



دانشگاه سیام نور
پی

اپتیک

(رشته فیزیک)

لنو پدروتی

فرانک پدروتی

ترجمه دکتر محمد ابراهیم ابوکاظمی

بسم الله الرحمن الرحيم

پیشگفتار ناشر

کتاب‌های دانشگاه پیام نور حسب مورد و با توجه به شرایط مختلف یک درس در یک یا چند رشته دانشگاهی، به صورت کتاب درسی، متن آزمایشگاهی، فرادرسی، و کمک درسی چاپ می‌شوند.

کتاب درسی ثمره کوشش‌های علمی صاحب اثر است که براساس نیازهای درسی دانشجویان و سرفصل‌های مصوب تهیه و پس از داوری علمی، طراحی آموزشی، و ویرایش علمی در گروه‌های علمی و آموزشی، به چاپ می‌رسد. پس از چاپ ویرایش اول اثر، با نظرخواهی‌ها و داوری علمی مجدد و با دریافت نظرهای اصلاحی و متناسب با پیشرفت علوم و فناوری، صاحب اثر در کتاب تجدیدنظر می‌کند و ویرایش جدید کتاب با اعمال ویرایش زبانی و صوری جدید چاپ می‌شود.

متن آزمایشگاهی (م) راهنمایی است که دانشجویان با استفاده از آن و کمک استاد، کارهای عملی و آزمایشگاهی را انجام می‌دهند.

کتاب‌های فرادرسی (ف) و **کمک درسی** (ک) به منظور غنی‌تر کردن منابع درسی دانشگاهی تهیه و بر روی لوح فشرده تکثیر می‌شوند و یا در وبگاه دانشگاه قرار می‌گیرند.

مدیریت تولید محتوا و تجهیزات آموزشی

فهرست مطالب کتاب

یادداشت

۱	فصل اول. مبانی نور هندسی
۱	۱-۱ مقدمه
۲	۲-۱ اصل هویگنس
۶	۳-۱ اصل فرما
۹	۴-۱ اصل برگشت پذیری
۹	۵-۱ بازتاب در آینه تخت
۱۲	۶-۱ شکست در سطح تخت
۱۴	۷-۱ بازتاب در سطح کروی
۲۰	۸-۱ شکست در سطح کروی
۲۵	۹-۱ عدسی های نازک
۳۰	۱۰-۱ گرایش و توان شکست
۳۳	۱۱-۱ مسائل نمونه
۳۹	مسائل
۴۳	فصل دوم. حرکت موجی و موج های الکترومغناطیسی
۴۳	۱-۲ مقدمه
۴۳	۲-۲ معادله موج یک بعدی
۴۶	۳-۲ موج هماهنگ
۵۰	۴-۲ اعداد مختلط
۵۲	۵-۲ نمایش موج هماهنگ با عدد مختلط
۵۳	۶-۲ موج های تخت
۵۶	۷-۲ موج های کروی
۵۷	۸-۲ موج های الکترومغناطیسی

۶۲	۹-۲ اثر دوپلر
۶۳	۱۰-۲ اصل برهمنهی
۶۵	۱۱-۲ برهمنهی موج‌های هم‌بسامد
۶۹	۱۲-۲ چشمه‌های همدوس و کتره‌ای
۷۱	۱۳-۲ موج‌های ایستاده
۷۳	۱۴-۲ سرعت فاز و سرعت گروه
۷۹	۱۵-۲ مسائل نمونه
۸۴	مسائل

۸۷	فصل سوم. تداخل نور
۸۷	۱-۳ تداخل دو باریکه‌ای
۹۵	۲-۳ آزمایش دو شکاف یانگ
۱۰۱	۳-۳ تداخل دو شکاف با چشمه‌های مجازی
۱۰۴	۴-۳ تداخل در لایه‌های دی‌الکتریک
۱۱۱	۵-۳ فریزهای هم‌ضخامت
۱۱۴	۶-۳ حلقه‌های نیوتون
۱۱۶	۷-۳ مسائل نمونه
۱۲۱	مسائل

۱۲۵	فصل چهارم. همدوسی
۱۲۵	۱-۴ آنالیز فوریه
۱۳۰	۲-۴ آنالیز فوریه برای قطار موج هماهنگ متناهی
۱۳۴	۳-۴ همدوسی زمانی و پهنای خط طبیعی
۱۳۷	۴-۴ همدوسی فضایی
۱۳۹	۵-۴ پهنای همدوسی فضایی
۱۴۴	۶-۴ مسائل نمونه
۱۴۹	مسائل

۱۵۳	فصل پنجم. قطبش نور
۱۵۴	۱-۵ قطبش به روش جذب گزینشی
۱۵۸	۲-۵ قطبش به روش بازتاب از سطح دی‌الکتریک
۱۶۲	۳-۵ قطبش به روش پراکندگی
۱۶۵	۴-۵ قطبش دوشکستی
۱۷۱	۵-۵ شکست دوگانه
۱۷۶	۶-۵ مسائل نمونه
۱۸۰	مسائل

۱۸۳	فصل ششم. پراش فرانیهوفر
۱۸۴	۱-۶ پراش در تک شکاف
۱۹۱	۲-۶ پخش باریکه
۱۹۳	۳-۶ روزنه‌های راستگوشه و دایره‌ای
۱۹۸	۴-۶ تفکیک
۲۰۴	۵-۶ پراش دوشکاف
۲۰۸	۶-۶ پراش چندشکاف
۲۱۴	۷-۶ مسائل نمونه
۲۱۸	مسائل
۲۲۳	فصل هفتم. پراش فرنل
۲۲۳	۱-۷ انتگرال پراش فرنل - کیرشهوف
۲۲۶	۲-۷ معیار پراش فرنل
۲۲۸	۳-۷ ضریب انحراف
۲۲۹	۴-۷ پراش فرنل در روزنه دایره‌ای
۲۳۵	۵-۷ تغییر فاز نور پراشیده
۲۳۶	۶-۷ تیغه منطقه‌ای فرنل
۲۴۰	۷-۷ پراش فرنل در روزنه‌های با تقارن راستگوشه
۲۴۲	۸-۷ مارپیچ کورنو
۲۴۸	۹-۷ کاربرد مارپیچ کورنو
۲۵۷	۱۰-۷ اصل بابینه
۲۵۸	۱۱-۷ مسائل نمونه
۲۶۱	مسائل
۲۶۵	پیوست
۲۶۹	پاسخنامه

یادداشت

این کتاب، مطابق برنامه مصوب شورای عالی برنامه‌ریزی وزارت فرهنگ و آموزش عالی، برای درس «اُپتیک» رشته کارشناسی فیزیک تهیه شده است. مطالب آن، متناسب با نیازهای دانشجویان دانشگاه پیام‌نور، عمدتاً براساس محتویات کتاب درسی زیر ترجمه و اقتباس شده است:

Frank L. PEDROTTI + Leno S. PEDROTTI, *Introduction to Optics*, 2nd Ed., Prentice – Hall (1993)

پیش‌نیاز این درس، فیزیک پایه (۱ و ۲ و ۳) و ریاضی عمومی (۱ و ۲) است. بیشتر مسائل نمونه‌ای که در پایان فصل‌ها برای راهنمایی دانشجویان فراهم شده، از مرجع زیر گزینش شده است

Eugene HECHT, *Theory and Problems of Optics*, McGraw–Hill (1975).

فصل اول

مبانی نور هندسی

۱-۱ مقدمه

سیر تحولات درک بشر از ماهیت فیزیکی نور، یکی از گیراترین مباحث تاریخ علم است. از آغاز شکل‌گیری علوم نوین در سده‌های ۱۶ و ۱۷ میلادی، درک بشر از نور مبتنی بر دو مدل ناهم‌ساز موجی و ذره‌ای بوده است. در سده بیستم میلادی معلوم شد که نور از هر دو ویژگی موجی و ذره‌ای برخوردار است، ولی دقیقاً هیچ یک از آنها نیست. در بررسی نور به صورت حرکت موجی به تقریب‌هایی برمی‌خوریم که در آنها طول موج، نسبت به ابعاد دستگاه نوری، بسیار کوچک و قابل چشم‌پوشی است. این مبحث تقریبی نورشناسی را نورشناسی هندسی یا نور هندسی می‌نامند. هنگامی که ویژگی موجی نور قابل گذشت نباشد، با نورشناسی فیزیکی یا نور فیزیکی سروکار داریم. بدین‌سان، نور هندسی را می‌توان با تعبیر زیر حالت خاصی از نور فیزیکی دانست:

نور هندسی = (نور فیزیکی) حد

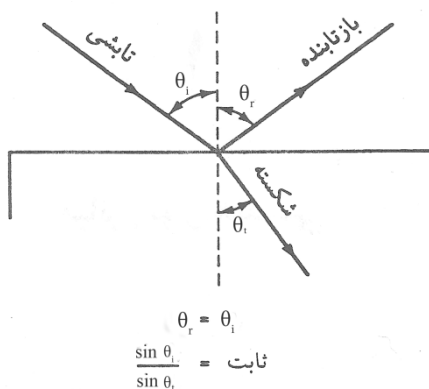
$$\lambda \rightarrow 0$$

بنابر تقریب نور هندسی، نور در امتداد خط راستی به نام پرتو منتشر می‌شود. به این ترتیب، پرتو در واقع مسیر انتقال انرژی نور از نقطه‌ای به نقطه دیگر است. هنگامی که پرتو نور از دستگاهی نوری که متشکل از چند محیط همگن است می‌گذرد، مسیر نور به صورت چند پاره‌خط پیاپی ظاهر می‌شود. خمیدگی مسیر در نقاط بازتاب و

شکست نور رخ می‌دهد. قوانین نور هندسی در مورد بازتاب و شکست نور به شرح زیرند:

قانون بازتاب پرتو نور در فصل مشترک دو محیط یکنواخت چنان بازتابیده می‌شود که پرتو بازتابیده در صفحه تابش قرار داد و زاویه بازتابش با زاویه تابش برابر است. صفحه تابش، صفحه‌ای است که پرتو تابشی و خط عمود بر فصل مشترک دو محیط در نقطه تابش را در بر می‌گیرد.

قانون شکست (قانون اسنل) پرتو نور در فصل مشترک دو محیط یکنواخت چنان شکسته می‌شود که پرتو شکسته در صفحه تابش واقع می‌شود و سینوس زاویه شکست با سینوس زاویه تابش مستقیماً متناسب است.



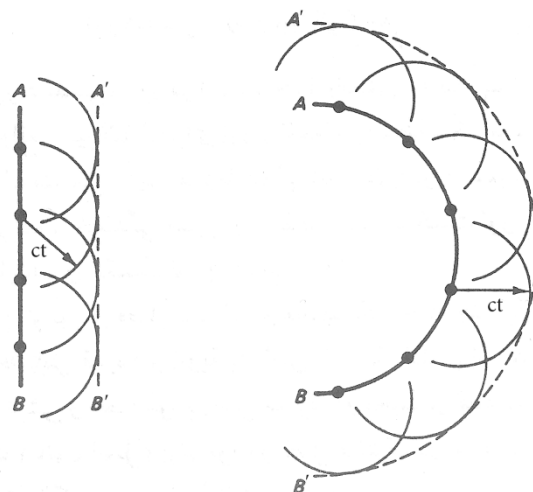
شکل ۱-۱ نمایش قانون‌های بازتاب و شکست در فصل مشترک تخت دو محیط

هر دو قانون را برای بازتاب و شکست از سطحی تخت در شکل ۱-۱ نشان داده‌ایم.

۲-۱ اصل هویگنس

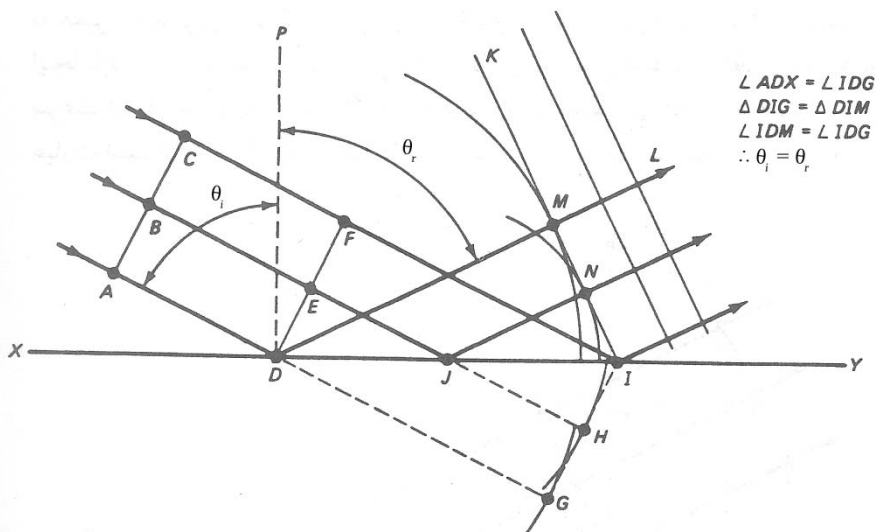
کریستیان هویگنس، فیزیکدان هلندی، نور را به صورت مجموعه‌ای از تپش‌های پیاپی (یا حرکتی موجی) در نظر گرفت که از هر نقطه‌ای از چشمه سرچشمه می‌گیرد و در محیطی کُشسان و فراگیر، به نام «اتر» [یا «اثیر»]، منتشر می‌شود. بنابر نظر هویگنس، هر نقطه از آشفتگی در حال انتشار نیز می‌تواند منشأ تولید تپش‌های جدیدی شود. برای

توضیح قوانین نور هندسی می‌توان از اصل هویگنس، به شرح زیر، استفاده کرد: هر نقطه‌ای از یک جبهه موج را می‌توان به عنوان چشمه ثانویه موج‌های کروی جدیدی در نظر گرفت که با سرعت نور در محیط منتشر می‌شوند، و پوشی که بر موج‌های ثانویه مماس می‌شود جبهه موج بعدی است. نمایش ساده‌ای از این اصل را در شکل ۲-۱ نشان داده‌ایم. در این شکل، AB جبهه موج اولیه و $A'B'$ جبهه موج جدید در زمان بعدی t است. شعاع هر یک از موج‌های ثانویه برابر ct است، که در آن c سرعت انتشار نور در محیط است. هویگنس، با استفاده از این اصل، توانست هر دو قانون بازتاب و شکست را به دست آورد.



شکل ۲-۱ نمایش اصل هویگنس برای موج‌های تخت و کروی

طرز ترسیم هویگنس را برای اثبات قانون بازتاب در شکل ۳-۱ نشان داده‌ایم. جبهه موج AC را در باریکه‌ای از نور موازی که به فصل مشترک تخت XY می‌رسد در نظر می‌گیریم. در اینجا زاویه تابش پرتوهای AD ، BE و CF نسبت به خط عمود PD برابر θ_i است. اگر فصل مشترک بازتابنده XY وجود نداشت، جبهه موج در لحظه‌ای که پرتو CF به نقطه I می‌رسید به صورت GI درمی‌آید. اما، با وجود سطح بازتابنده، در طی همان زمانی که پرتو CF از F به I می‌رسد، پرتو BE از E به J می‌رسد و آنگاه مسافتی معادل JH را پس از بازتاب خواهد پیمود. از این رو، موج ثانویه‌ای به شعاع JH

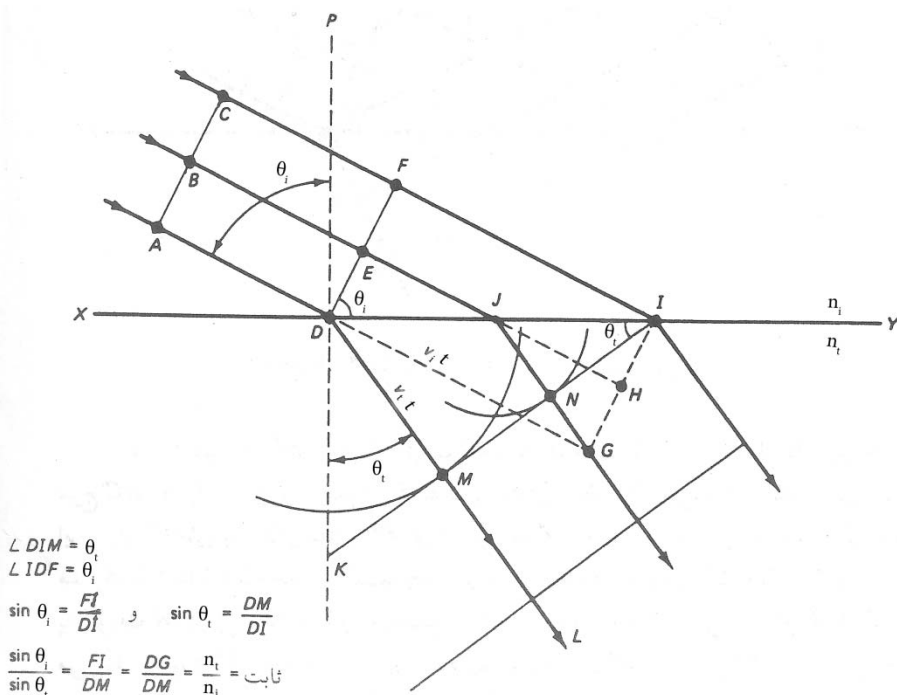


شکل ۳-۱ اثبات قانون بازتاب به کمک ترسیم هویگنس

را به مرکز J در قسمت بالای سطح بازتابنده رسم کرده‌ایم. به همین ترتیب، موج ثانویه دیگری به شعاع DG به مرکز D را برای نمایش بازتاب AD رسم کرده‌ایم. جبهه موج جدید را، که باید شامل نقطه I باشد و در نقاط M و N بر این موج‌های ثانویه مماس شود، به صورت KI نشان داده‌ایم. یکی از پرتوهای بازتابیده پرتو DL است که آن را عمود بر جبهه موج بازتابیده رسم کرده‌ایم. خط عمود PD نیز برای تشخیص زاویه‌های تابش و بازتاب، θ_r و θ_i رسم شده است. با توجه به روابطی که میان زاویه‌ها و مثلث‌ها در این شکل نشان داده‌ایم، داریم

$$\boxed{\theta_i = \theta_r} \quad (۱-۱)$$

به همین سان، ترسیم هویگنس را برای اثبات قانون شکست در شکل ۴-۱ نشان داده‌ایم. در اینجا باید تفاوت سرعت نور را در محیط‌های بالا و پایین فصل مشترک در نظر داشته باشیم. اگر سرعت نور در خلأ را با c نشان بدهیم، سرعت نور در محیط‌های تابش و شکست به ترتیب عبارت است از $\frac{c}{n_t}$ و $\frac{c}{n_i}$ که در آنها n_t و n_i مقادیر ثابت و مشخصه‌های دو محیط مورد نظر هستند و ضریب شکست نامیده می‌شوند.



شکل ۴-۱ اثبات قانون شکست به کمک ترسیم هویگنس

نقاط D, E و F از جبهه موج تابشی در زمان‌های متفاوتی به نقاط D, J و I روی فصل مشترک می‌رسند. اگر سطح شکستی وجود نداشت، در لحظه‌ای که پرتو CF به I می‌رسید، جبهه موج GI تشکیل می‌شد. اما فاصله زمانی t که پرتو CF از F به I می‌رسد، پرتو AD وارد محیط شکستی می‌شود که سرعت نور در آن (مثلاً) کمتر از محیط قبلی است. بنابراین، اگر مسافت DG برابر $v_t t$ باشد، می‌توانیم موج ثانویه‌ای به مرکز D و به شعاع $v_t t$ بسازیم به‌طوری که

$$DM = v_t t = v_t \left(\frac{DG}{v_i} \right) = \left(\frac{n_i}{n_t} \right) DG$$

به همین ترتیب، می‌توانیم موج ثانویه‌ای به مرکز J و به شعاع $\left(\frac{n_i}{n_t} \right) JH$ بسازیم.

همان‌گونه که در شکل نشان داده‌ایم، جبهه موج جدید KI باید شامل نقطه I باشد و در

نقاط M و N بر موج‌های ثانویه مماس شود. رابطه هندسی میان زاویه‌های θ_i و θ_t ، که پرتو تابشی AD و پرتو شکسته DL با خط عمود بر فصل مشترک می‌سازند، به صورت قانون شکست اسنل بیان می‌شود:

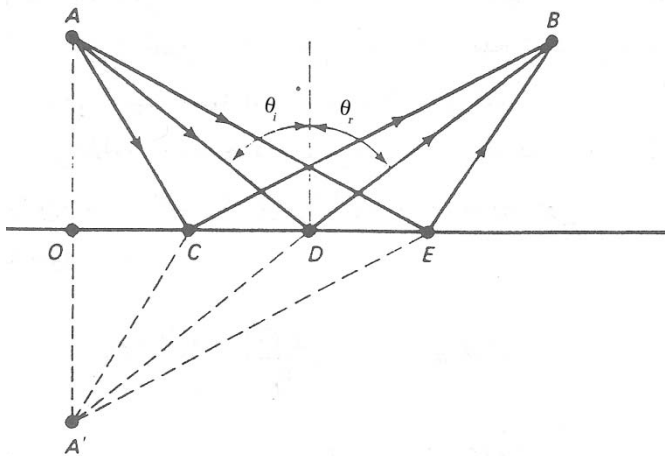
$$\boxed{n_i \sin \theta_i = n_t \sin \theta_t} \quad (۲-۱)$$

۳-۱ اصل فرما

قوانین نور هندسی را همچنین می‌توان از فرضیه بنیادی متفاوتی به دست آورد. بنابر نظر هرو اسکندرانی، که در سده دوم پیش از میلاد می‌زیست، نور در انتشار میان دو نقطه کوتاه‌ترین راه را می‌پیماید. مسیر نور در فاصله میان دو نقطه‌ای که در محیطی یکنواخت قرار داشته باشند، خط راست واصل آن دو نقطه است. اما، هنگامی که نور منتشر شده از نقطه A پس از بازتاب از سطحی تخت به نقطه B می‌رسد، با پیروی از این اصل به قانون بازتاب می‌رسیم. در شکل ۵-۱، سه مسیر محتمل را برای نوری که از A به B می‌رسد نشان داده‌ایم. اگر نقطه A' را روی خط عمودی AO چنان در نظر بگیریم که $AO = OA'$ باشد، مثلث‌های راست‌گوشه AOC و A'OC با هم مساوی خواهند شد. در این صورت داریم $AC = A'C$ ، و در نتیجه مسافت‌هایی که نور در مسیرهای $ACB = A'CB$ می‌پیماید با هم مساوی می‌شوند. روشن است که کوتاه‌ترین راه از A' به B، مسیری جز خط راست A'DB نیست. پس، بنابر اصل هرو، مسیر واقعی نور عبارت است از ADB. به این ترتیب، با استفاده از خواص هندسی شکل، معلوم می‌شود که:

$$\theta_i = \theta_r$$

پی‌یر فرما، دانشمند فرانسوی، اصل هرو را به صورتی تعمیم داد که بتواند قانون شکست را توضیح دهد. اگر نقطه A در محیط اول و نقطه B در محیط دوم قرار داشته باشد، مطابق شکل ۶-۱، مسیر واقعی نور دیگر کوتاه‌ترین راه یا خط راست AB نیست؛ زیرا در این صورت زاویه شکست مساوی با زاویه تابش می‌شود و این امر قانون تجربی شکست را نقض خواهد کرد. فرما، با در نظر گرفتن «اقتصاد طبیعت»، اعلام



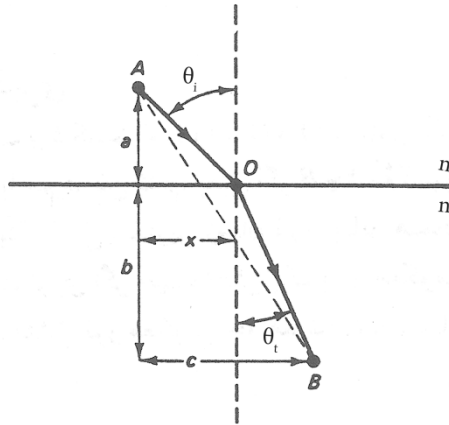
شکل ۵-۱ اثبات قانون بازتاب به کمک اصل هرو

داشت که پرتو نور فاصلهٔ میان دو نقطه را در کمترین زمان می‌پیماید. با این تعمیم، اصل هرو به صورت حالتی خاص ظاهر می‌شود که در آن هر دو نقطه در یک محیط یکنواخت هستند، و مسافتی که در کمترین زمان در آن پیموده می‌شود کوتاه‌ترین راه نیز هست. مطابق شکل ۵-۱، اگر سرعت نور در محیط دوم کمتر از محیط اول باشد، پرتو نور در برخورد با فصل مشترک شکسته می‌شود تا با پیمودن مسافت در زمانی کوتاه‌تر، زمان کلی گذار نور از A تا B به حداقل برسد. از لحاظ ریاضیاتی، باید زمان کلی انتشار نور از A به B را که به صورت زیر به دست می‌آید به کمینه برسانیم:

$$t = \frac{AO}{v_i} + \frac{OB}{v_t}$$

که در آن v_i و v_t سرعت‌های انتشار نور در محیط‌های تابش و شکست هستند. معادلهٔ بالا را با استفاده از قضیهٔ فیثاغورس و نمادهایی که در شکل نشان داده‌ایم، می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$t = \frac{\sqrt{a^2 + x^2}}{v_i} + \frac{\sqrt{b^2 + (c-x)^2}}{v_t}$$



شکل ۶-۱ اثبات قانون شکست به کمک اصل فرما

اگر نور در فاصله میان A و B مسیر دیگری جز AO و OB را بپیماید، پارامتر x

تغییر می‌کند. زمان انتشار نور را با قرار دادن $\frac{dt}{dx} = 0$ می‌توان به کمینه رساند

$$\frac{dt}{dx} = \frac{x}{v_i \sqrt{a^2 + x^2}} - \frac{c-x}{v_t \sqrt{b^2 + (c-x)^2}} = 0$$

در اینجا هم، با توجه به زاویه‌های تابش و شکستی که در شکل می‌بینیم، این

شرط را می‌توان چنین نوشت

$$\frac{dt}{dx} = \frac{\sin \theta_i}{v_i} - \frac{\sin \theta_t}{v_t} = 0$$

یعنی $v_t \sin \theta_i = v_i \sin \theta_t$. اکنون، اگر سرعت نور در دو محیط را برحسب

ضریب شکست $\left(v = \frac{c}{n}\right)$ بنویسیم، به **قانون اسنل** می‌رسیم:

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

در اصل فرما هم، مانند اصل هویگنس، بعدها تغییراتی اصلاحی داده شد تا

کاربرد بیشتری پیدا کند. اکنون، اصل فرما را می‌توان چنین بیان کرد: مسیر واقعی هر

پرتو نور در فاصله میان دو نقطه معین از یک دستگاه نوری چنان است که راه نوری آن، در تقریب اول، با دیگر مسیرهای نزدیک به مسیر واقعی برابر است.

۴-۱ اصل برگشت پذیری

شکل‌های مربوط به بازتاب و شکست نور، (۵-۱) و (۶-۱)، را یک بار دیگر در نظر می‌گیریم. اگر نقش نقاط A و B را با هم عوض کنیم، یعنی اگر B چشمه گسیل نور و A محل دریافت آن باشد، مسیر نور باز هم بنابر اصل کمترین زمان فرما باید همان مسیر قبلی باشد. پس، به‌طور کلی، در هر دستگاه نوری اگر جهت تابش یک پرتو معکوس شود، مسیر نور تغییر نمی‌کند بلکه فقط جهت انتشار نور معکوس خواهد شد. این اصل، چنانکه خواهیم دید، کاربردهای فراوانی دارد.

۵-۱ بازتاب در آینه تخت

پیش از بررسی تشکیل تصویر در آینه‌های تخت، باید فرق میان بازتاب آینه‌ای از سطح‌های کاملاً صاف و بازتاب پخشی از سطح‌های دانه‌دانه‌ای و ناصاف را دریابیم. در حالت اول، همه پرتوهای موازی موجود در یک باریکه، پس از تابیده شدن بر یک سطح تخت صاف، از قانون بازتاب پیروی می‌کنند و به صورت باریکه‌ای موازی بازتابیده می‌شوند. در حالت دوم، قانون بازتاب اگر چه در تک‌تک نقاط بازتاب رعایت می‌شود، ناصاف بودن سطح منجر به بازتابیده شدن پرتوهای موازی اولیه در جهت‌های متفاوت و پخش آنها خواهد شد. در عمل چون هیچ سطح کاملاً صافی وجود ندارد، هر سطح صافی هم تا حدودی از این نوع پرتوهای پخش شده دارد. اکنون، در اینجا بازتاب آینه‌ای را بررسی می‌کنیم.

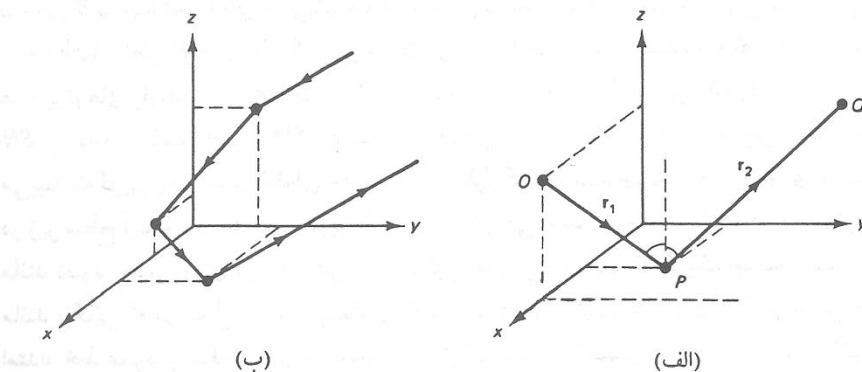
بازتاب آینه‌ای پرتو OP را از سطح تخت xy در شکل ۷-۱ الف، در نظر می‌گیریم. بنابر قانون بازتاب، پرتو بازتابیده PQ در صفحه تابش قرار دارد و زاویه‌هایی که OP و PQ با خط عمود در P می‌سازند با هم مساوی‌اند. اگر مسیر OPQ را برحسب مؤلفه‌های y, x و z در نظر بگیریم، روشن است که فقط مؤلفه y پرتو OP بر اثر بازتابش تغییر می‌کند و جهت آن معکوس می‌شود. چنانچه جهت پرتو تابشی را با

بردار یکه $\hat{r}_1 = (x, y, z)$ نشان بدهیم، فرایند بازتابش آن را به بردار یکه $\hat{r}_p$ تبدیل می‌کند به‌طوری‌که

$$\hat{r}_1 = (x, y, z) \rightarrow \hat{r}_p = (x, y, -z)$$

اگر جهت تابش پرتو نور را چنان در نظر بگیریم که، مانند «بازتابنده گوشه‌ای» شکل ۷-۱ ب، به‌طور پیاپی از هر سه صفحه دستگاه مختصات قائم بازتابیده شود، داریم:

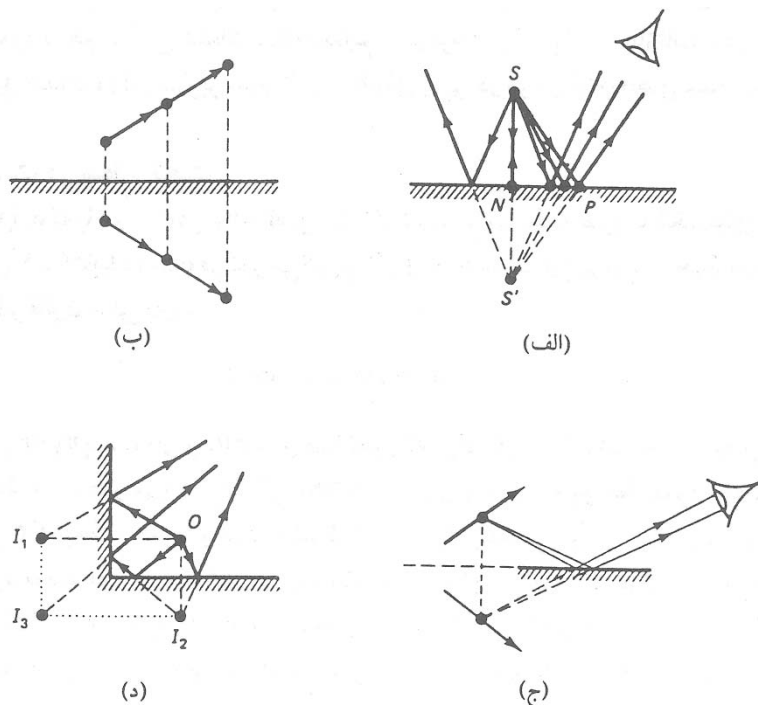
$$\hat{r}_1 = (x, y, z) \rightarrow \hat{r}_p = (-x, -y, -z)$$



شکل ۷-۱ نمایش هندسی پرتو بازتابیده از سطح تخت

در این حالت، پرتو بازتابیده درست به موازات پرتو تابشی و در خلاف جهت آن برمی‌گردد.

تشکیل تصویر در آینه تخت را در شکل ۷-۱ الف نشان داده‌ایم. پرتوهایی که از جسم نقطه‌ای S به آینه تخت تابیده می‌شوند، به‌صورتی که نشان داده شد بازتابیده می‌شوند. چون همه مثلث‌های نظیر SNP و $S'NP$ ، بنابر قانون بازتاب، با هم مساوی هستند، به نظر می‌رسد که همه پرتوهای بازتابیده از نقطه تصویر S' سرچشمه می‌گیرند. نقطه تصویر S' روی خط عمود SN قرار دارد، و فاصله تصویر $S'N$ با فاصله جسم SN برابر است. چشم ما نقطه تصویر S' را چنان می‌بیند که گویی یک جسم نقطه‌ای حقیقی در آنجا قرار گرفته است. چون هیچ پرتو نوری واقعی در زیر



شکل ۸-۱ تشکیل تصویر در آینه تخت

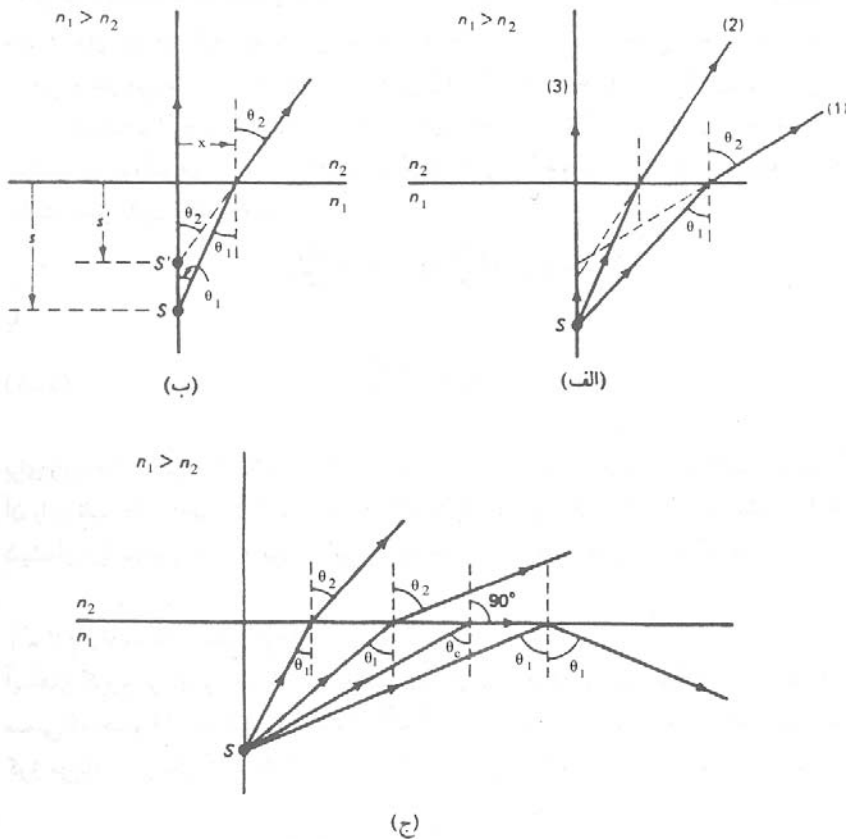
سطح آینه وجود ندارد، تصویر را تصویر مجازی می‌نامند. تصویر مجازی S' را نمی‌توان مانند تصویر حقیقی روی پرده تشکیل داد. تشکیل تصویر برای همه نقاط یک جسم گسترده، مانند پیکانی که در شکل ۸-۱ ب نشان داده‌ایم، به همین ترتیب است. هر نقطه از جسم، در امتداد خط عمود بر سطح آینه و به همان فاصله از آن، یک نقطه تصویر دارد. توجه داشته باشید که مکان تصویر به موقعیت چشم بستگی ندارد. به علاوه، همان‌طور که در شکل ۸-۱ ب دیده می‌شود، بزرگی تصویر با بزرگی جسم مساوی است و در نتیجه بزرگ‌نمایی برابر یک است. در آینه تخت، سمت‌گیری عرضی جسم و تصویر یکسان است؛ اما جسمی که راست‌دست باشد تصویری چپ‌دست خواهد داشت. در شکل ۸-۱ ج، که آینه درست در زیر جسم قرار ندارد، برای تعیین مکان تصویری که چشم با دریافت پرتوهای بازتابیده خواهد دید می‌توان آینه را به صورت امتداد یافته در نظر گرفت. در شکل ۸-۱ د، تصویرهای چندگانه جسم نقطه‌ای O را که در دو آینه عمود بر هم تشکیل شده‌اند نشان داده‌ایم. تصویرهای I_1 و I_2 بر

اثر بازتاب منفر در دو آینه تشکیل شده‌اند، ولی تصویر سوم I_3 از بازتاب‌های پیاپی در هر دو آینه حاصل شده است.

۱-۶ شکست در سطح تخت

پرتو نوری (۱) را، که با زاویه تابش θ_1 به فصل مشترک تخت دو محیط به ضریب شکست‌های n_1 و n_2 در شکل ۹-۱ تابیده است، در نظر می‌گیریم. اگر زاویه شکست این پرتو در محیط دوم را θ_2 بنامیم، بنابر قانون اسنل داریم

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (۳-۱)$$



شکل ۹-۱ نمایش هندسی پرتوهای شکسته شده در فصل مشترک تخت

در حالتی که $n_p < n_1$ باشد، داریم $\theta_p > \theta_1$ و همان‌طوری که در شکل ۹-۱ الف می‌بینیم، پرتو شکسته از خط عمود دور می‌شود. اما اگر $n_p > n_1$ باشد، پرتو شکسته به خط عمود نزدیک می‌شود. پرتو ۳ که به‌طور عمود بر فصل مشترک ($\theta_1 = 0$) تابیده می‌شود، بدون تغییر جهت ($\theta_p = 0$) وارد محیط دوم خواهد شد. این پرتوهای شکسته (یا امتدادشان) چون در یک نقطه واحد با یکدیگر برخورد نمی‌کنند، تصویر نقطه‌ای یگانه‌ای تشکیل نمی‌دهند. اما در تقریب پرتوهای پیرامحوری، یعنی پرتوهایی که با زاویه‌هایی کوچک نسبت به خط عمود بر فصل مشترک می‌تابند، تصویر نسبتاً خوبی می‌توان به‌دست آورد.

در این تقریب، با توجه به کوچک بودن زاویه‌های تابش و شکست داریم: (رادیان) $\sin \theta \approx \tan \theta \approx \theta$ و قانون به صورت زیر درمی‌آید

$$n_1 \tan \theta_1 \approx n_p \tan \theta_p$$

اگر به جای تانژانت θ_1 و θ_p مقدار آنها را با توجه به شکل ۹-۱ ب قرار بدهیم، خواهیم داشت

$$n_1 \left(\frac{x}{s} \right) = n_p \left(\frac{x}{s'} \right)$$

بنابراین، فاصله نقطه تصویر S' از فصل مشترک عبارت است از

$$s' = \left(\frac{n_p}{n_1} \right) s \quad (4-1)$$

که در آن s فاصله جسم نقطه‌ای S از فصل مشترک است. بدین‌سان، وقتی از بالا به جسمی که مثلاً در زیر آب قرار گرفته باشد می‌نگریم ($n_p < n_1$)، فاصله‌اش از سطح آب کمتر از فاصله واقعی به نظر می‌رسد ($s' < s$)، و به همین دلیل از این فاصله با عنوان «عمق ظاهری» نام می‌برند.

همان‌طور که در شکل ۹-۱ ج می‌بینیم، همراه با بزرگتر شدن زاویه تابش زاویه شکست نیز بزرگتر می‌شود، تا آنکه در زاویه حد θ_c زاویه شکست به 90° می‌رسد. در این حالت، طبق قانون اسنل داریم

$$\sin \theta_c = \left(\frac{n_2}{n_1} \right) \sin 90^\circ \frac{n_2}{n_1}$$

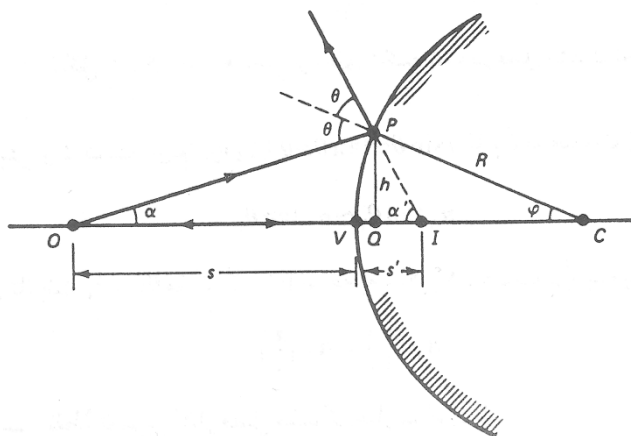
یا

$$\theta_c = \sin^{-1} \left(\frac{n_2}{n_1} \right) \quad (5-1)$$

برای زاویه‌های تابش $\theta_1 > \theta_c$ ، پرتو تابشی به‌طور کامل در همان محیط اول بازتابیده می‌شود که آن را بازتاب کلی داخلی می‌گویند. پدیده بازتاب کلی برای انتقال نور در امتداد تارهای شیشه‌ای (یا تارهای نوری) امری الزامی است. این پدیده وقتی اتفاق می‌افتد که $n_1 > n_2$ باشد.

۷-۱ بازتاب در سطح کروی

آینه‌های کروی بر دو نوع‌اند: کوژ (یا محدّب) و کاو (یا مقعر). اگر مرکز انحنا C آینه در همان سمتی که جسم O واقع است قرار داشته باشد آینه را کاو می‌گویند، و در حالت معکوس آینه را کوژ می‌نامند. آینه‌ای که در شکل ۱۰-۱ دیده می‌شود آینه کوژ است. در این شکل، دو پرتو نوری را که از جسم O سرچشمه گرفته‌اند نشان داده‌ایم.



شکل ۱۰-۱ بازتاب در سطح کروی

یکی از این پرتوها در رأس V آینه بر سطح آن عمود شده است، و دیگری را به دلخواه بر نقطه P تابانیده‌ایم. پرتو اول، روی خودش به عقب بازتابیده می‌شود، و دومی چنان باز می‌تابد که گویی، طبق قانون بازتاب، از سطح تخت مماس بر کره در نقطه P بازتابیده است. این دو پرتو بازتابیده به‌طور واگرا از آینه دور می‌شوند. محل برخورد امتداد این دو، نقطه تصویر I است (که از آن به‌عنوان نقطه همیوگ O نام می‌برند).

این تصویر مجازی است، و در پشت آینه قرار دارد. فاصله جسم و تصویر را از رأس آینه، به ترتیب، با s و s' نشان داده‌ایم. طول خط عمودی را که از P بر محور فرود آمده است با $PQ=h$ مشخص کرده‌ایم. در اینجا می‌خواهیم ارتباط میان s و s' را در تقریب اول، که در آن زاویه φ بسیار کوچک است، پیدا کنیم. به این ترتیب، وارد مبحثی به نام نورشناسی مرتبه اول یا نورشناسی گاوسی می‌شویم که کارل فریدریش گاوس آن را در سال ۱۸۴۱ بنیاد گذاشت. با توجه به اینکه زاویه خارجی هر مثلثی مساوی مجموع دو زاویه داخلی غیرمجاور است، در شکل ۱۰-۱ داریم

$$\theta = a + \varphi \quad \text{و} \quad 2\theta = a + a'$$

که با قرار دادن اولی در دومی، به دست می‌آید

$$a - a' = -2\varphi$$

اگر به جای هر یک از زاویه‌های a, a' و مقدار تانژانت آنها را با استفاده از شکل ۱۰-۱ قرار بدهیم، خواهیم داشت

$$\frac{h}{s} - \frac{h}{s'} = -2 \frac{h}{R}$$

در اینجا از فاصله VQ نیز، که با کوچک بودن φ کوچک است، صرف‌نظر کرده‌ایم. پس از حذف h از دو طرف این معادله، حاصل می‌شود

$$\frac{1}{s} - \frac{1}{s'} = -\frac{2}{R} \quad (۶-۱)$$

اگر به جای آینه کوژ، آینه کاو در نظر می‌گیریم، مرکز انحنای آن در سمت چپ واقع می‌شد. در این حالت، ممکن است جسم O در جاهایی قرار بگیرد که تصویرش حقیقی باشد و در همان سمت چپ واقع شود. در این‌گونه موارد، به رابطه‌ای هندسی

مانند معادله ۶-۱ می‌رسیم که همه جملات آن مثبت‌اند. با پذیرفتن قراردادی برای علامت‌ها، می‌توان همه حالت‌های مربوط به آینه‌های کروی و کاو را با معادله واحد زیر نشان داد:

$$\frac{1}{s} + \frac{1}{s'} = -\frac{2}{R} \quad (V-1)$$

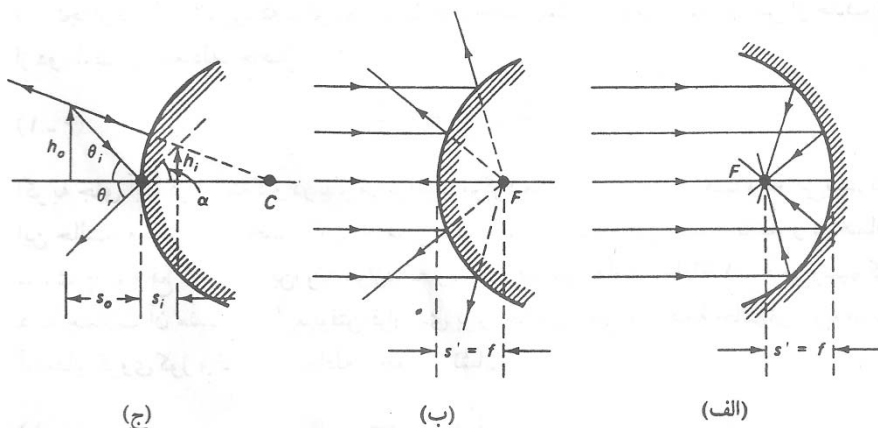
قرارداد علامت‌ها، به فرض آنکه جهت انتشار نور از چپ به راست در نظر گرفته شود، عبارت است از:

۱. هنگامی که جسم حقیقی باشد، یعنی O در سمت چپ V قرار بگیرد، فاصله s مثبت است. هنگامی که جسم مجازی یا O در طرف راست V باشد، s منفی است.
۲. هنگامی که تصویر حقیقی باشد، یعنی I در سمت چپ V قرار بگیرد، فاصله s' مثبت است. هنگامی که تصویر مجازی یا I در طرف راست V باشد، s' منفی است.
۳. هنگامی که آینه کوژ باشد یا C در سمت راست V قرار گیرد، شعاع انحنای R مثبت است؛ چنانچه آینه کاو باشد یا C در طرف چپ V قرار گیرد، شعاع R منفی در نظر گرفته می‌شود.

به‌طور خلاصه، طبق این قاعده‌ها، فاصله‌های جسم و تصویر برای جسم‌های حقیقی و تصویرهای حقیقی مثبت است و آینه‌های کوژ شعاع انحنای مثبت دارند. جسم مجازی هنگامی تولید می‌شود که با دو یا چند عامل بازتابنده یا شکننده سروکار داشته باشیم.

معادله ۷-۱ را که برای آینه‌های کروی است، اگر برای آینه تخت ($R \rightarrow \infty$) به کار ببریم، به همان نتیجه‌ای که از قبل می‌شناختیم می‌رسیم: $s' = -s$. علامت منفی در اینجا نشان می‌دهد که جسم حقیقی دارای تصویر مجازی است. اینکه فاصله‌های جسم و تصویر در معادله ۷-۱ به صورت متقارن ظاهر می‌شوند، بدان معنی است که این دو نقطه همیوغ و جابه‌جایی پذیرند. هنگامی که جسم در بی‌نهایت باشد ($s \rightarrow \infty$)، پرتوهای تابشی با هم موازی‌اند و تصویر در $s' = -\frac{R}{2}$ تشکیل می‌شود (شکل ۱۱-۱ الف و ب). فاصله تصویر را در این حالت‌ها، بنا به تعریف، فاصله کانونی آینه می‌گوییم و با نماد f نشان می‌دهیم:

$$f = -\frac{R}{2} \quad (۸-۱)$$



شکل ۱۱-۱ کانون در آینه‌های کروی کاو (الف) و کوژ (ب). تعیین بزرگنمایی در آینه کروی (ج).

فاصله کانونی در آینه کاو مثبت، و در آینه کوژ منفی است. معادله آینه‌ها را با استفاده از فاصله کانونی می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$\frac{1}{s} + \frac{1}{s'} = -\frac{1}{f} \quad (۹-۱)$$

برای تعیین بزرگنمایی عرضی در آینه کروی، شکل ۱۱-۱-ج را در نظر می‌گیریم. جسم، جسمی گسترده است که بُعد عرضی آن را با h_o نشان داده‌ایم. تصویر نوک پیکان را به کمک ترسیم دو پرتو با بازتاب‌های معلوم، به دست می‌آوریم. پرتوی که به رأس آینه می‌تابد، باید چنان بازتابیده شود که زاویه‌های تابش و بازتابش نسبت به محور با هم مساوی باشند. پرتو دیگری که در راستای عمود بر سطح آینه به طرف مرکز انحنا تابیده می‌شود، باید روی خودش بازتابیده شود. محل برخورد امتدادهای پرتوهای بازتابیده در پشت آینه، تصویر مجازی نوک پیکان است. با توجه به تساوی سه زاویه‌ای که در شکل نشان داده شده‌اند، داریم

$$\frac{h_o}{s_o} = \frac{h_i}{s_i}$$

بزرگ‌نمایی عرضی، بنا به تعریف، عبارت است از نسبت بزرگی عرضی تصویر به بزرگی عرضی جسم:

$$m = \frac{h_i}{h_o} = \frac{s_i}{s_o}$$

اگر بخواهیم قرارداد علامت‌ها را برای بزرگ‌نمایی هم به کار ببریم، علامت مثبت (+) را به حالتی که جسم و تصویر سمت‌گیری یکسان دارند و علامت منفی (-) را به حالتی که جسم و تصویر سمت‌گیری معکوس دارند اختصاص می‌دهیم. به این ترتیب، در شکل ۱۱-۱ ج علامت بزرگ‌نمایی باید مثبت باشد، ولی چون در اینجا علامت فاصله تصویر s_i یا s'_i منفی است، فرمول بزرگ‌نمایی را باید به صورت کلی زیر اصلاح کرد:

$$m = -\frac{s_i}{s_o} \quad (10-1)$$

در هر آینه کروی، با معلوم بودن مرکز انحنای C و کانون F، تصویر هر جسمی را می‌توان با روش ترسیمی به تقریب پیدا کرد. چند نمونه از تشکیل تصویر را در شکل ۱۲-۱ نشان داده‌ایم. در هر نمونه، تصویر نوک پیکان را به صورت محل برخورد سه پرتو بازتابیده مشخص کرده‌ایم.

مثال ۱-۱

جسمی به طول ۳cm را در فاصله ۲۰cm از (الف) یک آینه کوژ و (ب) یک آینه کاو، که فاصله کانونی هر یک از آنها برابر ۱۰cm است، قرار داده‌ایم. وضعیت تصویر و محل تشکیل آن را در هر حالت پیدا کنید.

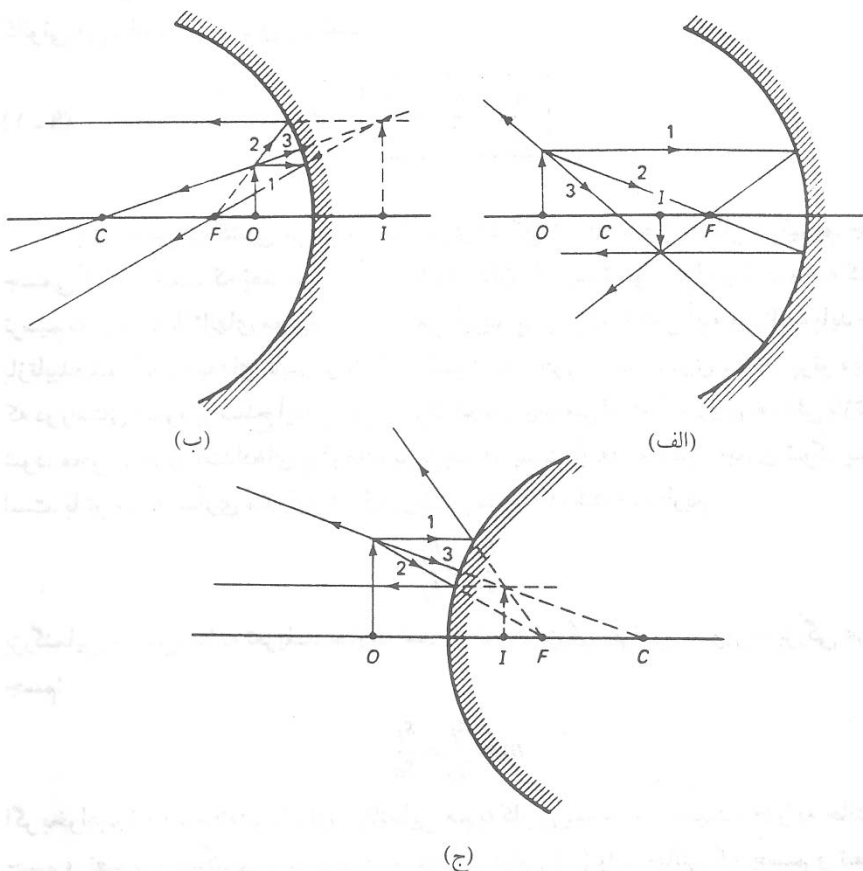
حل. (الف) در آینه کوژ، با استفاده از $f = -10\text{cm}$ و $s = +20\text{cm}$ ، به دست

می‌آوریم

$$\frac{1}{s} + \frac{1}{s'} = \frac{1}{f} \Rightarrow s' = \frac{fs}{s - f} = \frac{(-10)(20)}{(20) - (-10)} = -6/67 \text{ cm}$$

$$m = -\frac{s'}{s} = -\frac{-6/67}{20} = +0/333 = +\frac{1}{3}$$

تصویر مجازی است (زیرا s' منفی است)؛ در $6/67$ سانتی متری سمت راست رأس آینه قرار دارد؛ مستقیم است، یعنی جسم و تصویر جهت‌های یکسان دارند (زیرا m مثبت است)؛ و طول آن معادل $\frac{1}{3}$ طول جسم است ($h_i = 1 \text{ cm}$).



شکل ۱۲-۱ نمودار پرتوها برای آینه‌های کروی. (الف) تصویر حقیقی در آینه کاو

(ب) تصویر مجازی در آینه کاو. (ج) تصویر مجازی در آینه کوژ