Największa różnica dla dwóch rozmaitych porcyj aniliny oblicza się z doświadczeń 7 i 10 i wynosi 0·77% mierzonéj wielkości.

Liczby te, po wzięciu pod uwagę wszystkich przytoczonych powyżéj okoliczności i po porównaniu z różnicami, jakie pojedyńcze obserwacye dawały T. E. Thorpe'mu, wykazują, że metoda może być pożyteczną.

Na zakończenie niech mi wolno będzie dodać, że stosowalność opisanéj metody ogranicza się tylko do cieczy, nie działających na rtęć, jak również i dodać, że mam nadzieję, iż taż sama metoda, po małych zmianach w budowie przyrządu, pozwoli badać rozszerzalność cieczy pod rozmaitemi ciśnieniami, co, ze względu na prace zarówno teoretyczne, jak i doświadczalne w tym przedmiocie, jest obecnie rzeczą prawdziwie doniosłą.

Ułęż Górny, 29 czerwca 1888 r.

O OBLICZANIU BLASKU OBRAZÓW OPTYCZNYCH PRZY UKŁADZIE SOCZEWEK KULISTYCH.

PRZEZ

A. HOŁOWIŃSKIEGO.

Po wielu znakomitych pracach matematycznych i doświadczalnych, które w wieku bieżącym rozpoczął Lagrange[1]), a zakończył Helmholtz, teorya soczewek kulistych stanowi obecnie skończony dział optyki, jakkolwiek zadania odnośne, ze względu na konieczność uproszczenia wzorów, rozwiązane są w téj teoryi tylko z pewném przybliżeniem. W notatce niniejszéj nie ośmielam się dotknąć ani ogólnego zakresu téj teoryi, ani jej licznych szczegółowych zastosowań w dziale optyki praktycznéj; pragnę tylko zwrócić uwagę krytyczną na jedno z twierdzeń o blasku, które Helmholtz wypowiedział zbyt ogólnie i nieco dwuznacznie. W tym celu uprzytomnię najprzód treściwie dwa wzory zasadnicze Lambert'a i Lagrange'a, na których opierają się wywody Helmholtz'a.

Jeżeli element dS_0 powierzchni świecącéj wysyła promienie na element oświetlony ds z odległości r, jeżeli (r, N_0) i (r, n) oznaczają kąty, wytworzone przez linią r z normalnemi N_0 i n do owych elementów, to ilość światła (*oświetlenie*) L, padającą na element ds od elementu dS_0, oblicza się za pomocą wzoru Lambert'a:

$$L = \frac{J_0 . dS_0 . ds . \cos(r, N_0) . \cos(r, n)}{r^2} \qquad (1)$$

[1]) „Nouv. Mém. de l'Acad. roy. de Berlin" z lat 1778 i 1803.

W tym wzorze, który jest bezpośrednim wynikiem doświadczeń fotometrycznych, iloczyn $J_0 . dS_0$ oznacza natężenie światła, którego miarą (np. w świecach jednostkowych) jest jego *oświetlenie* na jednostce powierzchni z jednostki oddalenia. Wypada zauważyć, że natężenie $J_0 . dS_0$ składa się z dwóch czynników, a mianowicie z wielkości dS_0 powierzchni świecącéj, pomnożonéj przez jéj *blask* J_0 (éclat, pouvoir d'émission, clarté; Glanz). Skutkiem powyższego określenia[1]), blask stanowi wielkość, proporcyonalną do natężenia światła, wysyłanego przez jednostkę powierzchni świecącéj, a *niezależną* od odległości, z któréj patrzymy bezpośrednio na światło, (o ile zaniedbamy pochłanianie w środku pośrednim, oraz o ile średnica źrenicy naszego oka jest niezmienną). Albowiem, gdy przedmiot świecący oddala się od naszego oka, powierzchnia jego obrazu na siatkówce zmniejsza się w stosunku do kwadratu z odległości, a równocześnie ilość światła, skupiona w tym obrazie, zmniejsza się w takim samym stosunku. Iloraz przeto z ilości światła przez powierzchnię obrazu na siatkówce czyli blask zostaje w przybliżeniu *stałym*.

Drugiém zasadniczém prawem dioptryki jest wzór Lagrange'a, który określa wielkość obrazów, wytworzonych przez soczewki, a to zależnie od współczynników załamania środków, w których przedmiot i jego obraz są umieszczone, oraz od kątów *rozchodzenia się* (Divergenz) promieni w stożkach świetlnych, niezależnie od długości ogniskowych przyrządu optycznego. I tak, oznaczmy na szemacie teoretycznym (fig. 1) przez $\beta_0 = \overline{A_0 B_0}$ rozmiar linijny powierzchni świecącéj (proporcyonalnéj do β_0^2), którą umieszczono w środku o współczynniku załamania n i która jest prostopadłą do osi optycznéj $A_0 O$, wspólnéj dla soczewki przedmiotowéj K i dla soczewki ocznéj C. Niechaj $\beta = \overline{AB}$ i powierzchnia β^2 oznaczają wielkości odpowiednie dla obrazu rzeczywistego, który wytworzył się w środku o współczynniku n'. Naówczas, jeżeli α_0 i α są kątami rozchodzenia się promieni od przedmiotu β_0 i od jego obrazu β, to według wzoru Lagrange'a [2]):

$$n . \alpha_0 . \beta_0 = n' . \alpha . \beta . \qquad (2)$$

Dla dokładności równania powyższego potrzeba, aby wszystkie promienie świetlne tworzyły z odpowiedniemi osiami optycznemi kąty α_0 i α bardzo małe a więc nie różniące się prawie od wstaw lub stycznych tychże kątów, oraz aby promienie padały niemal prostopadle na powierzchnię soczewki K (zrównoważoną w rachunku z linią prostą i normalną hh'').

[1]) Dla ułatwienia porównań z oryginalnym tekstem Helmholtz'a („Wissenschaftliche Abhandlungen" t. II, str. 95 i str. 188—190, oraz „Optique physiologique" z r. 1867 str 69 i str. 233 — 239) zachowałem wadliwe znakowanie tego uczonego, który oznacza blask znakiem J i dwuznacznym wyrazem „Helligkeit". Nowsi autorowie niemieccy rozumieją pod terminem Helligkeit (intensité lumineuse) *natężenie* J, a *nie blask* G lub E światła.

[2]) Por. dowodzenie wzoru (2) w dziełach Helmholtz'a l. c.

Na zasadzie dwóch wzorów zasadniczych (1) i (2) Helmholtz przeprowadził rachunek i rozumowanie następujące. Przypuśćmy, że otwór (apertura) soczewki K ograniczony jest obwodem o promieniu $hh'' = R$, tak iż linie, łączące każdy punkt przedmiotu β_0 (np. A_0 i B_0) z tym obwodem, tworzą kąt α_0 z odpowiednią osią optyczną. Oznaczając przez r odległość $A_0 h$ (w przybliżeniu równą $A_0 h'' = B_0 h = B_0 h''$) i stosując wzór (1), w którym podstawimy β_0^2 zamiast $dS_0 . \cos(r, N_0)$, oraz $\pi . R^2$ zamiast $ds . \cos(r, n)$, obliczymy całkowitą ilość światła L, padającą od przedmiotu na soczewkę:

$$L = J_0 . \beta_0^2 . \pi . \alpha_0^2 \qquad (3)$$

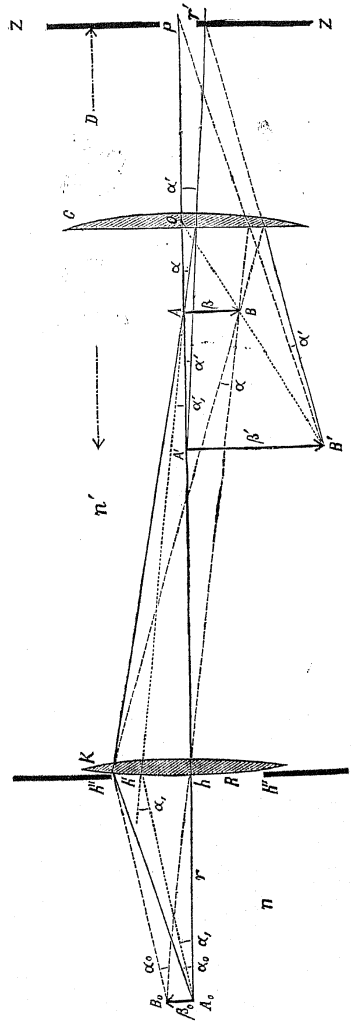

Fig. 1.

Jednakowa ilość L światła przechodzi następnie do środka n' i zostaje skupioną w obrazie β^2; jeżeli pominiemy przeto straty świetlne, spowodowane przez jego odbicie lub pochłanianie, i oznaczymy przez α kąt rozchodzenia się od obrazu rzeczywistego, to będzie:

$$L = J . \beta^2 . \pi . \alpha^2 \qquad (4)$$

Wreszcie jeżeli (jak to wydarza się np. w mikroskopie lub w lunecie) patrzymy na obraz rzeczywisty β^2 przez lupę oczną C, to rozumowanie poprzednie możemy w dalszym ciągu rozciągnąć od obrazu rzeczywistego β^2 do następnego obrazu domniemanego $\beta'^2 = (A'B')^2$, gdyż w układzie dowolnéj liczby soczewek kulistych o wspólnéj osi optycznéj wolno jest uważać obraz, wytworzony przez jedną soczewkę jako przedmiot względnie do następującéj. Szereg przedmiotu i obrazów dS_0, dS, dS' . . . może być nawet i nie prostopadłym do

osi wspólnéj, gdyż wielkości β_0^2, β^2, β'^2 . . . , wprowadzone do rachunków, są równoważne rzutom $dS_0 . \cos(r, N_0)$, $dS . \cos(r, N)$ i t. d. Przeto:

$$L = J' . \beta'^2 . \pi . \alpha'^2 \tag{5}$$

Z równań (3), (4) i (5) wynika:

$$J_0 . \beta_0^2 . \alpha_0^2 = J' . \beta'^2 . \pi . \alpha'^2 \tag{6}$$

a z kombinacyi wzorów (6) i (2) otrzymujemy ostatecznie:

$$\frac{J_0}{J'} = \frac{n^2}{n'^2} \tag{7}$$

Stąd wnioskuje Helmholtz, że blaski J_0 przedmiotu oraz J' jego obrazu $A'B'$ są w stosunku do kwadratów ze współczynników załamania środków pośrednich, a to niezależnie od promienia R soczewki K i od jéj długości ogniskowéj. Zatém, gdy $n = n'$, t. j. gdy przedmiot i jego obraz znajdują się np. w powietrzu, blaski ich J_0 i J' *mogą być tylko równemi.* Twierdzenie o równości blasków w przedmiocie i w jego obrazie, a to pomimo powiększenia $\frac{\beta'}{\beta_0}$ dla mikroskopu i niezależnie od średnicy soczewek, zakrawa pozornie na paradoks; oczywiście nie jest ono dokładném względnie do obrazów rzeczywistych, rzuconych np. na ekran. Natomiast dla oka, patrzącego subjektywnie na obrazy domniemane w mikroskopie lub w lunecie, apertura soczewki i powiększenie obrazu mogą być zupełnie obojętnemi dla blasku *w pewnych, ściśle określonych granicach* układu optycznego. Te granice powiększenia największego dla mikroskopów określił sam Helmholtz rachunkiem mistrzowskim, w którym obliczył on skutki ściemnienia obrazów, oraz utratę ich wyrazistości pod wpływem dyfrakcyi świetlnéj. Nie chcę twierdzić, aby znakomity ten uczony, wypowiadając zbyt ogólnie prawo o równości blasków, przeoczył zakres względnéj jego dokładności; zdawało mi się jednak, że komentarz do odnośnego działu optyki może mieć pewną użyteczność.

Przypuśćmy, że źrenica oka (fig. 1) o promieniu $=p$ jest umieszczoną w odległości D od obrazu β'^2, czyli w płaszczyznie Z, w któréj przekrój wszystkich stożków świetlnych, rozchodzących się od wszystkich punktów A'—B', jest najmniejszym. Promień r-owego przekroju najmniejszego (zwanego[1]) „pierścieniem okularnym“) jest zatém $\alpha' . D$, a sam przekrój wynosi $\pi . \alpha'^2 . D^2$ i może być większym lub mniejszym od przekroju $\pi . p^2$ źrenicy. Jeżeli $\alpha' . D > p$, to źrenica jest całkowicie wypełnioną światłem i otrzymuje ilość światła L, która jest $\frac{\pi . p^2}{\pi . \alpha'^2 . D^2}$ razy *mniejszą* od ilości L, padającéj od przedmiotu β_0^2 na soczewkę, a skupionéj w obrazie β'^2. Wstawiając zatém zamiast L jego wartość według wzorów (3) i (5), otrzymamy:

[1]) Pierścień „okularny“ może też być określony równoważnie jako obraz rzeczywisty, wytworzony przez soczewkę oczną O, od powierzchni soczewki K, uważanéj jako przedmiot świecący.

$$L' = \frac{L . \pi . p^2}{\pi . \alpha'^2 . D^2} = \frac{J_0 . \beta_0^2 . \pi . \alpha_0^2 . p^2}{\alpha'^2 . D^2} = \frac{J' . \beta'^2 . \pi . \alpha'^2 . p^2}{\alpha'^2 . D^2} . \tag{8}$$

Przy założeniu omówioném J' wyraża rzeczywiście blask obrazu β'^2 dla tego, że ten obraz nie różni się, względnie do oka, w niczém od równéj powierzchni *samoświecącéj* β'^2, która wysyłałaby we wszystkich kierunkach przestrzeni promienie natężenia jednakowego i wypełniałaby niemi *całą* źrenicę. Nadto z wzoru (8) wynika, że $J_0 = J'$, o ile $n = n'$, t. j. blaski przedmiotu i obrazu, umieszczonych np. w powietrzu, są równemi; albowiem, według wzoru (2) Lagrange'a, $\beta_0^2 . \alpha_0^2 = \beta'^2 . \alpha'^2$. Ta równość dwóch blasków utrzymuje się téż oczywiście przy $\alpha' . D = p$, ale $\alpha' = \frac{p}{D}$ stanowi wartość graniczną.

Natomiast przy silném powiększeniu lub téż przy względnie małéj aperturze soczewki przedmiotowéj wydarza się często wypadek od poprzedniego odmienny, a mianowicie: kąt α' staje się zbyt małym i przekrój $\pi . \alpha'^2 . D$ stożków świetlnych przez źrenicę jest mniejszym od przekroju $\pi . p^2$ saméj źrenicy. W tym razie błędem byłoby obliczać blask obrazu β'^2 według wzoru (8), albowiem obraz ten, ograniczony wązkiemi stożkami świetlnemi, nie wypełnia całkowicie źrenicy i, względnie do oka, nie może być zrównoważony z przedmiotem samoświecącym β'^2 o blasku jednakowym J'. W rachunku wolno jest jednakże zastąpić obraz optyczny β'^2 przez idealną powierzchnię samoświecącą β'^2 o blasku J'', która wysyłałaby promienie we wszystkich kierunkach i wypełniałaby całkowicie źrenicę: idealne to założenie będzie matematycznie uprawnioném, jeżeli źrenica przejmować będzie od owéj domniemanéj powierzchni świecącéj taką samą ilość światła L, jaką otrzymuje rzeczywiście od wązkich stożków świetlnych t. j. od obrazu β'^2.

Z warunku powyższego wynika zatém równanie:

$$L = J_0 . \beta_0^2 . \pi . \alpha_0^2 = \frac{J'' . \beta'^2 . \pi . p^2}{D^2}$$

$$\text{czyli} \quad \frac{J''}{J_0} = \frac{\beta_0^2 . \alpha_0^2 . D^2}{\beta'^2 . p^2} . \tag{9}$$

Wzór (9) dowodzi, że blask J'' obrazu jest zawsze mniejszym od blasku J przedmiotu, albowiem przy $n = n'$, i według wzoru (2) Lagrange'a: $\beta_0^2 . \alpha_0^2 = \beta'^2 . \alpha'^2$; nadto, według założenia, w tym razie $\frac{D^2}{p^2} < \frac{1}{\alpha'^2}$.

Zastosujmy wzory powyższe do mikroskopów i następnie do lunet.

Linijne powiększenie G_m mikroskopu jest ilorazem z kąta $\frac{\beta_0}{D}$, pod którym widzimy przedmiot gołém okiem, przez kąt $\frac{\beta'}{D}$, pod którym przedstawia

się nam jego obraz powiększony. Zatém $G_m = \frac{\beta'}{\beta_0}$. Jeżeli chcemy obliczyć powiększenie największe G'_m, przy którém blaski J' i J_0 są jeszcze równemi, to należy podstawić we wzorze (8): $J_0 = J'$; $\alpha'.D = p$ (jak to udowodniono powyżéj) a zatém $\alpha'^2 = \frac{p^2}{D^2}$; wreszcie $\alpha_0^2 = 1$, gdyż w naszych mikroskopach (bez imersyi t. j. w powietrzu) stożek, wysyłany przez przedmiot na soczewkę przedmiotową, rozwartym jest niemal pod kątem prostym i stanowi niemal całą półkulę; w tym razie (co téż następnie udowodnię), t. j. przy tak wielkich kątach rozchodzenia się promieni, wypada posługiwać się dokładniejszym wzorem Helmholtz'a i zastąpić w równaniu (8) α_0^2 przez $\sin^2\alpha_0$, którego wartość największa $= 1$ dla $\alpha_0 = \frac{\pi}{2}$.

Skutkiem omówionych podstawień obliczymy:

$$G'_m = \frac{\beta'}{\beta} = \frac{D}{p}. \tag{10}$$

Jeżeli np. promień źrenicy $= 1{,}5$ mm., odległość zaś D jasnego widzenia $= 250$ mm., to $G'_m = \frac{250}{1{,}5} = 167$, czyli: przy wszelkich powiększeniach poniżéj 167 razy w średnicy nowsze mikroskopy nie zmniejszają blasku obrazów (o ile pominąć można wpływy odbicia i pochłaniania). Natomiast np. powiększenie $\frac{\beta'}{\beta_0} = 1000$ razy zmniejszy blask obrazu [wzór (9)] w stosunku

$$\frac{J''}{J_0} = \frac{250^2}{1000^2.(1{,}5)^2} = 0{,}028$$

a to pomimo największéj średnicy szkła przedmiotowego.

Przy zastosowaniu wzorów (8) i (9) do lunety astronomicznéj pamiętać należy, że powiększenie linijne G_l *nie* jest w tym razie wyrażone przez iloraz $\frac{\beta'}{\beta_0}$ (jak poprzednio dla mikroskopów), gdyż przedmiot β_0, który obserwujemy ze znacznéj odległości r, jest zawsze większym od jego obrazu β'. Powiększenie linijne lunety jest natomiast ilorazem z kąta $\frac{\beta'}{D}$, objętego w lunecie, przez kąt $\frac{\beta_0}{D}$, który jest widziany gołém okiem, przeto:

$$G_l = \frac{\beta'.r}{\beta_0.D} \tag{11}$$

Przy równych blaskach przedmiotu i jego obrazu odpowiednie powiększenie największe G'_l odpowiada (zresztą tak samo jak w rachunku poprzednim) kątowi rozchodzenia się $\alpha' = \frac{p}{D}$. Podstawiając przeto we wzorze (8):

$$J_0 = J'; \ \alpha'^2 = \frac{p^2}{D^2}; \ \alpha_0^2 = \frac{R^2}{r^2},$$

otrzymamy:

$$G'_l = \frac{\beta'.r}{\beta_0.D} = \frac{R}{p}.$$

I tak np., jeżeli promień R szkła przedmiotowego lunety $= 30$ mm., zaś promień p źrenicy $= 1{,}5$ mm., to obraz nie podlega ściemnieniu poniżéj powiększenia $\frac{30}{1{,}5} = 20$ razy. Powyżéj tej granicy [wzory (9) i (11)] blask J'' zmniejszy się w stosunku:

$$\frac{J''}{J_0} = \frac{R^2}{G_l^2.p^2}$$

Wzory powyższe są pozornie niedokładnemi w zastosowaniu do gwiazd, których blask wydaje się tém większym, im silniejszém jest powiększenie. Pochodzi to stąd, iż z powodu wielkiego oddalenia gwiazda przedstawia się nam niemal jak punkt matematyczny, a to zarówno dla oka gołego jak i dla uzbrojonego w najsilniejszą lunetę. W obu razach kąty widzenia są nieskończenie małemi, a średnica obrazu na siatkówce podlega wprawdzie matematycznemu, ale nie fizyologicznemu zwiększeniu. Stąd wrażenie zmysłowe blasku, które jest zazwyczaj proporcyonalném do ilorazu z ilości światła L, wstępującéj do źrenicy, przez przekrój obrazu na siatkówce, wzrasta dla gwiazd proporcyonalnie tylko do L, a niezależnie od matematycznego powiększenia tego obrazu pod wpływem lunety. Skoro zatém źrenica oka nieuzbrojonego otrzymuje ilość światła $\frac{J_0.\beta_0^2.\pi.p^2}{r^2}$, zaś źrenica oka uzbrojonego—ilość większą: $\frac{J_0.\beta'^2.\pi.R^2}{r^2}$, to blask gwiazdy wzrasta pozornie w stosunku $\frac{R^2}{p^2}$. Blask ten przy silnych lunetach wydaje się nam jaśniejszym z tego powodu, że pole nieba otaczającego posiada rozmiar nie znikomy, a zatém obraz tego pola ściemnia się w stosunku

$$\frac{\beta_0^2.\alpha_0^2.D^2}{\beta'^2.p^2} = \frac{r'^2}{p^2};$$

nadto, oko przy lunecie jest w warunkach lepszéj akomodacyi, czyli obraz gwiazdy na siatkówce wydaje się jeszcze mniejszym, t. j. jaśniejszym.

* * *

Zamykam wywody powyższe poglądem treściwym na prawa blasku w ich zastosowaniu do obrazów rzeczywistych, t. j. rzuconych bezpośrednio na ekran doświadczalny.

Wzór przybliżony (3) (który stosowałem dotychczas przy obliczaniu ilości światła L, wysyłanéj od przedmiotu $\beta_0{}^2$ na soczewkę K) przypuszczał, że kąt α_0 jest bardzo małym: w tym razie przy znacznéj odległości $A_0 h = r$ skrajne promienie świetlne padają jeszcze niemal prostopadle na powierzchnię soczewki, którą (w przybliżeniu) zlać można z linią $h h''$ (fig. 1). Jeżeli jednak kąt α_0 jest względnie większym, to wypada obliczyć dokładniéj [1]) ilość światła dL, która pada od przedmiotu na jeden z elementarnych pierścieni soczewki, o rzędnéj $y = hh'$, a o powierzchni $2\pi . y . dy$.

I tak według wzoru (1):

$$dL = \frac{J_0 . \beta_0{}^2 . 2\pi . y . dy . \cos{}^2\alpha_1}{\overline{A_0 h'}^2}. \tag{12}$$

Ponieważ $y = \overline{A_0 h'} . \sin\alpha_1 = r . \operatorname{tg}\alpha_1$,

$$dy = \frac{r . d\alpha_1}{\cos^2\alpha_1}\,; \quad \frac{dy}{y} = \frac{d\alpha_1}{\cos{}^2\alpha_1 . \operatorname{tg}\alpha_1},$$

otrzymamy przeto:

$$dL = J_0 . \beta_0{}^2 . 2\pi . d\alpha_1 . \sin\alpha_1 . \cos\alpha_1 . \tag{13}$$

Całkując równanie (13) w granicach od $\alpha_1 = 0$ do $\alpha_1 = \alpha_0$, otrzymamy:

$$L = \int_0^{\alpha_0} dL = J_0 . \beta_0{}^2 \int_0^{\alpha_0} 2\pi . \cos\alpha_1 . \sin\alpha_1 . d\alpha_1 = J_0 . \beta_0{}^2 . \pi . \sin{}^2\alpha_0 \tag{14}$$

Jeżeli zastąpimy we wzorach od (3) do (7) wielkość L przez dokładniejszą jéj wartość (14), to przy większych kątach rozchodzenia się wzór (2) Lagrange'a przekształci się w dokładniejszy a mianowicie:

$$n . \beta_0 . \sin\alpha_0 = n' . \beta . \sin\alpha = n'' . \beta' . \sin\alpha' \quad \text{i t. d.}$$

Przypuśćmy teraz, że omówiona ilość światła L skupia się całkowicie na ekranie, który ustawiono w płaszczyznie obrazu rzeczywistego β^2, i który rozprasza to światło z natężeniem jednakowém we wszystkich kierunkach półkuli. Oznaczając wtedy przez m współczynnik ściemnienia świetlnego w skutek pochłaniania, odbicia i rozpraszania (dyfuzyi), mamy:

$$L = J_0 . \beta_0{}^2 . \pi . \sin{}^2\alpha_0 = m . J_1 . \beta^2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} 2\pi . \cos\alpha . \sin\alpha . d\alpha = m . J_1 . \beta^2 . \pi$$

A zatém można przybliżenie obliczyć blask J_1 obrazu (na ekranie) przy pomocy wzoru:

$$J_1 = \frac{J_0 . \beta_0{}^2 . \sin{}^2\alpha_0}{m . \beta^2} = \frac{J_0 . \sin{}^2\alpha_0}{m . G^2}, \tag{15}$$

jeśli $G = \frac{\beta}{\beta_0}$ oznacza linijne powiększenie danego układu optycznego.

[1]) Rozwinąłem tu nieco szczegółowiéj rachunek Helmholtz'a.

Łatwo jest udowodnić, że blask J_1 obrazu będzie zawsze mniejszym, aniżeli blask J_0 przedmiotu świecącego, chociażby G było możliwie najmniejszém. I tak np. zastosujmy wzór (15) do soczewki dwuwypukłéj, która wytworzy obraz słońca na odległości ogniskowéj $f = \frac{R'}{2(n_s - 1)}$. Tu R' oznacza promień krzywizny soczewki, a n_s współczynnik załamania szkła. Oznaczmy nadto przez R promień apertury, przez r i J_0 — odległość i blask słońca; podstawmy wreszcie we wzorze (15):

$$G = \frac{f}{r}; \quad \sin{}^2\alpha_0 = \frac{R^2}{r^2}; \quad \text{wtedy: } J_1 = \frac{J_0 . R^2}{m . f^2} = \frac{J_0 . R^2 . 2(n_s - 1)}{m . R'^2}.$$

Jeżeli szkło soczewki jest z crownglasu, to

$$n_s = 1{,}5, \quad \text{a zatém: } J_1 = \frac{J_0 . R^2}{m . R'^2}.$$

Wnioskujemy stąd, że blask J_1 obrazu będzie zawsze mniejszym od blasku słońca, dla tego, że m jest zawsze większém od jedności, oraz dla tego, że w soczewkach $R' > R$.

Równość $R' = R$ nastąpi tylko dla kuli soczewkowéj, do któréj jednakże tych wzorów przybliżonych stosować nie można.