ derecha de V
R	+ si C esta a la derecha de V
y_o, y_i	+ encima del eje optico

Dióptrra esférica

$$\frac{n_1}{s_o} + \frac{n_2}{s_i} = \frac{1}{R} (n_2 - n_1)$$

Con luz desde la izquierda...

s_o	+ izquierda de V
s_i	+ derecha de V
R	+ si C esta a la derecha de V
y_o, y_i	+ encima del eje optico

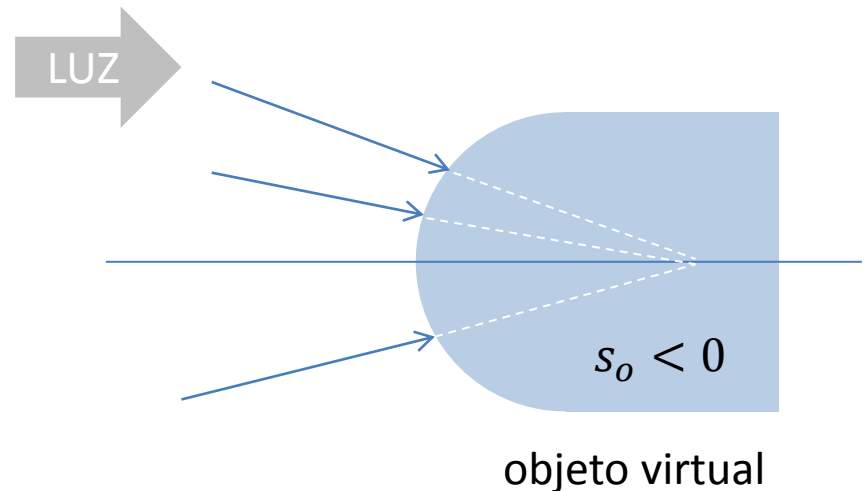
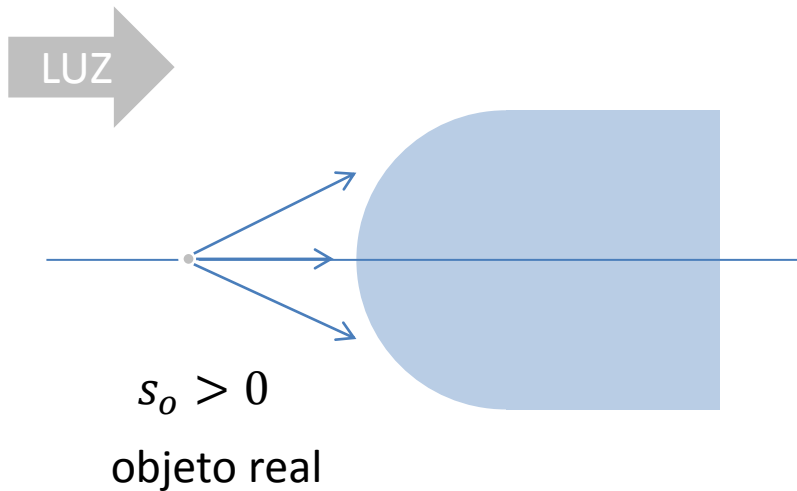


Dióptrra esférica

$$\frac{n_1}{s_o} + \frac{n_2}{s_i} = \frac{1}{R} (n_2 - n_1)$$

Con luz desde la izquierda...

s_o	+ izquierda de V
s_i	+ derecha de V
R	+ si C esta a la derecha de V
y_o, y_i	+ encima del eje optico



Rayos incidentes convergerian en un punto objeto...pero antes aparece la interfase...y no lo hacen

Dióptra esférica

$$\frac{n_1}{s_o} + \frac{n_2}{s_i} = \frac{1}{R} (n_2 - n_1)$$

Con luz desde la izquierda...

s_o	+ izquierda de V
s_i	+ derecha de V
R	+ si C esta a la derecha de V
y_o, y_i	+ encima del eje optico

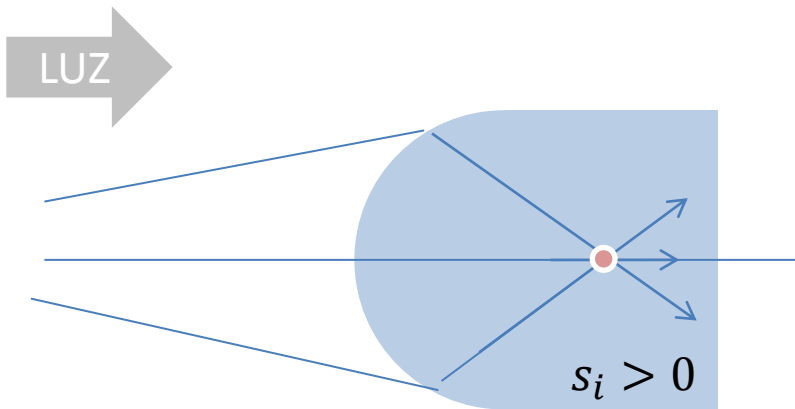
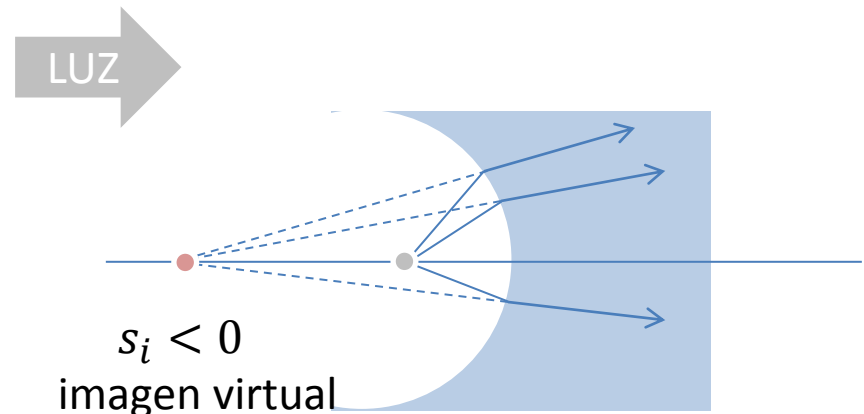


imagen real

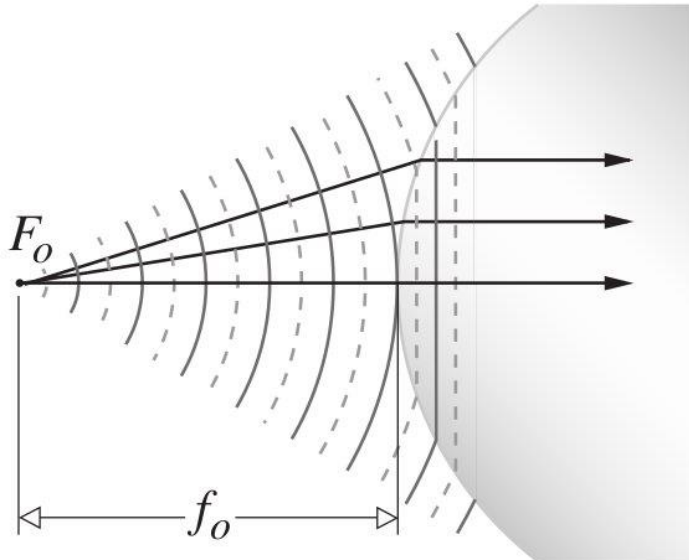


Rayos refractados parecen diverger de un punto imagen...que no existe en realidad(!)

Dióptrra esférica

Hay algunos puntos *especiales*

Existe una posición, llamada **foco objeto** (f_o), desde donde la cual la onda esférica emitida por una fuente puntual se transforma en onda plana



$$\frac{n_1}{s_o} + \frac{n_2}{s_i} = \frac{1}{R} (n_2 - n_1)$$

$$s_o \rightarrow f_o \quad s_i \rightarrow \infty$$

$$\frac{n_1}{f_o} + \frac{n_2}{\infty} = \frac{1}{R} (n_2 - n_1)$$

$$f_o = \frac{n_1}{(n_2 - n_1)} R$$

Dióptra esférica

Hay algunos puntos *especiales*

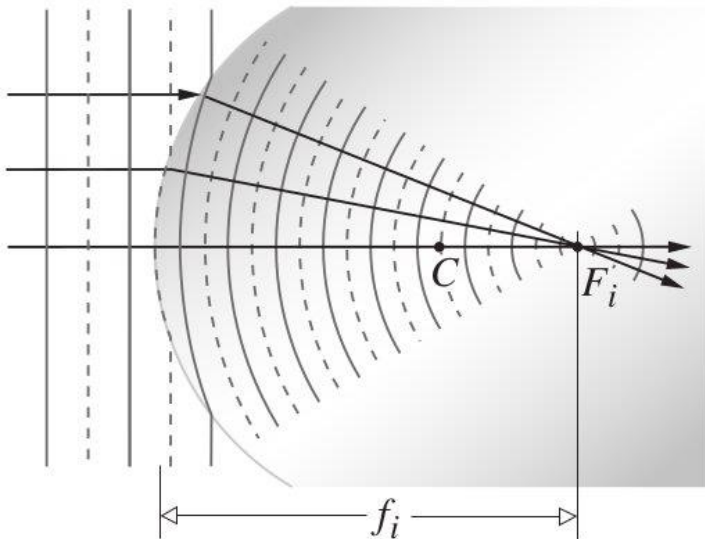
Existe una posición sobre el eje optico llamada **foco imagen**(f_i), a donde convergen frente de ondas planos incidentes sobre la dioptra

$$\frac{n_1}{s_0} + \frac{n_2}{s_i} = \frac{1}{R} (n_2 - n_1)$$

$$s_0 \rightarrow \infty \quad s_i \rightarrow f_i$$

$$\frac{n_1}{\infty} + \frac{n_2}{f_i} = \frac{1}{R} (n_2 - n_1)$$

$$f_i = \frac{n_2}{(n_2 - n_1)} R$$

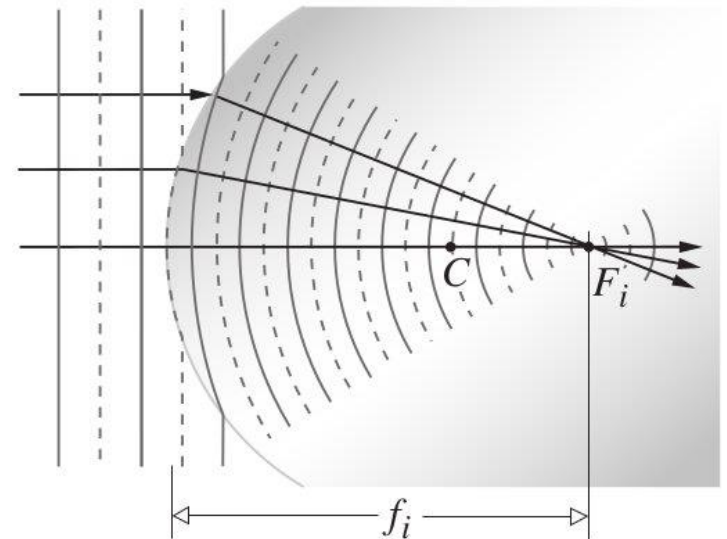
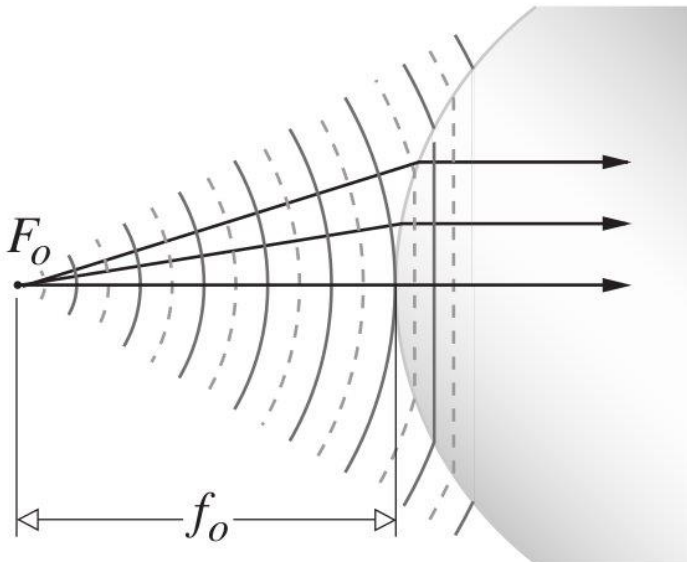


Dióptrra esférica

Hay algunos puntos *especiales*

$$f_o = \frac{n_1}{(n_2 - n_1)} R$$

$$f_i = \frac{n_2}{(n_2 - n_1)} R$$



La ubicacion de los puntos focos objeto e imagen de una dioptra esferica en la aproximacion paraxial dependen de: n_1 , n_2 y R

Dióptra esférica: objetos virtuales

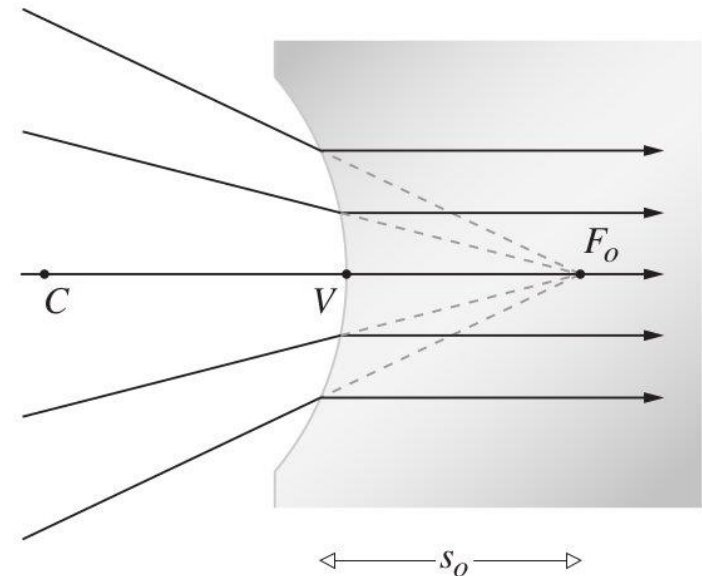
Recordemos:

El **foco objeto** es la ubicación del objeto que produce un frente de onda refractado plano.

Consideremos esta situación:

Onda incidente hacia la dioptra convergiendo hacia algún punto (llamado **objeto virtual**)

Recordemos convención con la que hay que trabajar
Con luz desde la izquierda...



s_o, f_o	+ izquierda de V
s_i	+ derecha de V
R	+ si C esta a la derecha de V
y_o, y_i	+ encima del eje optico

$$\frac{n_1}{s_o} + \frac{n_2}{s_i} = \frac{1}{R} (n_2 - n_1)$$

$$f_o = \frac{n_1}{(n_2 - n_1)} R < 0$$

Dióptra esférica: imágenes virtuales

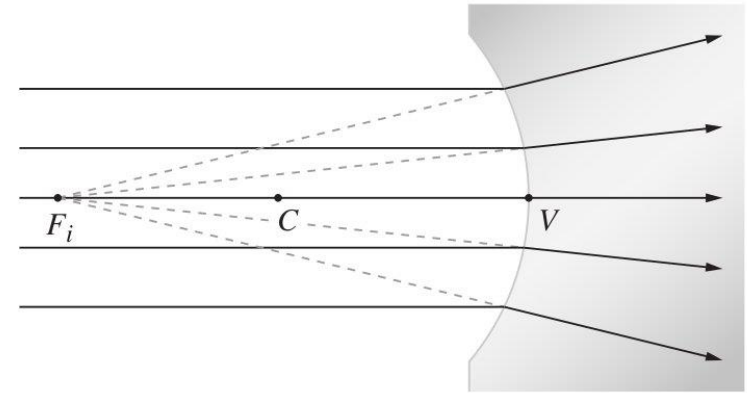
Recordemos:

El **foco imagen** es la ubicación del punto imagen producido por un frente de onda plano incidente sobre una dioptra.

Consideremos esta situación:

Onda plana incidente hacia la dioptra de $R < 0$. Rayos refractado parecen provenir de un punto ubicado en f_i

Recordemos convención con la que hay que trabajar
Con luz desde la izquierda...

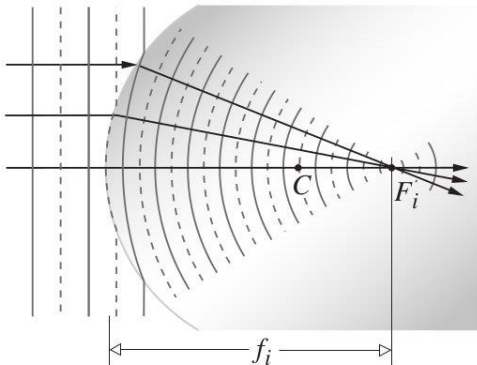
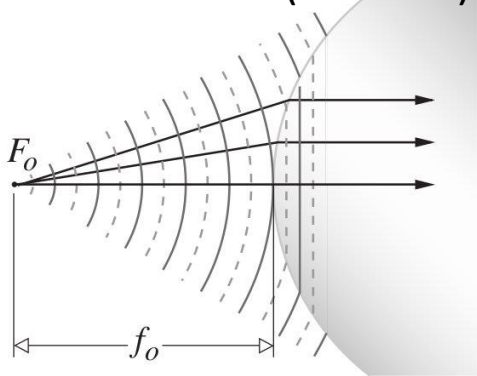


s_o, f_o	+ izquierda de V
s_i, f_i	+ derecha de V
R	+ si C esta a la derecha de V
y_o, y_i	+ encima del eje optico

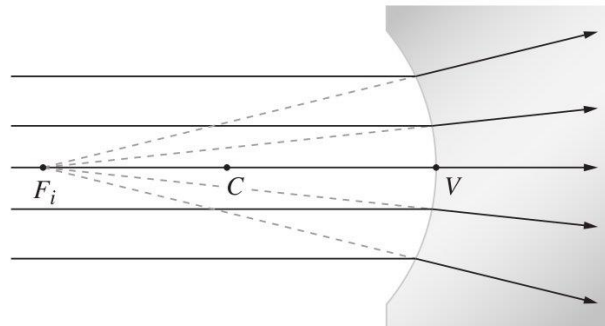
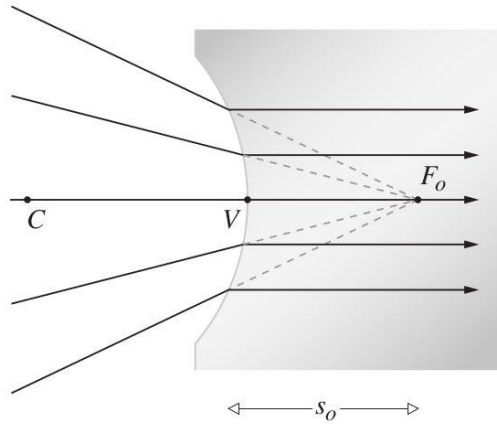
$$f_i = \frac{n_2}{(n_2 - n_1)} R < 0$$

Dióptra esférica

$R > 0$ (convexo)



$R < 0$ (concavo)



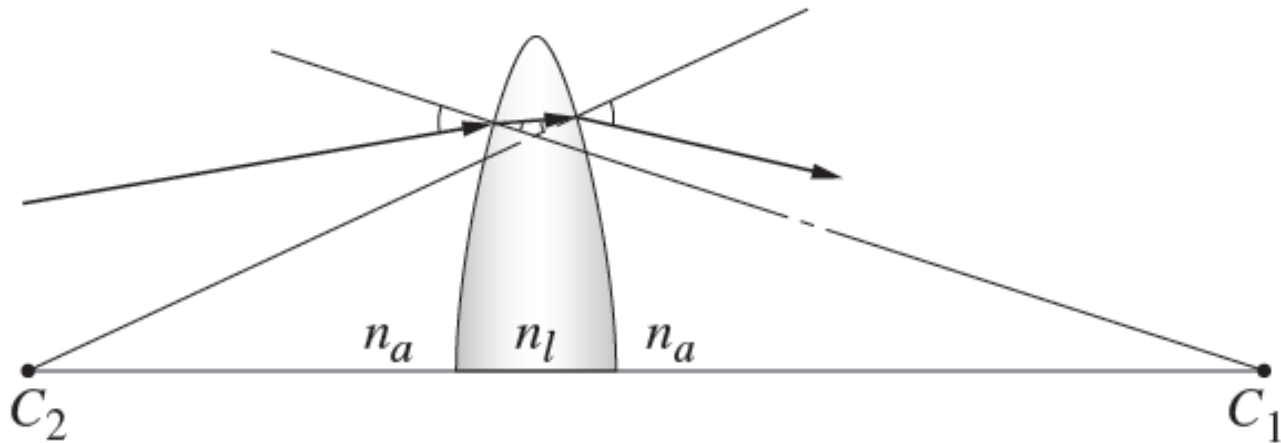
$$f_o = \frac{n_1}{(n_2 - n_1)} R$$

$$f_i = \frac{n_2}{(n_2 - n_1)} R$$

La ubicación de los puntos foco objeto e imagen de una dioptra esférica en la aproximación paraxial dependen de: n_1 , n_2 y R

Lentes (Snell x 2)

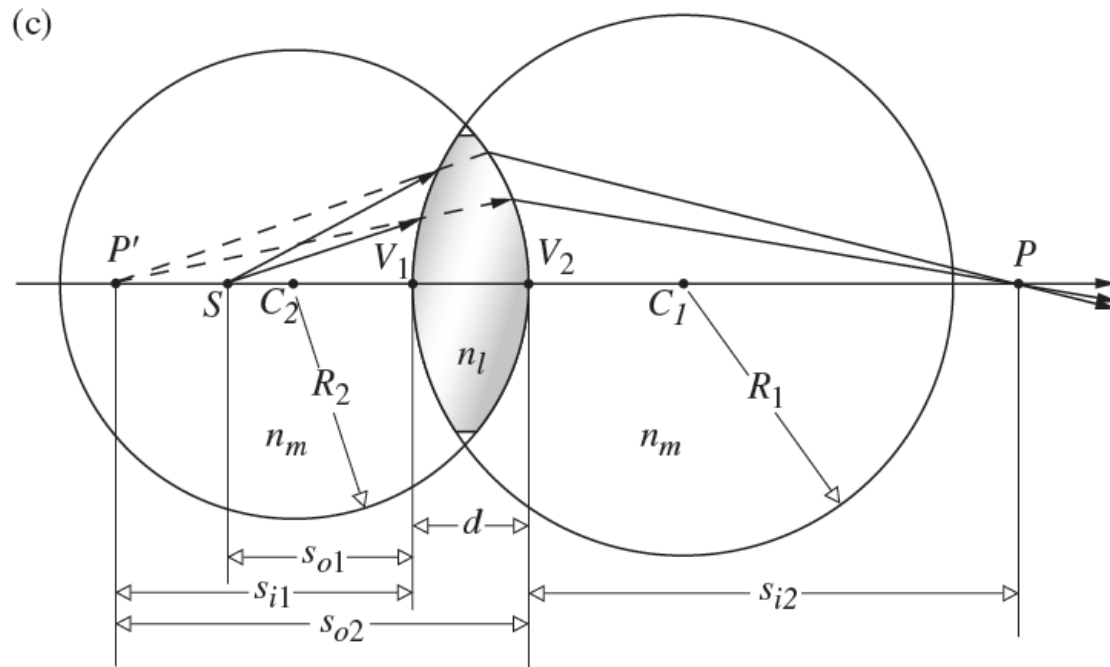
Una lente \longleftrightarrow dos interfaces
(material1-material2-material1)



Ya sabemos como encontrar analiticamente la imagen de una fuente puntual que produce una dioptra (...solo que ahora tenemos que concatenar dos veces ese procedimiento)

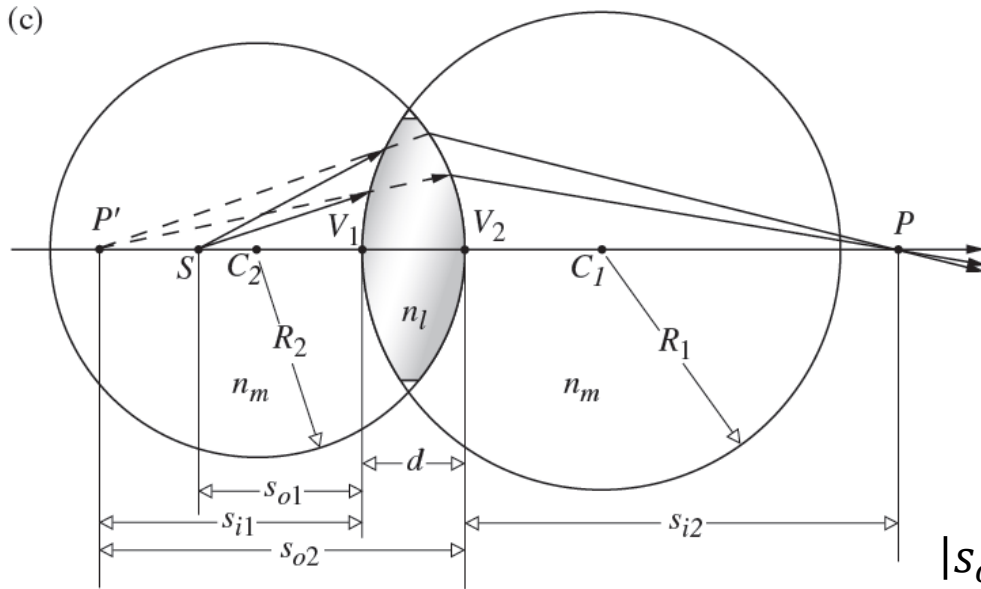
Lentes (Snell x 2)

Una lente \longleftrightarrow dos interfaces
(material1-material2-material1)



Ya sabemos como encontrar analiticamente la imagen de una fuente puntual que produce una dioptra (...solo que ahora tenemos que concatenar dos veces ese procedimiento

Lentes: fórmula del constructor



La primera refracción de rayos genera la imagen primaria P' (que para este ejemplo resulta virtual)

P' actuará como fuente objeto (S_{o2}) para la refracción de la segunda interfase.

teniendo en cuenta los signos

$$|s_{o2}| = |s_{i1}| + d \longrightarrow s_{o2} = -s_{i1} + d$$

Para la primera interfase:

$$\frac{n_m}{s_{o1}} + \frac{n_l}{s_{i1}} = \frac{1}{R_1} (n_l - n_m)$$

Sumo miembro a miembro ambas expresiones

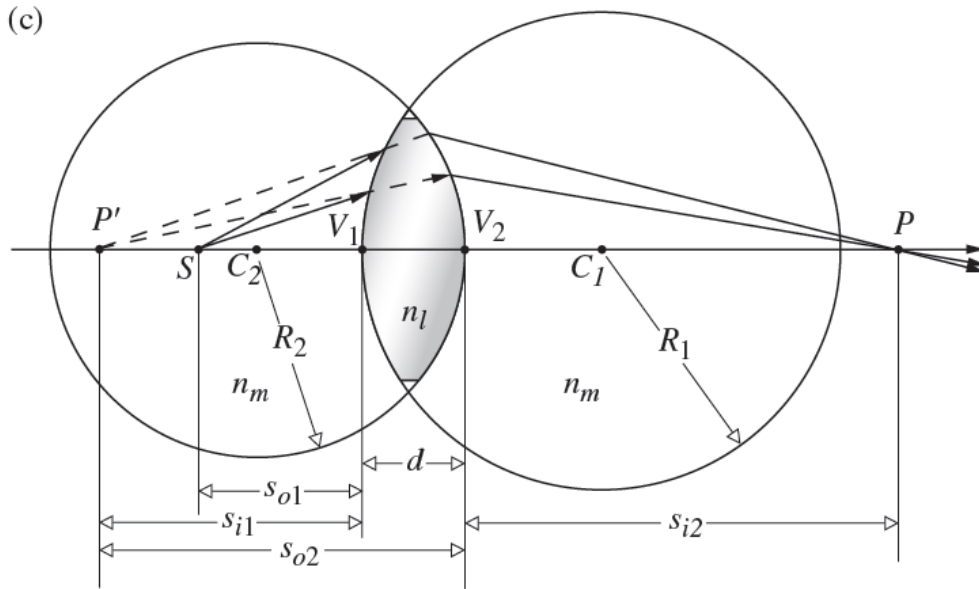
$$\frac{n_m}{s_{o1}} + \frac{n_m}{s_{i2}} = \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) (n_l - n_m) + \frac{n_l d}{(s_{i1} - d)s_{i1}}$$

Para la segunda interfase:

$$\frac{n_l}{-s_{i1} + d} + \frac{n_m}{s_{i2}} = \frac{1}{R_2} (n_m - n_l)$$

>0 en este ejemplo

Lentes: aproximación de lente delgada



La primera refracción de rayos genera la imagen primaria P' (que para este ejemplo resulta virtual)

P' actuará como fuente objeto (S_{o2}) para la refracción de la segunda interfase.

$$\frac{n_m}{s_{o1}} + \frac{n_m}{s_{i2}} = \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) (n_l - n_m) + \frac{n_l d}{(s_{i1} - d)s_{i1}}$$

Si la lente es lo suficientemente **delgada** $d \rightarrow 0$

$$\frac{n_m}{s_{o1}} + \frac{n_m}{s_{i2}} = \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) (n_l - n_m)$$

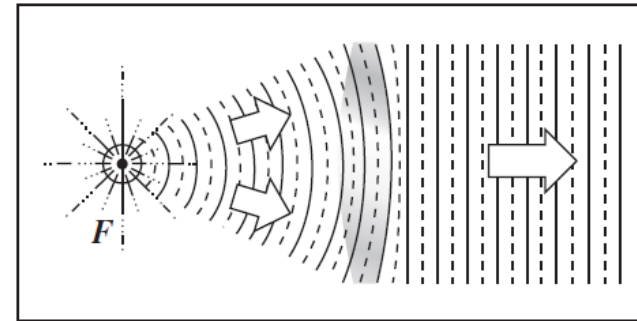
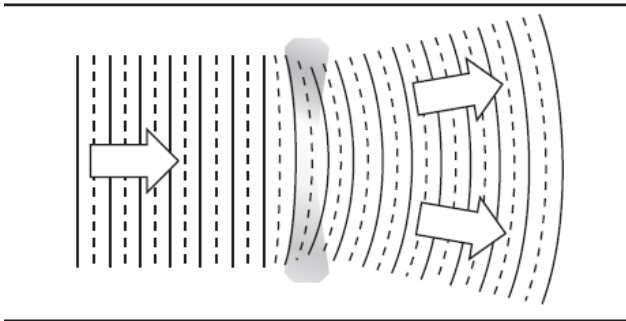
$$\frac{1}{s_{o1}} + \frac{1}{s_{i2}} = \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) (n_{lm} - 1)$$

$$n_{lm} \equiv \frac{n_l}{n_m}$$

Lentes delgadas: haciendo foco

Puntos especiales:

$$\frac{1}{s_{o1}} + \frac{1}{s_{i2}} = \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) (n_{lm} - 1)$$



Donde se forma la imagen cuando incide una onda plana? Llamo a ese punto **foco imagen** f_i

$$\frac{1}{\infty} + \frac{1}{f_i} = \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) (n_{lm} - 1)$$

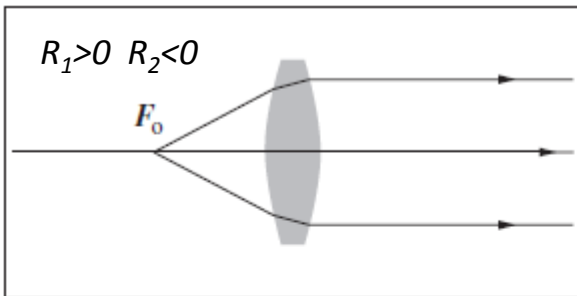
De que punto proviene la onda incidente cuando se transmite una onda plana? Llamo a ese punto **foco objeto** f_o

$$\frac{1}{f_o} + \frac{1}{\infty} = \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) (n_{lm} - 1)$$

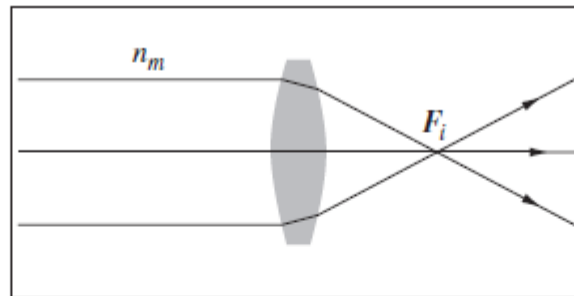
Para una lente delgada: $f_i = f_o = f$ $\frac{1}{f} = \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) (n_{lm} - 1)$

Focos, geometria y n's

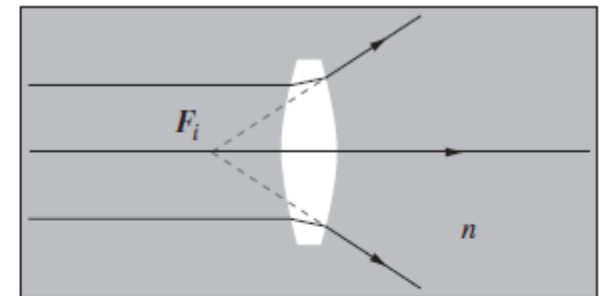
$$\frac{1}{s_{o1}} + \frac{1}{s_{i2}} = \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) (n_{lm} - 1) \longrightarrow \frac{1}{f} = \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) (n_{lm} - 1)$$



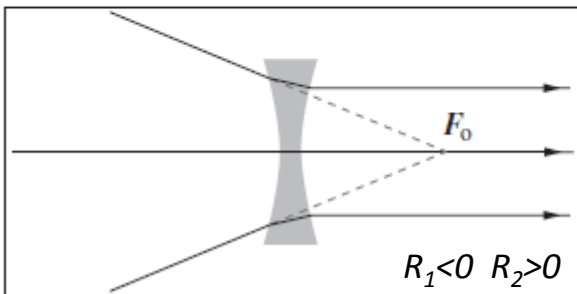
(a)



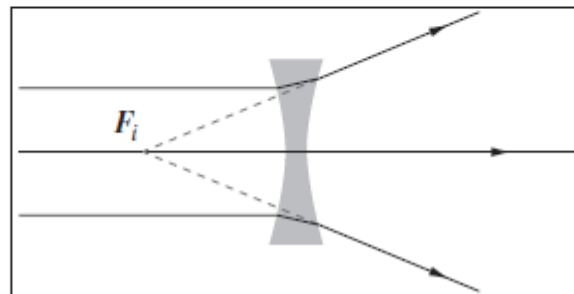
(b)



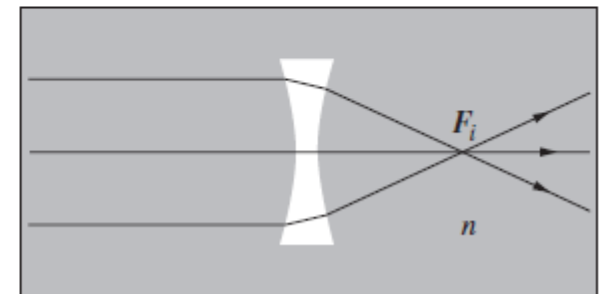
(c)



(d)



(e)



(f)

Curvatura y distancia focal

$$\frac{1}{s_{o1}} + \frac{1}{s_{i2}} = \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) (n_{lm} - 1) \longrightarrow \frac{1}{f} = \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) (n_{lm} - 1)$$

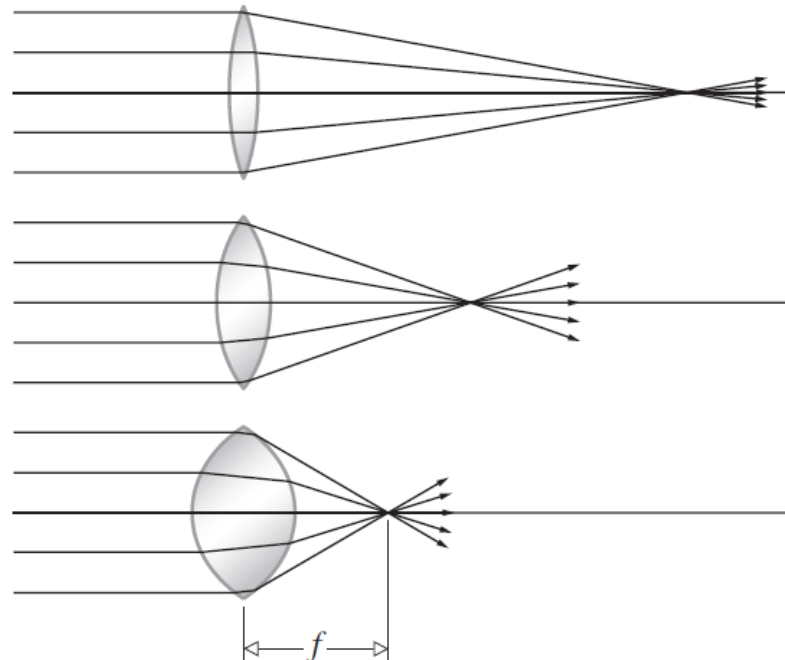
Ejemplo de dependencia
con la curvatura

$$\frac{1}{R}$$

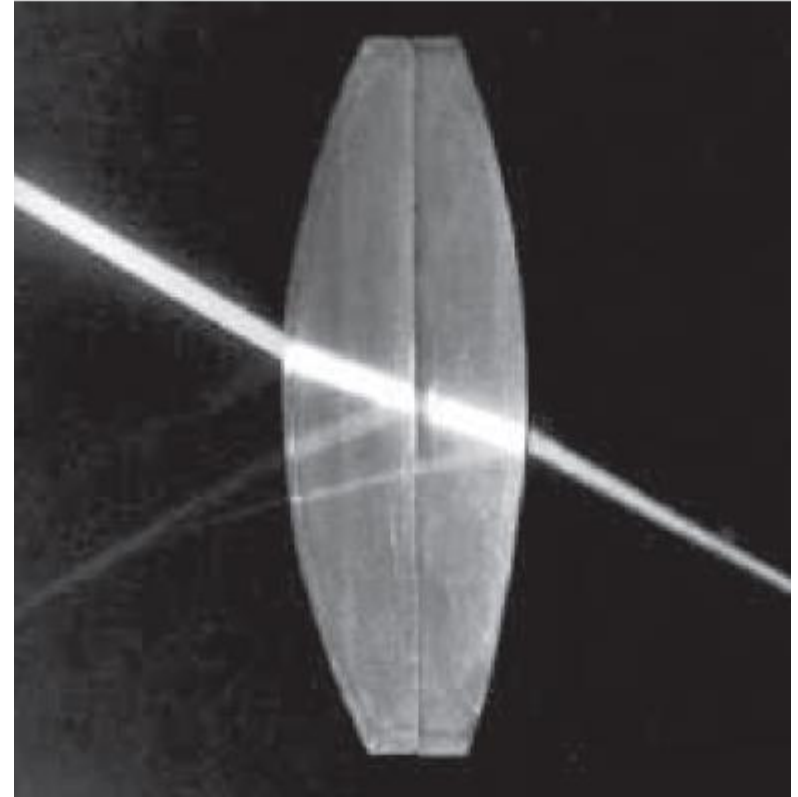
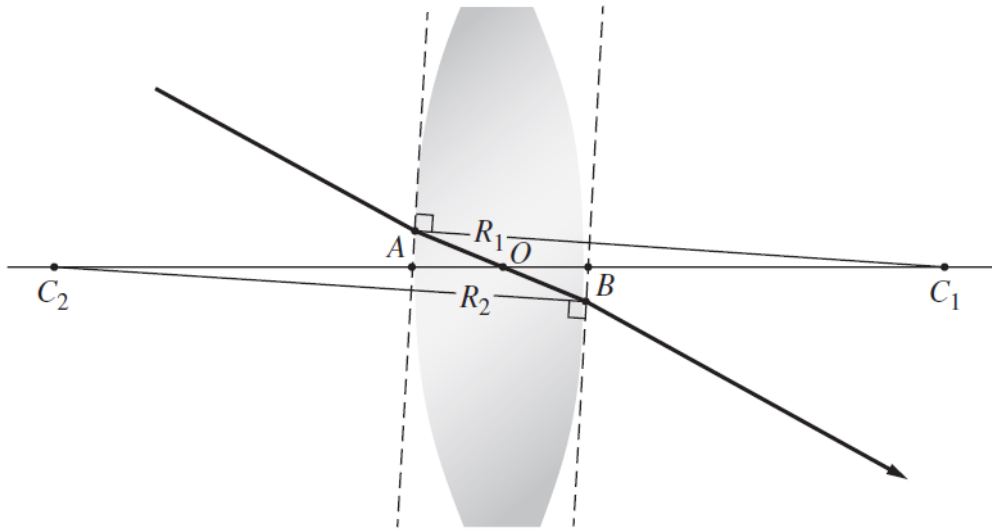
Distancias focales más
pequeñas se obtienen para
curvaturas más grandes

Potencia de una lente (dioptrías)

$$\phi = \frac{1}{f}$$

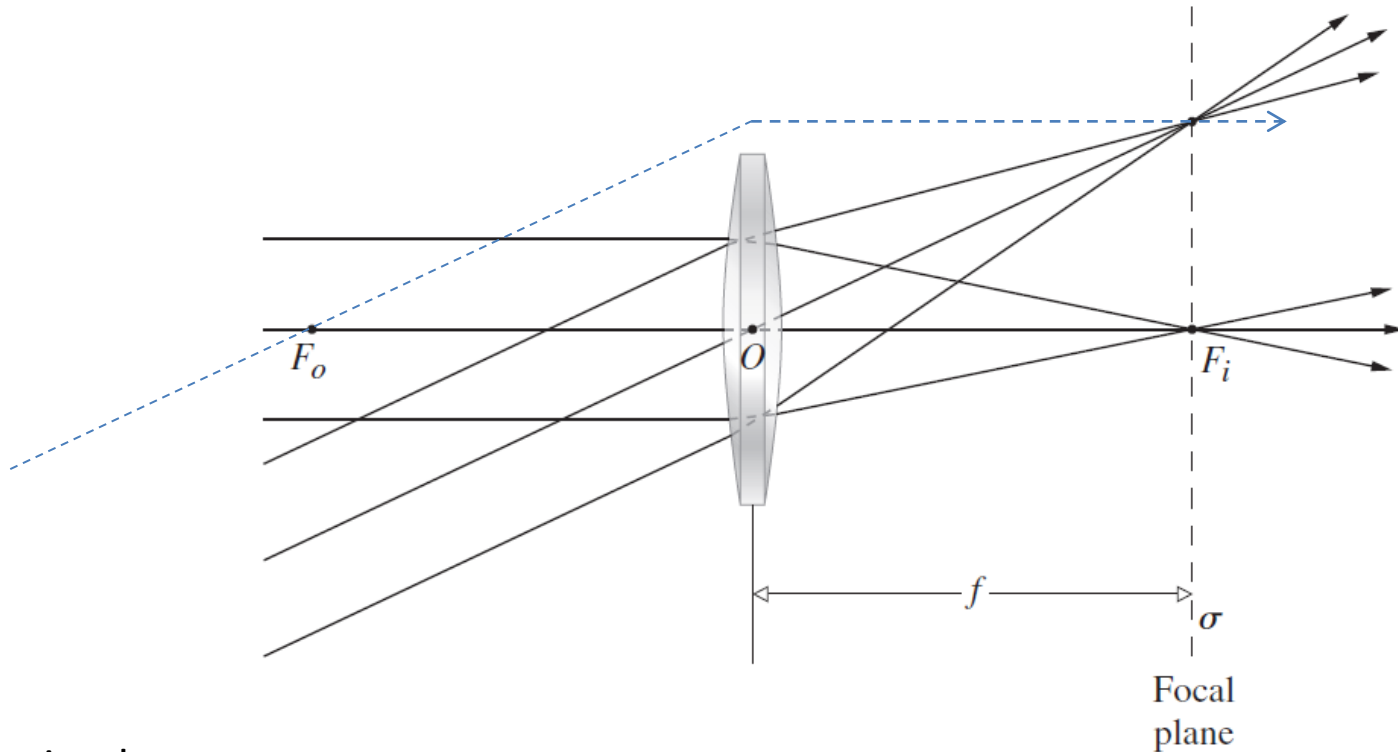


Rayos particulares (de mucha ayuda)



Para lentes delgadas el rayo que pasa por el centro de la lente no se desvía.

Plano focal



Teniendo en cuenta que:

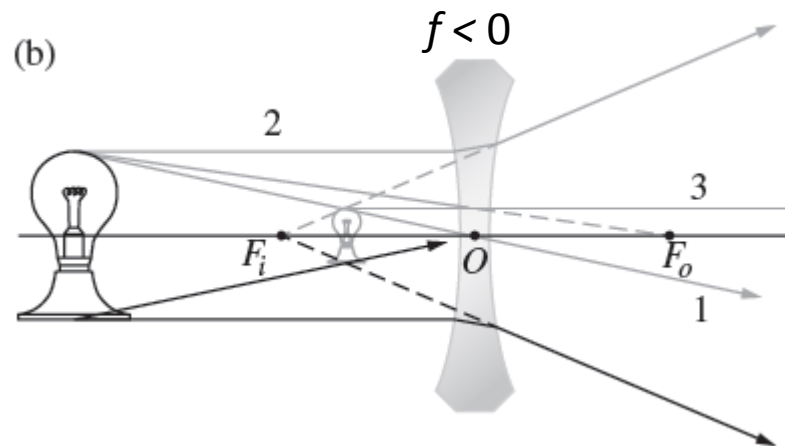
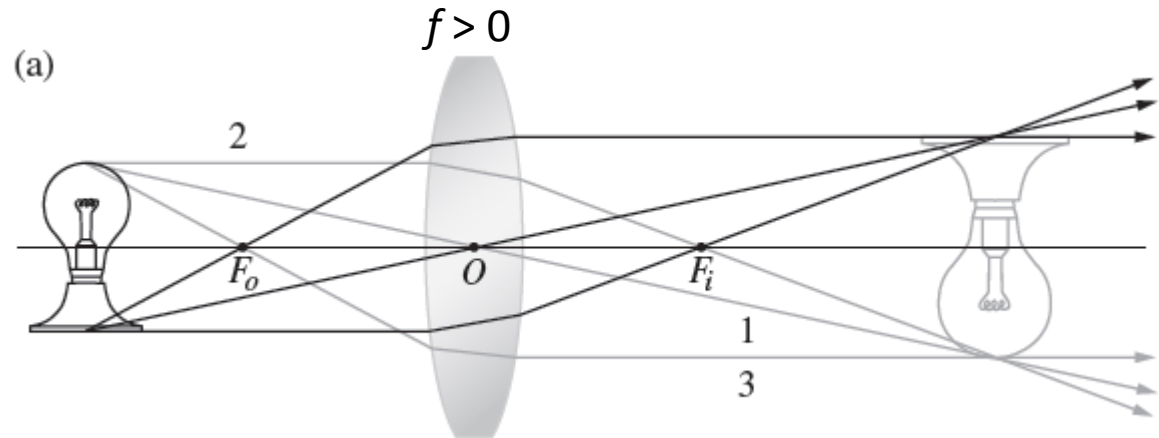
Para lentes delgadas el rayo que pasa por el centro de la lente no se desvía.

El rayo que pasaría por f_o debe salir paralelo

Un haz de rayos paralelos no alineado con el eje óptico converge a un punto sobre el **plano focal** de la lente

Lentes delgadas y formación de imágenes (metodo de los 3 rayos 3)

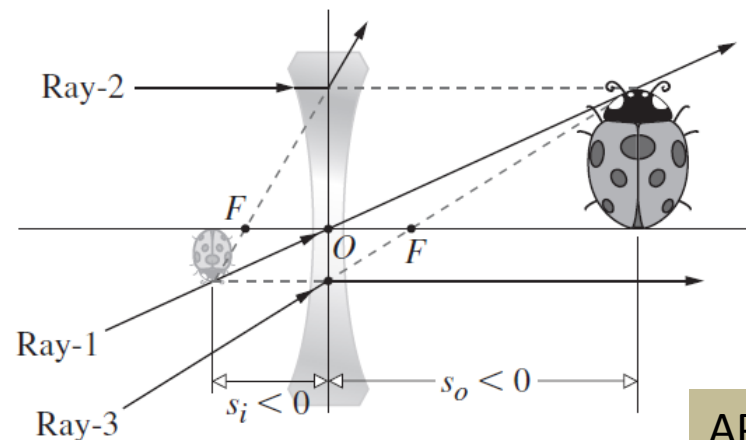
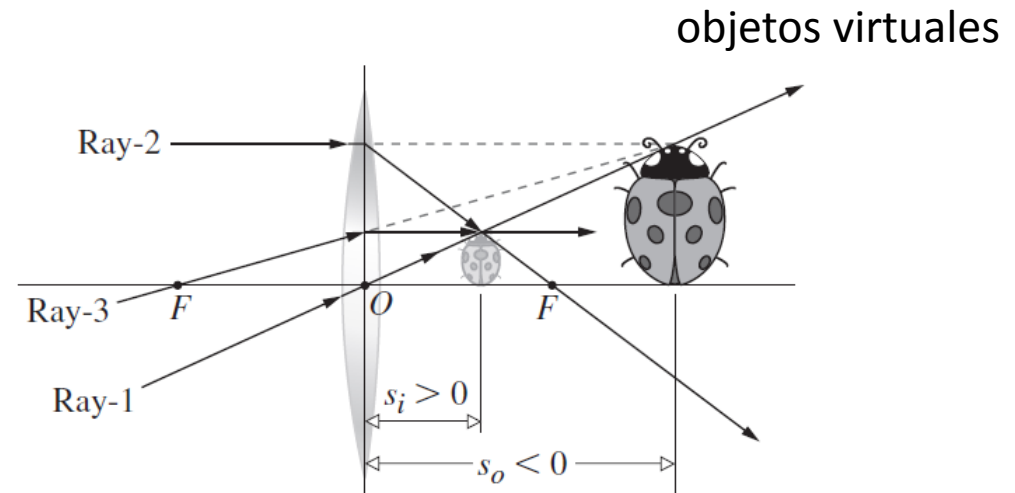
1. el rayo que pasa por el centro de la lente no se desvía.
2. el rayo que entra paralelo se dirige hacia f_i
3. el rayo que pasa por f_o sale paralelo



$$\frac{1}{f} = \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) (n_{lm} - 1)$$

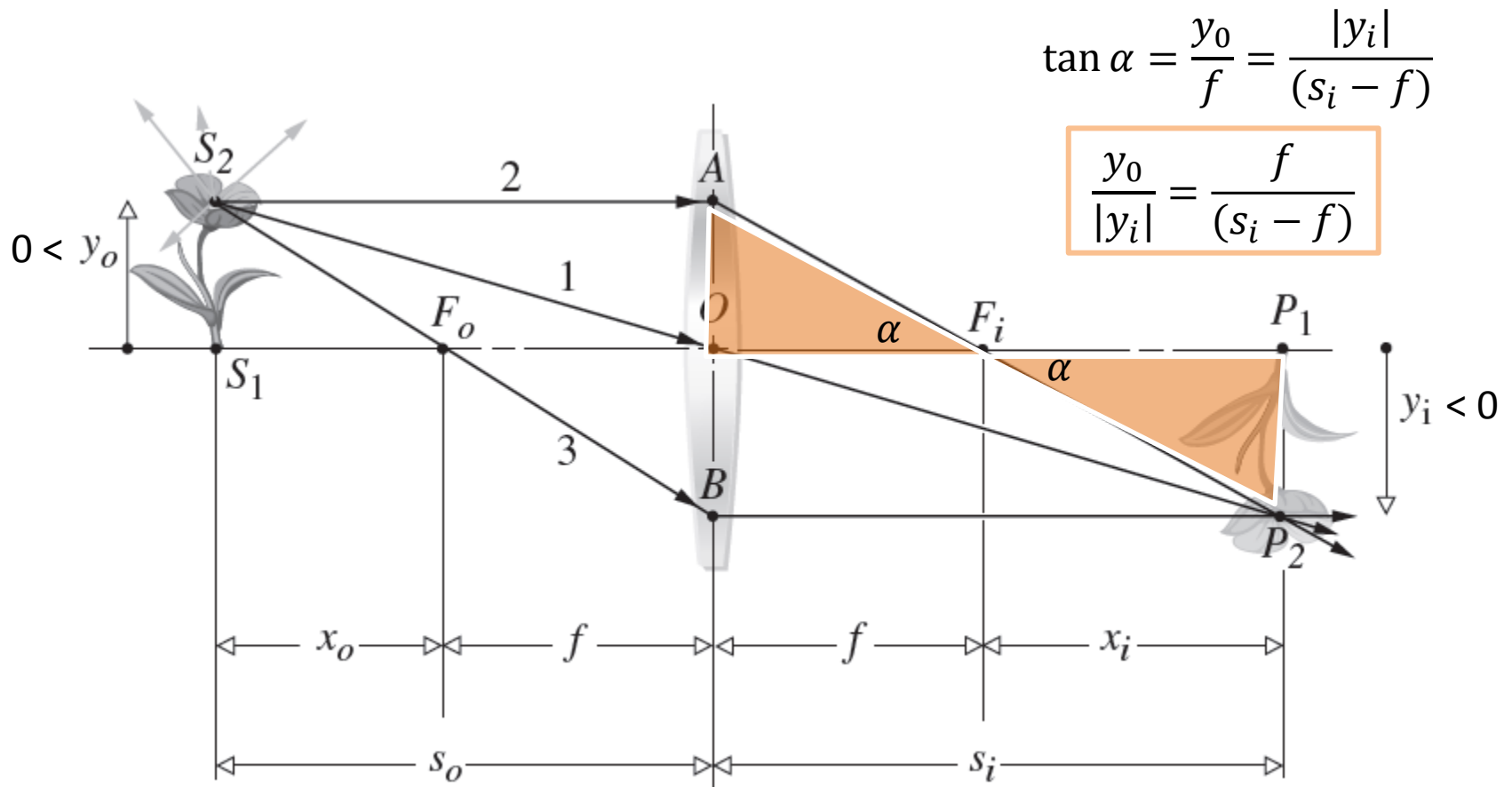
Lentes delgadas y formación de imágenes (ejs. con objetos virtuales)

1. el rayo que pasa por el centro de la lente no se desvía.
2. el rayo que entra paralelo se dirige hacia f_i
3. el rayo que pasa por f_o sale paralelo

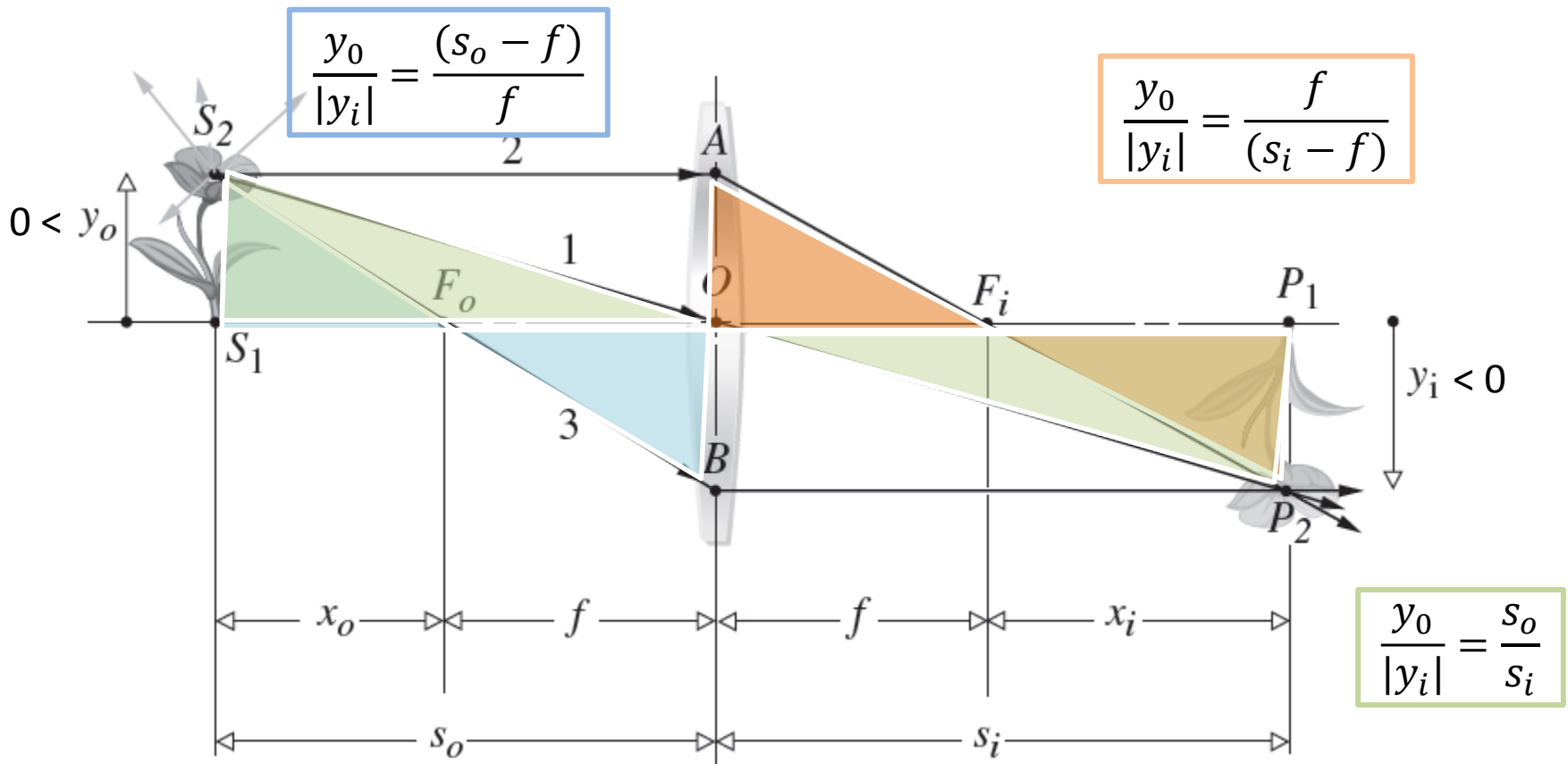


$$\frac{1}{f} = \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) (n_{lm} - 1)$$

Aumento Lateral de una lente

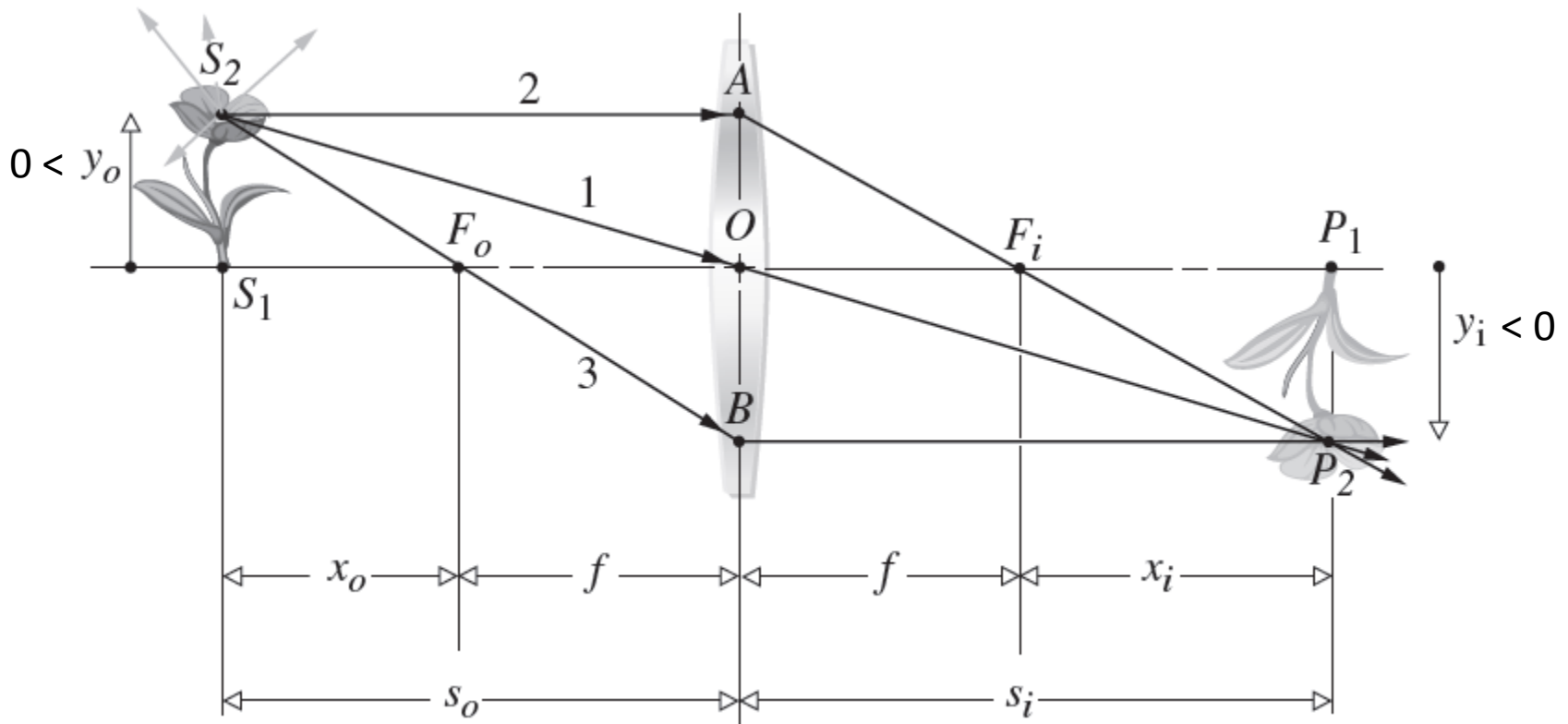


Aumento Lateral de una lente



Definimos aumento lateral como $\rightarrow M_T \equiv \frac{y_i}{y_o} = -\frac{s_i}{s_o} = \frac{(f - s_i)}{f} = -\frac{f}{(f - s_o)}$

Aumento Lateral de una lente

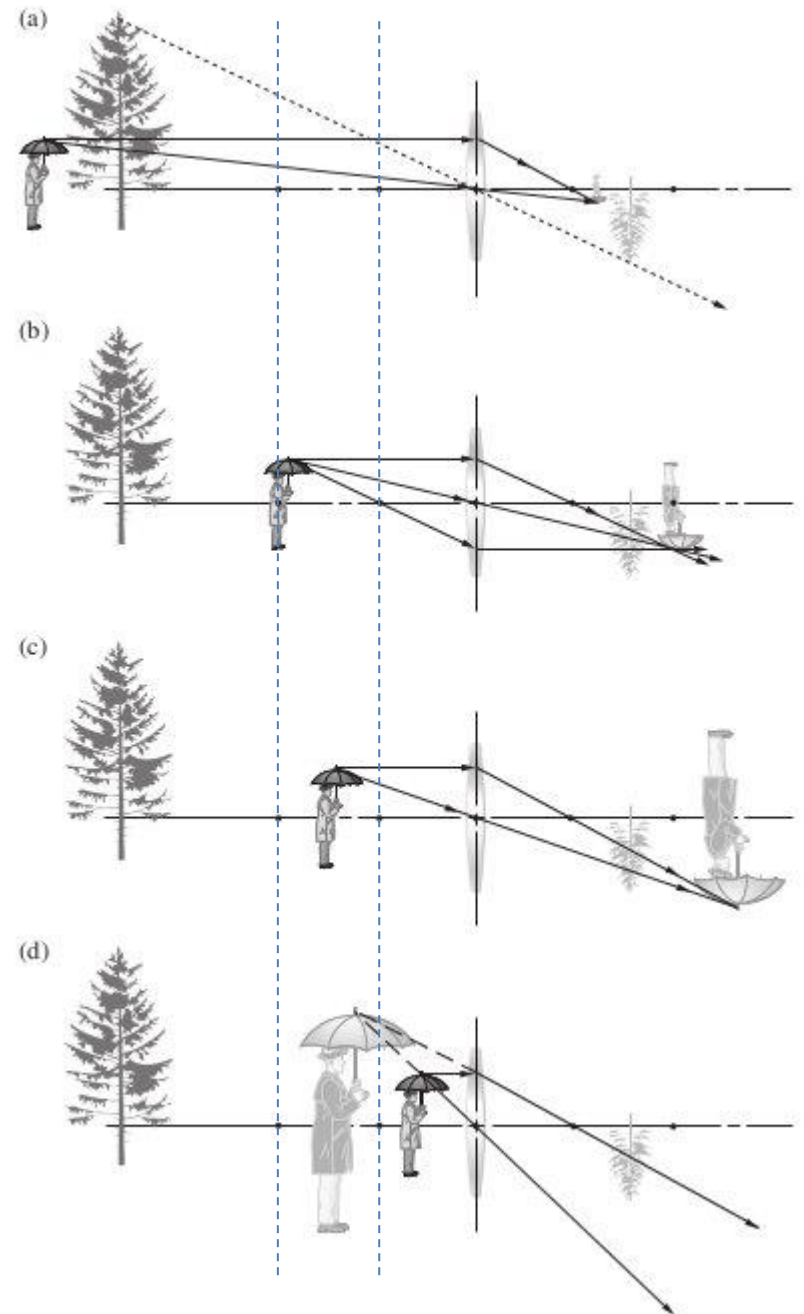


$$M_T \equiv \frac{y_0}{y_i} = -\frac{s_0}{s_i} = \frac{f}{f - s_i} = \frac{(f - s_0)}{f}$$

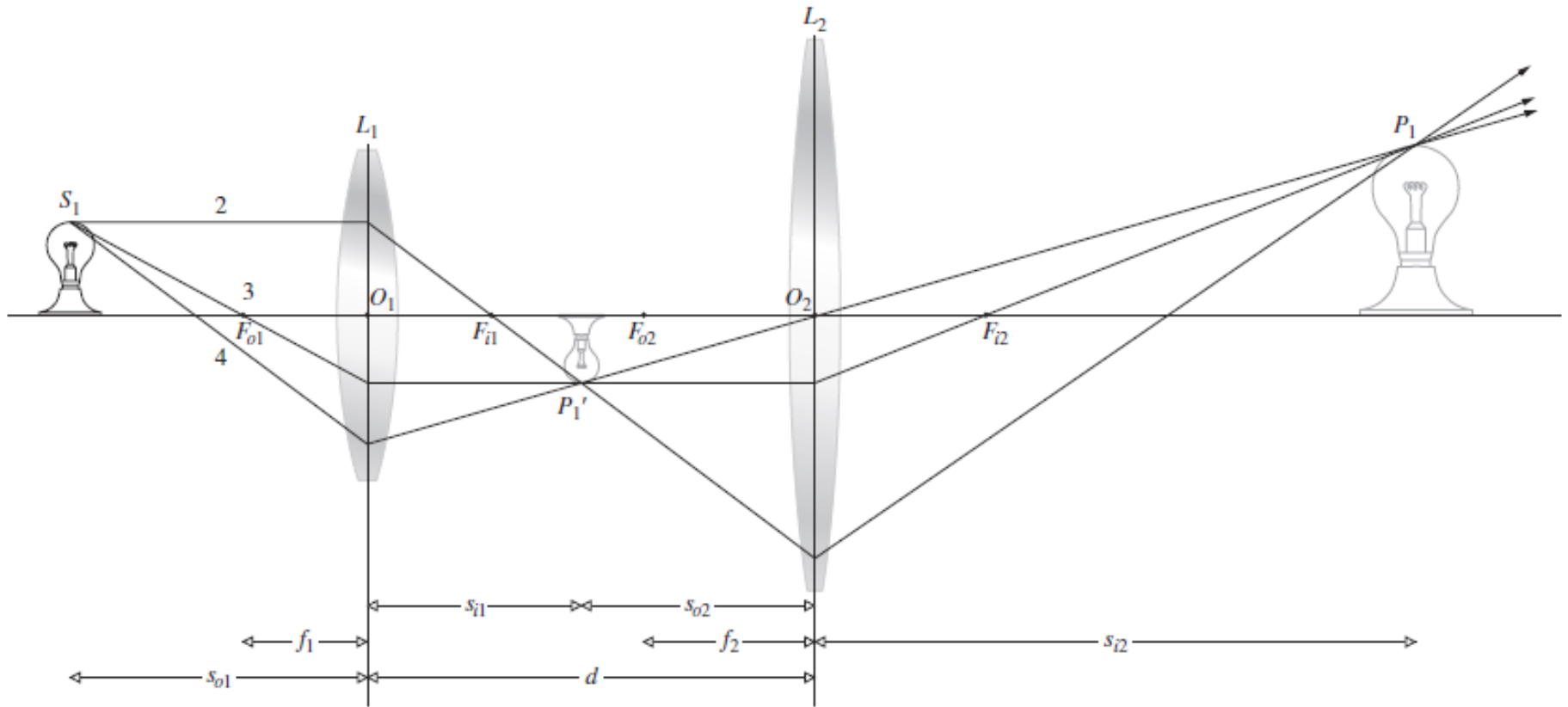
- $M_T < 0$ indica imagen invertida
- Notar: sólo no habrá inversión cuando objeto e imagen estén en el mismo sem-espacio

Aumento Lateral de una lente

$$M_T \equiv \frac{y_o}{y_i} = -\frac{s_o}{s_i} = \frac{f}{(f - s_i)} = \frac{(f - s_o)}{f}$$



Combinación de lentes delgadas



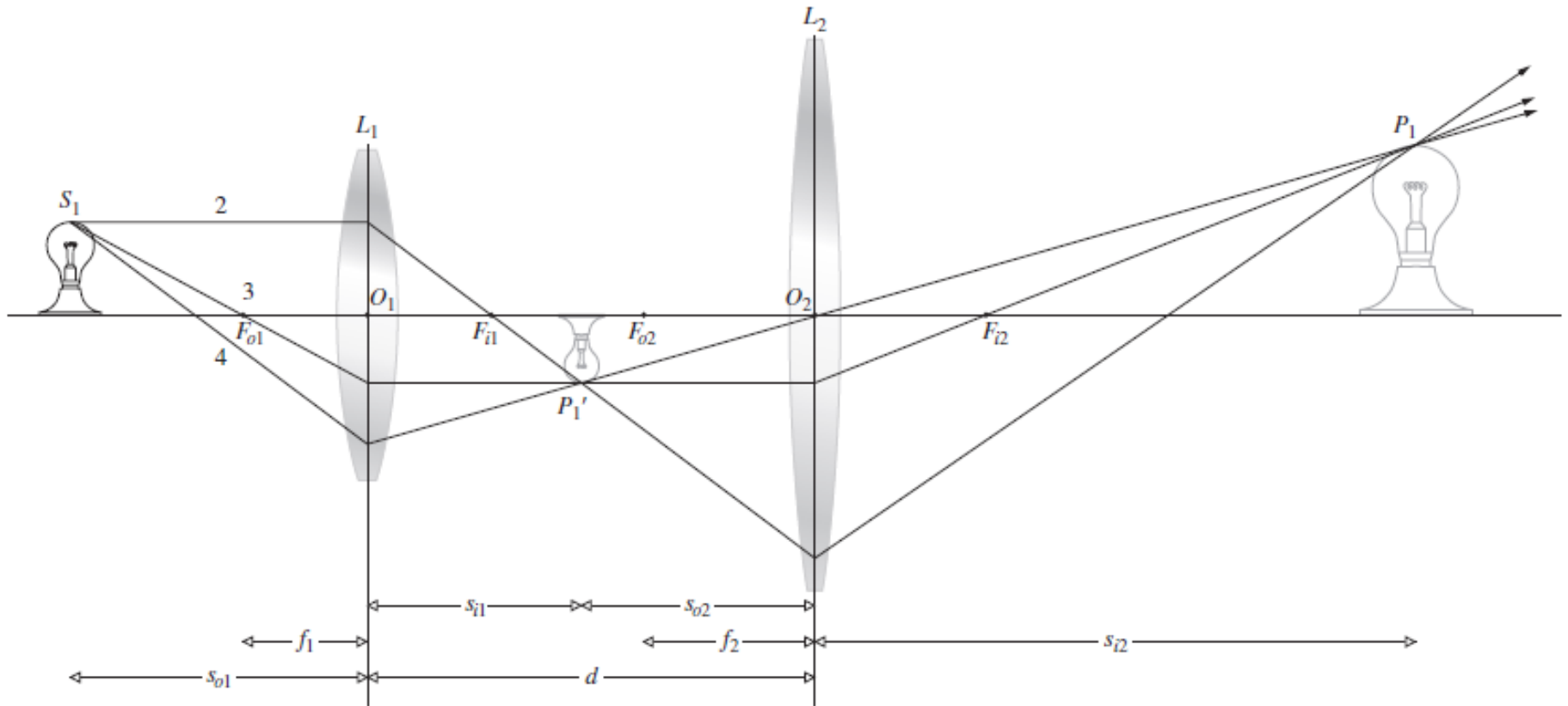
(lentes separadas una distancia mayor que la suma de sus distancias focales)

La imagen de la primera lente sera el objeto de la segunda....

Analiticamente, puedo plantear secuencialmente la ec. del constructor de lentes:

$$\frac{1}{s_{o1}} + \frac{1}{s_{i2}} = \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) (n_{lm} - 1)$$

Combinación de lentes delgadas

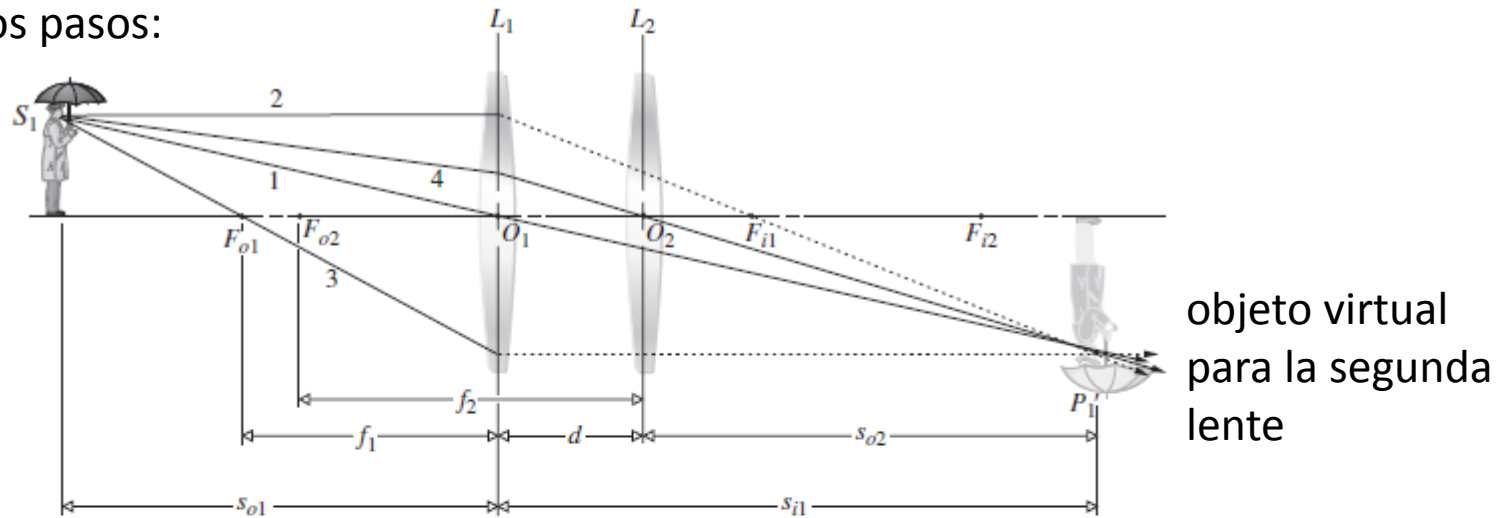


(lentes separadas una distancia mayor que la suma de sus distancias focales)

$$M_T = M_{T1} M_{T2}$$

Combinación de lentes delgadas

Lo hago en dos pasos:

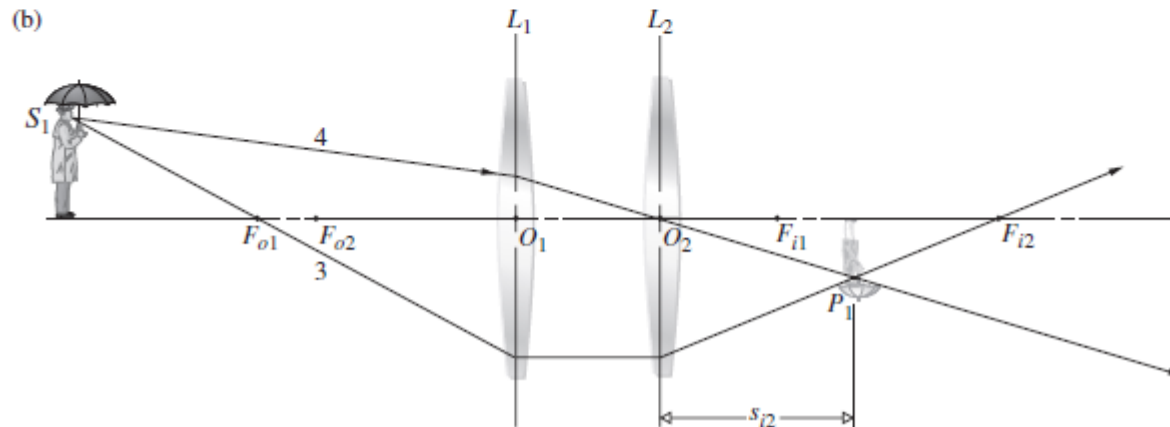
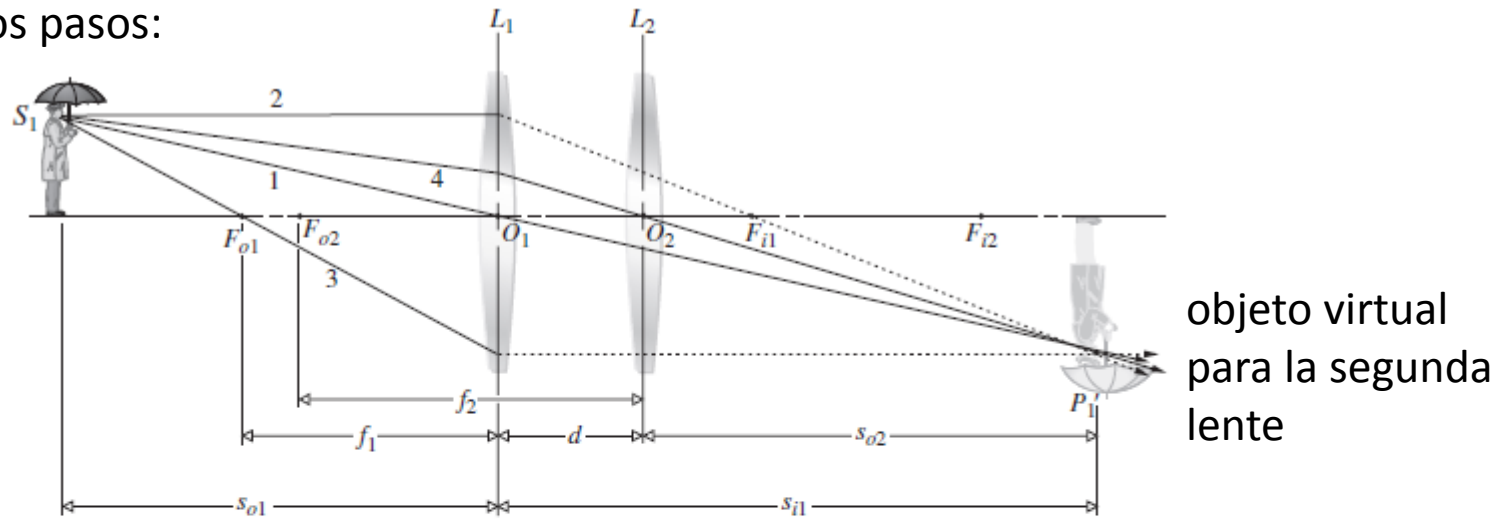


objeto virtual
para la segunda
lente

(lentes separadas una distancia menor que la suma de sus distancias focales)

Combinación de lentes delgadas

Lo hago en dos pasos:



(lentes separadas una distancia menor que la suma de sus distancias focales)