Odkrycie soczewek grawitacyjnych otworzyło przed astronomią nowe możliwości badania Wszechświata, wywołują one więc duże zainteresowanie wśród astronomów (por. obszerny artykuł K. Z. Stanka i B. Paczyńskiego w numerze 3/1993). Astronomowie koncentrują się głównie na możliwościach wykorzystania tych obiektów do badania różnych parametrów rozkładu materii we Wszechświecie, same soczewki są dla nich jedynie narzędziem. Niektóre własności fizyczne soczewek grawitacyjnych są ciekawe i można je opisać całkiem prosto. Z drugiej strony, teoretyczny opis soczewek grawitacyjnych opiera się na pewnych założeniach upraszczających, które nie we wszystkich sytuacjach astronomicznych są spełnione. Te właśnie aspekty soczewek grawitacyjnych są tematem niniejszego artykułu.[1]

Jeszcze o soczewkach grawitacyjnych

Andrzej Krasiński

Przewidywania teoretyczne i odkrycie soczewek grawitacyjnych.

Najstarsze sugestie, że światło powinno oddziaływać z polem grawitacyjnym, pochodzą z XVIII wieku. W r. 1783 angielski geolog i astronom John Michell napisał w liście do Henry'ego Cavendisha, że ciało swobodnie spadające z nieskończoności na obiekt o tej samej gęstości co Słońce, ale o promieniu 500 razy większym, miałoby przy jego powierzchni prędkość większą od prędkości światła. Wywnioskował stąd, że światło nie mogłoby uciec z powierzchni takiego obiektu.

Do podobnej konkluzji doszedł w r. 1796 Pierre Simon Laplace: jeśli obiekt o danej masie ma wystarczająco małe rozmiary, to prędkość ucieczki z jego powierzchni będzie większa od prędkości światła. Z perspektywy dzisiejszej wiedzy możemy powiedzieć, że Michell i Laplace przewidzieli istnienie czarnych dziur.

W r. 1801 monachijski astronom J. Soldner obliczył kąt ugięcia promienia świetlnego w polu grawitacyjnym gwiazdy. Jego obliczenie opierało się na spostrzeżeniu, że kąt ugięcia toru ciała masywnego nadlatującego z nieskończoności nie zależy od masy tego ciała, lecz tylko od jego prędkości w nieskończonej odległości od gwiazdy. Do odpowiedniego wzoru wystarczy więc podstawić prędkość światła - i wynik gotowy. Dla promienia prześlizgującego się po powierzchni Słońca, kąt ten wynosiłby 0.85 sekundy łuku.

Ten sam wynik uzyskał Einstein w r. 1911, nieco inną metodą.

Wszystkie opisane wyżej wyniki były sugestiami opartymi na nie całkiem ścisłych wywodach wykraczających poza zakres stosowalności teorii grawitacji Newtona. Poza tym, rozumowania Soldnera i Einsteina opierały się na założeniu, że promień świetlny porusza się w płaskiej czasoprzestrzeni. Kąt ugięcia promienia świetlnego ślizgającego się po powierzchni Słońca, obliczony za pomocą ogólnej teorii względności przy uwzględnieniu krzywizny czasoprzestrzeni jest dwukrotnie większy i wynosi 1.75 sekundy łuku. Ta właśnie wielkość jest równa, w granicach błędu obserwacji, kątowi zmierzonemu w r. 1919 przez A. Eddingtona. Pomiar Eddingtona był piewszym obserwacyjnym potwierdzeniem możliwości istnienia soczewek grawitacyjnych.

Pierwszego odkrycia soczewki grawitacyjnej dokonali D. Walsh, R. F. Carswell i R. J. Weymann w r. 1979. Zaobserwowali oni dwa kwazary o identycznych widmach i jednakowym przesunięciu ku czerwieni (wskazującym na tę samą odległość), oddalone od siebie o 6 sekund łuku (dalsze szczegóły - patrz artykuł Stanka i Paczyńskiego). Postawili hipotezę, że są to dwa obrazy tego samego kwazara utworzone przez soczewkę grawitacyjną. Hipoteza ta została potwierdzona rok później, gdy dwa zespoły obserwatorów wykryły galaktykę uginającą światło kwazara. Książka Schneidera, Ehlersa i Falco o soczewkach grawitacyjnych, wydana w r. 1992, wymienia 22 obiekty, co do których astronomowie nie mają wątpliwości, że są soczewkami grawitacyjnymi. Teoretyczny opis soczewek grawitacyjnych jest dziś bardzo obszernym działem astronomii, który wykształcił własne metody obliczeń, podobne do stosowanych w optyce geometrycznej.

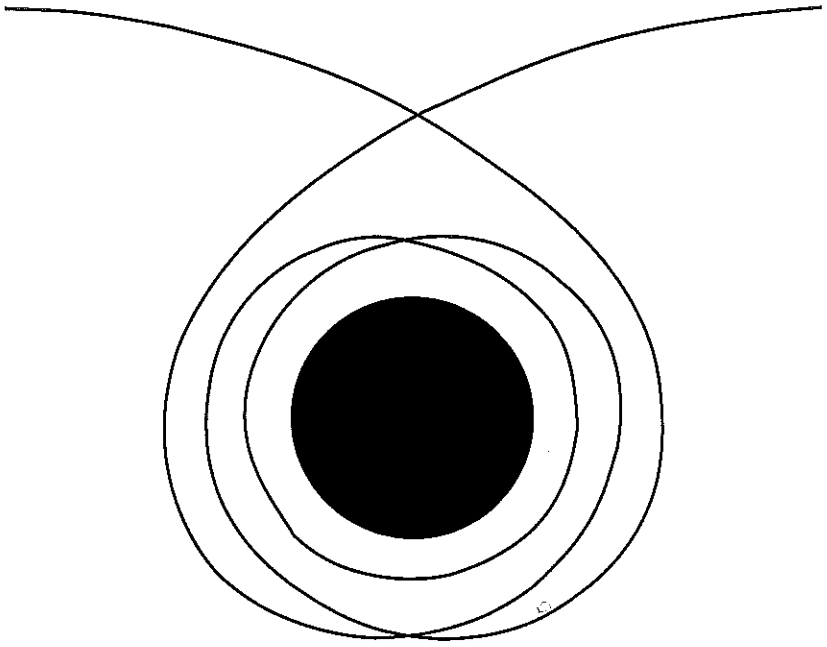
[1] Tekst niniejszego artykułu w dużej części (lecz nie w całości) pokrywa się z tekstem opublikowanym w „Delcie" nr 7/1995. „Delcie" dziękujemy za zgodę na wykorzystanie przez „Postępy" tego artykułu.

Nieprzezroczysta soczewka kulista.

Historycznie najstarszym modelem soczewki grawitacyjnej jest sferycznie symetryczny rozkład masy uginający promienie świetlne przechodzące w jego pobliżu. W takim przypadku, kąt ugięcia promienia wynosi:

$$\phi = 4\,GM/(c^2 d), \qquad (1)$$

gdzie G jest stałą grawitacyjną, c - prędkością światła, M - masą obiektu (soczewki), d - najmniejszą odległością promienia od środka soczewki (Rys.1). Wzór (1) został wyprowadzony przez Einsteina z ogólnej teorii względności, ale przy kilku upraszczających założeniach, o których należy pamiętać przy posługiwaniu się nim. Najważniejszym założeniem jest, że $4GM/c^2$ jest wielokrotnie mniejsze od d, tzn. że obserwowany promień świetlny nie przebiega zbyt blisko środka soczewki. Dla Słońca założenie to jest spełnione automatycznie, ponieważ $4GM/c^2$ dla Słońca wynosi ok. 3 km, zaś promień Słońca jest równy ok. 700 000 km. Promień świetlny wycelowany w punkt leżący bliżej środka Słońca niż 700 000 km trafi w powierzchnię Słońca, zostanie pochłonięty i obserwacja ugięcia nie będzie możliwa. Promienie gwiazd neutronowych są jednak niewiele większe od $4GM/c^2$, zaś promień horyzontu czarnej dziury wynosi $2\,GM/c^2$. Promienie świetlne przebiegające blisko takich obiektów nie spełniają więc warunku, przy którym wzór (1) został wyprowadzony i nie można go w tych sytuacjach stosować. Sferycznie symetryczną czarną dziurę o masie M otacza powierzchnia o promieniu równym $3GM/c^2$ (3/2 promienia horyzontu) nazywana czasem granicą stabilnych orbit fotonowych. Każdy promień świetlny, który trafi w tę powierzchnię od zewnątrz, zostanie przez czarną dziurę nieodwracalnie pochłonięty. Promień przebiegający blisko tej powierzchni może wykonać dowolnie wiele obiegów wokół czarnej dziury i potem oddalić się w kierunku tworzącym dowolnie duży kąt z kierunkiem początkowym (rys. 2). Widać stąd, że wzór (1) nie stosuje się do „masy punktowej"; samo to pojęcie nie jest w teorii względności dobrze zdefiniowane.

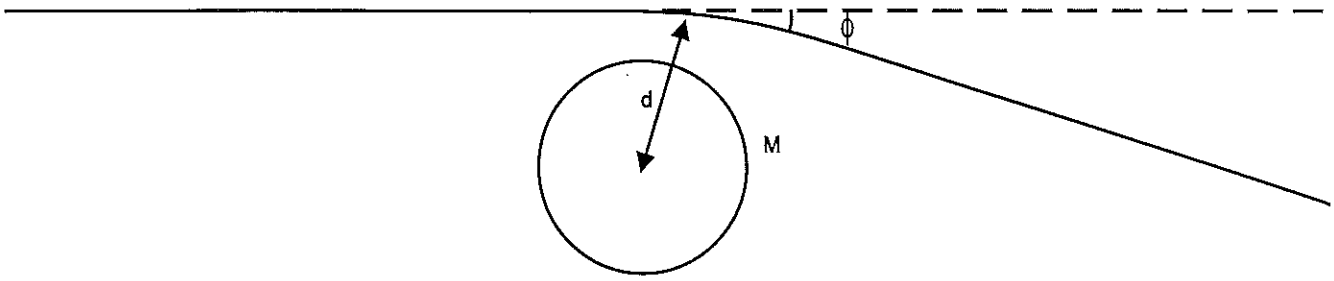


Rys. 2. Promień świetlny przebiegający blisko powierzchni czarnej dziury może wykonać wiele obiegów wokół niej i oddalić się w dowolnym kierunku. Kierunek końcowy jest jednoznacznie wyznaczony przez kierunek początkowy, ale wzór (1) nie stosuje się do tej sytuacji. Każdy promień, który trafi w powierzchnię kuli o promieniu równym 3/2 promienia horyzontu czarnej dziury, zostanie nieodwracalnie pochłonięty przez czarną dziurę.

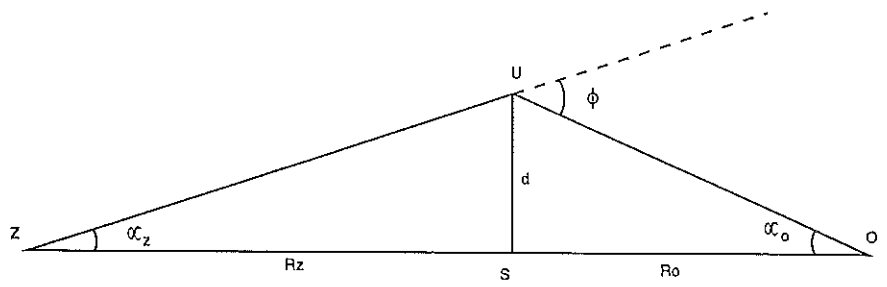
Równanie soczewki grawitacyjnej

W oparciu o wzór (1) można łatwo wyprowadzić „równanie soczewki grawitacyjnej", podobne do znanego wszystkim ze szkoły równania soczewki optycznej (por. rys. 3). W tym celu zrobimy dwa inne założenia upraszczające, spełnione tylko w przybliżeniu:

1. W rzeczywistości, tor promienia świetlnego w polu grawitacyjnym jest zakrzywiony na całej długości i przypomina kształtem hiperbolę. Poza bezpośrednim sąsiedztwem soczewki jego krzywizna jest jednak niewielka. Założymy więc, że promień biegnie od



Rys. 1. Promień świetlny przebiegający w odległości d od środka kulistego ciała o masie M ugina się o kąt ϕ dany wzorem (1).



Rys. 3. Promień świetlny wyemitowany ze źródła Z przebiega w pobliżu soczewki S, ugina się o kąt ϕ i trafia w obserwatora O. Odległość źródła od soczewki wynosi R_Z, odległość obserwatora od soczewki wynosi R_O. Obserwator, soczewka i źródło umieszczone są na jednej prostej. Drogę promienia można w przybliżeniu opisać jako dwa odcinki prostej, ZU i UO, tworzące ze sobą kąt ϕ. Punkt U leży na prostej prostopadłej do ZO i przechodzącej przez środek soczewki S, w odległości d od S. W układach, których dotyczy równanie (2), kąty α_Z, α_O i ϕ są bardzo małe (do kilku sekund łuku), zaś odległości R_Z (duża odległość międzygwiezdna) i R_O (co najmniej rozmiar Układu Planetarnego) są wielokrotnie większe od d (promienia gwiazdy). Dzięki temu można stosować przybliżenia opisane w tekście.

źródła Z po linii prostej do punktu U, po czym załamuje się i biegnie dalej do obserwatora O po innej prostej. Punkt U leży na prostej prostopadłej do ZO przechodzącej przez środek soczewki S.

2. Wysokość trójkąta ZUO, równa d, jest w przybliżeniu równa długości łuku okręgu o środku w Z zawartego pomiędzy odcinkami ZS i ZU i jest równocześnie w przybliżeniu równa długości łuku okręgu o środku w O zawartego pomiędzy odcinkami OS i OU. Te upraszczające założenia są spełnione w sytuacji, w której wzór (1) ma zastosowanie. Jeśli d jest odpowiednio duże, to kąt ugięcia jest niewielki (kilka sekund łuku!) i odcinki ZS oraz SO są wielokrotnie dłuższe od d. Z rysunku 3 mamy wtedy:

$$\alpha_z + \alpha_o = \phi = 4GM/(c^2 d),$$
$$d = R_z\,\alpha_z = R_o\,\alpha_o\,,$$

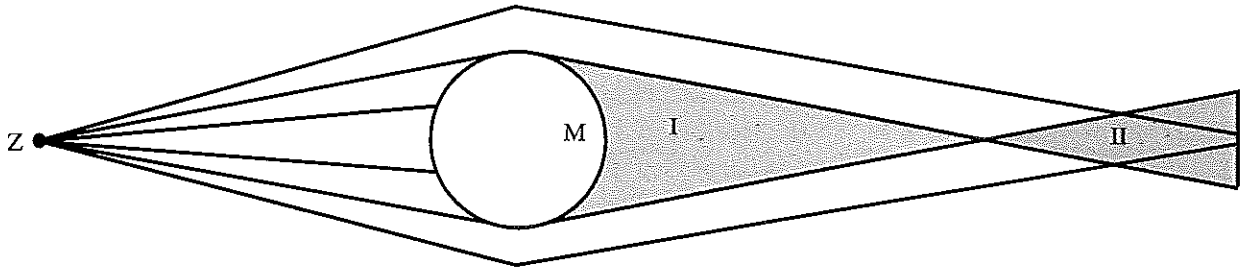
i stąd:

$$\frac{1}{R_z} + \frac{1}{R_o} = \frac{\alpha_z + \alpha_o}{d} = \frac{\phi}{d} = \frac{4GM}{c^2 d^2} \quad (2).$$

W analogicznym wzorze dla soczewki optycznej, po prawej stronie równania jest wielkość zależna tylko od kształtu soczewki ($1/f$, gdzie f jest odległością ogniskową soczewki). W powyższym wzorze natomiast miejsce powtórnego przecięcia promienia z osią zależy od kierunku promienia (d jest inne dla każdego kierunku). Widać, że R_o maleje przy wzroście R_z i przy zmniejszaniu d. Najmniejsza możliwa wartość d jest równa promieniowi obiektu uginającego światło. Wartość R_z może być dowolnie duża. Biorąc d równe promieniowi Słońca, M równe masie Słońca i R_z nieskończenie wielkie, możemy obliczyć najmniejszą odległość obserwatora od Słońca, przy której mógłby on wykorzystać Słońce jako soczewkę grawitacyjną, tzn. mógłby zaobserwować dwa różne obrazy tej samej gwiazdy lub galaktyki po przeciwnych stronach tarczy słonecznej. Wynosi ona ok. $8.2 \cdot 10^{10}$ km (jest to długość obszaru I z rys. 4, patrz tekst poniżej). Odległość ta jest ok. 500 razy większa niż promień orbity Ziemi i ok. 12 razy większa niż promień orbity najdalszej planety, Plutona.

Niektóre wnioski z równania (2)

Jak już wspomniano powyżej, soczewka grawitacyjna opisywana wzorem (1), w przeciwieństwie do soczewki optycznej, nie potrafi skupić wiązki promieni świetlnych wyemitowanej z punktu z powrotem w jeden punkt (rys. 4). Zgodnie ze wzorem (1), promienie dalsze od osi optycznej uginają się o mniejszy kąt niż promienie bliskie osi – na odwrót niż w soczewce optycznej. „Obrazem" źródła punktowego utworzonym przez kulistą, nieprzezroczystą soczewkę grawitacyjną jest cały obszar II na rys. 4. Mimo to, obserwator umieszczony w obszarze II odbiera światło o większym natężeniu niż odbierałby bez udziału soczewki. Promienie, które rozbiegłyby się w dal od siebie, zostają skupione z powrotem do małego kąta. Soczewki grawitacyjne mogą więc pozwolić na obserwację dalszych obiektów, których światło docierające do Ziemi bez pośrednictwa soczewki byłoby zbyt słabe, aby je wykryć.



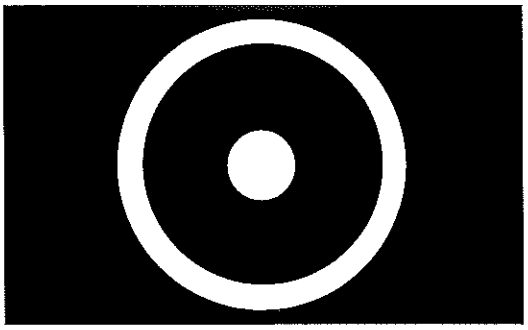
Rys. 4. Wiązka promieni świetlnych wysłanych z jednego punktu, ugięta przez sferycznie symetryczną nieprzezroczystą masę, nie przecina się powtórnie w jednym punkcie. Punkty powtórnego przecięcia różnych promieni znajdują się wszędzie w obszarze II. Każdy obserwator umieszczony w obszarze II zobaczy źródło światła Z jako pierścień taki jak na rys. 5, albo jako parę półksiężyców taką jak na rys. 6. Obserwator umieszczony w obszarze I wcale nie zobaczy źródła Z. Poza obszarami I i II, każdy obserwator zobaczy tylko jeden obraz źródła Z; obserwatorzy umieszczeni blisko granicy obszaru I będą widzieli obraz przemieszczony i zdeformowany.

Jeśli sferycznie symetryczne źródło światła i sferycznie symetryczna nieprzezroczysta soczewka są umieszczone na jednej osi z obserwatorem, to obserwator zobaczy źródło jako jasny pierścień dookoła soczewki (rys. 5). Szerokość pierścienia jest zależna od rozmiaru źródła, przy źródle punktowym pierścień byłby okręgiem (o zerowej grubości). Gdy obserwator nie znajduje się na jednej prostej ze źródłem i soczewką, ale jest blisko tej prostej, obraz rozciągłego źródła deformuje się w dwa półksiężyce (rys. 6). W obserwowanych przez astronomów soczewkach widać tylko jeden z nich, tak cienki, że wygląda jak łuk okręgu (rys. 7 i 8). W przypadku źródła punktowego, obserwator umieszczony blisko osi symetrii zobaczyłby dwa punkty po przeciwnych stronach soczewki. Obserwator umieszczony dalej od osi symetrii widziałby tylko jeden obraz, drugi obraz byłby zasłonięty przez samą soczewkę (rys. 4, poza obszarami I i II).

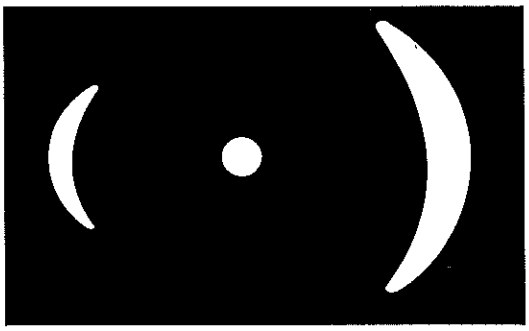
Soczewki przezroczyste

Przykładem soczewki przezroczystej jest gromada galaktyk uginająca przechodzące przez nią światło dalej położonego obiektu. Innym przykładem jest galaktyka, w której pojedyncze gwiazdy uginają światło dalszego obiektu.

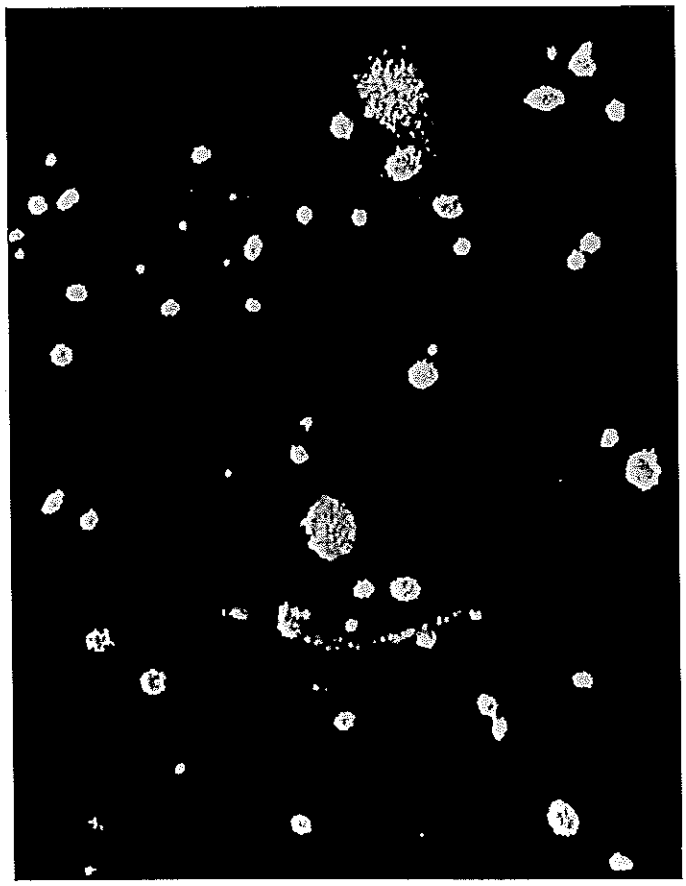
Własności soczewki przezroczystej zależą od rozkładu masy wewnątrz niej i dlatego nie można podać jednego wzoru opisującego wszystkie soczewki. Kąt ugięcia promienia świetlnego przechodzącego przez taką soczewkę oblicza się sumując kąty ugięcia spowodowane przez poszczególne małe elementy jej objętości; obliczenie takie można w większości przypadków wykonać tylko za pomocą komputera. Obliczenia te pokazują, że

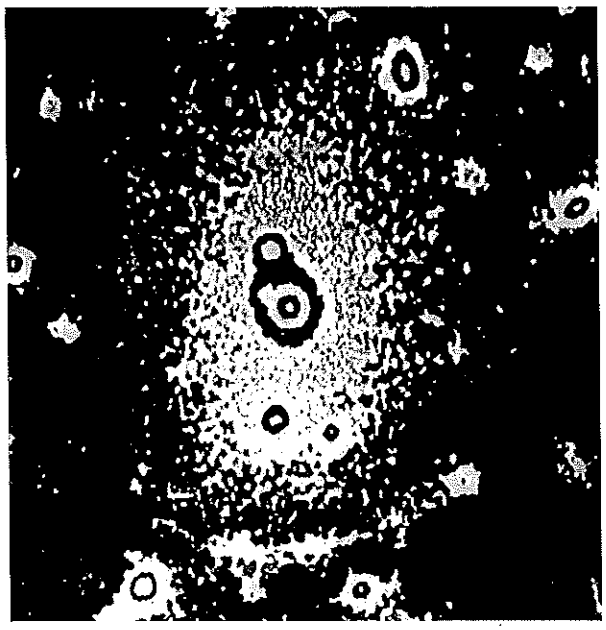


Rys. 5. Taki obraz zobaczyłby obserwator umieszczony na prostej przechodzącej przez środek sferycznie symetrycznego źródła światła i sferycznie symetrycznej nieprzezroczystej soczewki grawitacyjnej. Szerokość pierścienia jest tym większa, im większy jest rozmiar źródła.



Rys.6. Taki obraz zobaczyłby obserwator umieszczony w obszarze II z rys. 4, ale w pewnej odległości od osi symetrii.





Rys. 7. (Z lewej) Przykład sytuacji z rys. 6 obserwowany w rzeczywistości. Łuk wokół gromady galaktyk Abell 370.
Rys. 8. (U góry) Inny przykład sytuacji z rys. 6. Łuk wokół gromady galaktyk Abell 963.

soczewki przezroczyste powinny mieć dwie ogólne własności:

1. Całkowita liczba obrazów małego (tzn. widocznego jako punkt) źródła światła jest nieparzysta.

2. Jeden z obrazów ma większą jasność niż miałby obraz obserwowany bez pośrednictwa soczewki

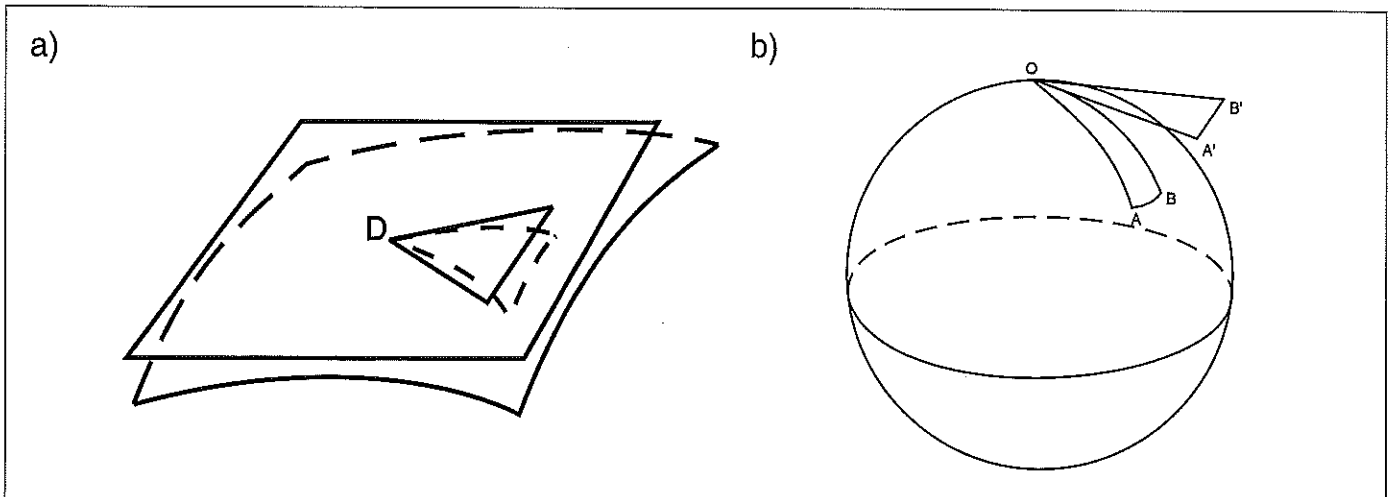
Nie wszystkie obserwacje potwierdzają pierwszą własność. Zakłada się, że w tych przypadkach, w których liczba obrazów jest parzysta, przynajmniej jeden z obrazów ma jasność mniejszą od progu wykrywalności.

Najlepiej znanym przykładem soczewki przezroczystej jest soczewka Huchry, zwana też Krzyżem Einsteina (patrz okładka Postępów Astronomii 3/1993).

Problemy z wykorzystaniem soczewek grawitacyjnych w astronomii.

Niektórzy astronomowie twierdzą, że odkrycie soczewek grawitacyjnych jest kolejnym potwierdzeniem obserwacyjnym teorii względności. Nie jest to ściśle zgodne z prawdą, fizycy stawiają swoim teoriom ostrzejsze wymagania niż zgodność z obserwacją na pierwszy rzut oka. Potwierdzeniem teorii względności byłaby zgodność kątów ugięcia w układzie obserwowanym z ich wartościami obliczonymi z teorii. Aby dokonać takiego porównania, musielibyśmy znać odległości źródła światła i soczewki od nas, rozkład masy w soczewce i rozkład jasności w źródle. Tego wszystkiego oczywiście nie wiemy.

Co więcej, wzór (1) jest bezceremonialnie stosowany w sytuacjach, w których nie jest spełnione inne ważne założenie, użyte przy jego wyprowadzaniu. Mianowicie zakłada się, że obiekt uginający promienie świetlne jest jedynym źródłem zakrzywienia czasoprzestrzeni: w granicy $M \to 0$ czasoprzestrzeń będąca tłem dla całego rachunku staje się ściśle płaska. Założenie to jest spełnione w przybliżeniu w obszarach, których rozmiary można uznać za małe z punktu widzenia kosmologii (np. w objętości obejmującej dwie sąsiednie galaktyki). W sytuacji, w której źródłem światła jest kwazar, założenie to jest złamane. Kwazary leżą w takich odległościach od naszej Galaktyki, które są duże w skali kosmologicznej. Przy badaniu geometrii tak dużych obszarów skutki niezerowej krzywizny czasoprzestrzeni stają się mierzalne, nawet jeśli krzywizna jest mała. Problem ten ilustruje rys. 9 na przykładzie dwuwymiarowej powierzchni kuli. Jeśli rozpatrujemy obszar o rozmiarach małych w porównaniu z promieniem krzywizny (rys. 9a), to jest on w przybliżeniu izometryczny z podzbiorem płaszczyzny o takich samych rozmiarach. Mimo to, nawet jeśli krzywizna jest bardzo mała (tzn. promień krzywizny bardzo duży), obszary o dużych (w porównaniu z promieniem krzywizny) rozmiarach mają geometrię wyraźnie inną niż płaszczyzna. Załóżmy (patrz rys. 9b), że obserwator umieszczony w punkcie O odbiera promienie świetlne wysłane z punktów A i B, przy czym promienie te poruszają się po najkrótszych możliwych drogach, tzn. po łukach kół wielkich na powierzchni kuli. Jeśli obserwator umie mierzyć odległości, ale nie wie, że żyje w zakrzywionej przestrzeni i interpretuje wyniki swoich obserwacji za pomocą geometrii euklidesowej, to wywnioskuje, że punkty A i B znajdują się w pozycjach A' i B' i że ich odległość jest równa długości odcinka prostej A'B'. Rzeczywista odległość punktów A i B jest równa długości łuku koła wielkiego AB i jest mniejsza od długości odcinka A'B'. Jeśli odległości punktów A i B od O przekraczają 1/4 obwodu kuli, to rozbieżność interpretacji z rzeczywistością staje się drastyczna: na kuli, przy wzroście odległości OA i OB, odległość AB maleje, natomiast odległość A'B' rośnie.



Rys. 9. Przykład deformacji rzeczywistości spowodowanej użyciem niewłaściwego modelu geometrycznego do interpretowania obserwacji. Podzbiór powierzchni kuli o niewielkiej krzywiźnie jest w przybliżeniu izometryczny z podzbiorem płaszczyzny tylko wtedy, gdy średnica obu podzbiorów jest mała w porównaniu z promieniem krzywizny (rysunek a). Przy badaniu dużych obszarów, małe odstępstwa od geometrii płaszczyzny kumulują się i dają wyraźnie widoczne efekty (rysunek b, dokładniejsze objaśnienie w tekście).

Rys. 9 opisuje pewien rzeczywisty problem kosmologiczny, ale tylko jakościowo i w dużym uproszczeniu. Modelem naszego Wszechświata jest czterowymiarowa czasoprzestrzeń, której krzywizna nie daje się opisać tylko jedną liczbą, jak krzywizna dwuwymiarowej powierzchni. W używanym powszechnie uproszczonym modelu, nazywanym modelem Robertsona - Walkera, krzywizna ta zależy tylko od jednej funkcji czasu i zmienia się z upływem czasu. Docierające do nas z daleka promienie świetlne poruszały się więc w przestrzeni, której krzywizna była inna w każdym punkcie ich toru. Realistyczny opis promieni świetlnych docierających do nas od kwazarów powinien uwzględniać te komplikacje: należałoby opisywać je w takim modelu czasoprzestrzeni, którego geometria po przejściu granicznym M fi 0 staje się, przynajmniej w przybliżeniu, geometrią Robertsona – Walkera. Autor niniejszego artykułu wie tylko o dwu pracach, w których zastosowano taki opis. Świadomość istnienia tego problemu wymaga upowszechnienia.

Polscy autorzy piszący o soczewkach grawitacyjnych używają zwykle wyrażenia „soczewkowanie grawitacyjne" oraz czasownika „soczewkować". Istnieją w języku polskim inne czasowniki utworzone od nazwy przedmiotu, służącego do wykonywania danej czynności, np. „pedałować" albo „łyżeczkować". Robią one często wrażenie prostackich (jak w przypadku „pedałowania" albo „pałowania") albo dziwacznych („łyżeczkowanie" jest terminem medycznym). Dobrze byłoby zastąpić kojarzące się z nimi „soczewkowanie" zgrabniejszym terminem, zanim przyjmie się na dobre. „Ogniskowanie" budzi opory, ponieważ, jak wyjaśniono w artykule, soczewka grawitacyjna, w przeciwieństwie do optycznej, nie ma ogniska. Może ktoś ma dobry pomysł?

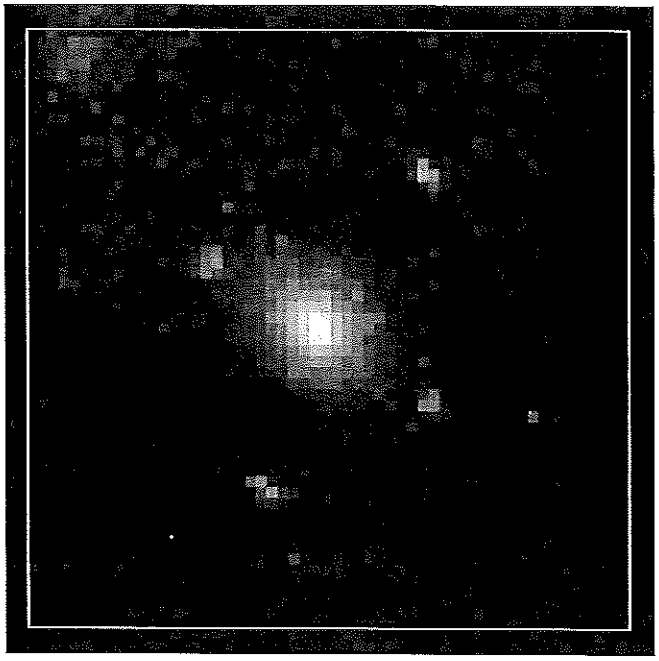
Andrzej Krasiński jest astrofizykiem w CAMK-u w Warszawie. Jego zainteresowania naukowe koncentrują się na teoriach kosmologicznych. W PA pisał o sprawie Galileusza.

z ostatniej chwili

Nowe soczewki grawitacyjne

Gdy w swych badaniach teoretycznych Albert Einstein przewidział istnienie soczewek grawitacyjnych uczynił następującą uwagę: „nie ma wielkich szans, aby zaobserwować to zjawisko". Było ono wówczas rzeczywiście poza zasięgiem możliwości ówczesnych teleskopów.Dziś sytuacja jest inna i zarówno teleskopy naziemne jak i Teleskop Kosmiczny Hubble'a są wprzęgnięte w poszukiwanie tego rodzaju zjawisk. W innym miejscu tego zeszytu „Postępów" przedstawiamy fizykę zjawiska soczewkowania grawitacyjnego i praktyczne pożytki, jakie z niego płyną dla poznania zarówno naszej Galaktyki, jak i struktury całego Wszechświata. A tu dostarczamy Czytelnikom „jeszcze ciepłe" (ogłoszone przez NASA 18 października 95) odkrycie Teleskopu Kosmicznego w tej dziedzinie. Kaven Ratnatunga ze swymi kolegami z Uniwersytetu Hopkinsa w Baltimore, posługując się kamerą WFPC2 HST, odkrył dwa nowe obiekty należące do bardzo rzadkiej klasy kwadrupolowych (krzyżowych) soczewek grawitacyjnych. Na prezentowanym tu zdjęciu widzimy jeden z nowo odkrytych obiektów: położona w środku nowa galaktyka eliptyczna otoczona jest błękitnymi rozmieszczonymi krzyżowo obiektami, które właśnie są efektem soczewkowania grawitacyjnego. Autorzy odkrycia sądzą, że takich obiektów na sklepieniu nieba jest około 0,5 miliona, ale HST pracując jak dotychczas zdolny jest odkrywać 3 takie soczewki na rok.

Soczewki grawitacyjne są obserwowane od roku 1979. Rodzaj kwadrupolowy soczewek jest niezwykle rzadko obserwowany: dotychczas znane były tylko 2 i to dość osobliwe przypadki . Pierwszy, odkryty w 1985 roku „Krzyż Einsteina" to prawdopodobnie bardzo daleki kwazar „soczewkowany" przez czarną dziurę znajdującą się w centrum pobliskiej jasnej galaktyki. Drugi, odkryty w 1988 roku to „Liść koniczynki" – kwazar „soczewkowany" przez nieznaną masę.

Przeprowadzona, z analizy nowo odkrytych dwóch kwadrupolowych soczewek grawitacyjnych, ocena gęstości materii w przestrzeni przebieganej przez światło pochodzące z nowo odkrytych obiektów wskazuje na jej małą średnią wartość. A zatem spełniony byłby warunek pozwalający na wieczne rozszerzanie się Wszechświata.

(aw)