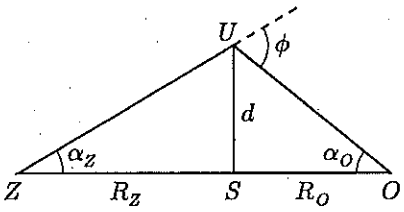
Soczewki grawitacyjne

Andrzej KRASIŃSKI

Na podstawie wzoru (1) można łatwo wyprowadzić „równanie soczewki grawitacyjnej", podobne do znanego wszystkim ze szkoły równania soczewki optycznej.



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 ZU i UO, tworzące 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_0 i ϕ są bardzo małe (do kilku sekund łuku), a odległości R_Z (duża odległość międzygwiezdna) i R_0 (co najmniej rozmiar układu planetarnego) są wielokrotnie większe od d (promienia gwiazdy). Dzięki temu można stosować przybliżenia opisane w tekście.

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. Załóżmy więc, że promień biegnie od 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 między odcinkami ZS i ZU i jest równocześnie w przybliżeniu równa długości łuku okręgu o środku w O zawartego między 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 powyżej mamy wtedy

$$\alpha_Z + \alpha_0 = \phi = \frac{4GM}{c^2 d},$$

$$d = R_Z \alpha_Z = R_0 \alpha_0,$$

i stąd

$$(2)\quad \frac{1}{R_Z} + \frac{1}{R_0} = \frac{\alpha_Z + \alpha_0}{d} = \frac{\phi}{d} = \frac{4GM}{c^2 d^2}.$$

W analogicznym wzorze dla soczewki optycznej, po prawej stronie równania stoi wielkość zależna tylko od kształtu soczewki ($1/f$, gdzie f jest odległością ogniskową soczewki). W powyższym wzorze natomiast miejsce powtórnego

Przewidywania teoretyczne i odkrycie soczewek grawitacyjnych

Najstarsze sugestie, że światło powinno oddziaływać z polem grawitacyjnym pochodzą z XVIII wieku. W roku 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 roku 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 roku 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 roku 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 przestrzeni. Kąt ugięcia promienia świetlnego ślizgającego się po powierzchni Słońca, obliczony za pomocą ogólnej teorii względności przy uwzględnieniu krzywizny przestrzeni, jest dwukrotnie większy i wynosi 1,75 sekundy łuku. Ta właśnie wielkość jest równa, w granicach błędu obserwacji, kątowi zmierzonemu w roku 1919 przez A. Eddingtona. Pomiar Eddingtona był pierwszym obserwacyjnym potwierdzeniem możliwości istnienia soczewek grawitacyjnych.

Pierwszego odkrycia soczewki grawitacyjnej dokonali D. Walsh, R.F. Carswell i R.J. Weymann w roku 1979. Zaobserwowali oni dwa kwazary o identycznych widmach i jednakowym przesunięciu ku czerwieni (wskazującym na tę samą odległość), oddalone o 6 sekund łuku jeden od drugiego. 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 1992 roku, 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.

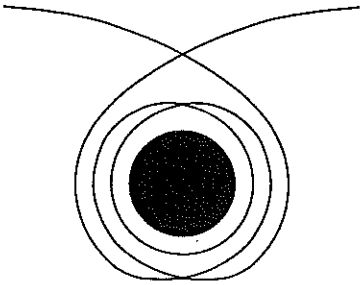
Nieprzezroczysta soczewka kulista

Historycznie najstarszym modelem soczewki grawitacyjnej jest sferycznie symetryczna masa uginająca promienie świetlne przechodzące w jej pobliżu. W takim przypadku kąt ugięcia promienia wynosi:

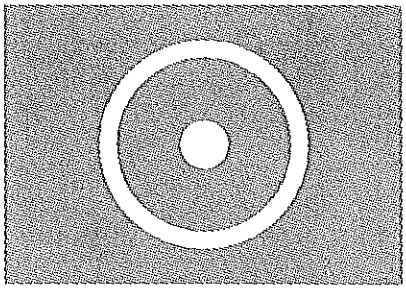
$$(1)\qquad \phi = \frac{4GM}{c^2 d},$$

gdzie G jest stałą grawitacyjną, c – prędkością światła, M – masą obiektu

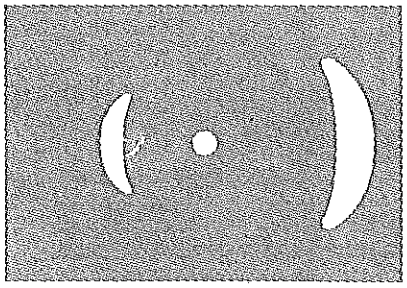
przecięcia promienia z osią zależy od kierunku promienia (d jest inne dla każdego kierunku). Widać, że R_0 maleje przy wzroście R_Z i przy zmniejszaniu d. Najmniejsza możliwa wartość d jest równa promieniowi obiektu uginającego światło. Wartość R_Z może być dowolnie duża. Biorąc d równe promieniowi Słońca, 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 około $8{,}2 \cdot 10^{10}$ km (jest to długość obszaru I z rysunku 3). Odległość ta jest około 12 razy większa niż promień orbity najdalszej planety, Plutona.



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 czarnej dziury, zostanie nieodwracalnie pochłonięty przez czarną dziurę.

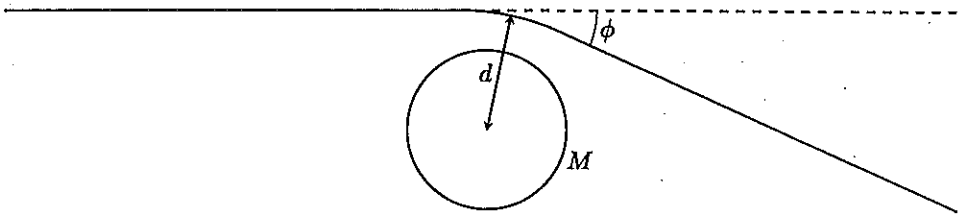


Rys. 4. Taki obraz zobaczyłby obserwator umieszczony na prostej przechodzącej przez środek sferycznie symetrycznego źródła światła i sferycznie symetrycznej soczewki grawitacyjnej. Szerokość pierścienia jest tym większa, im większy jest rozmiar źródła.



Rys. 5. Taki obraz zobaczyłby obserwator umieszczony w obszarze II z rysunku 3, ale w pewnej odległości od osi symetrii.

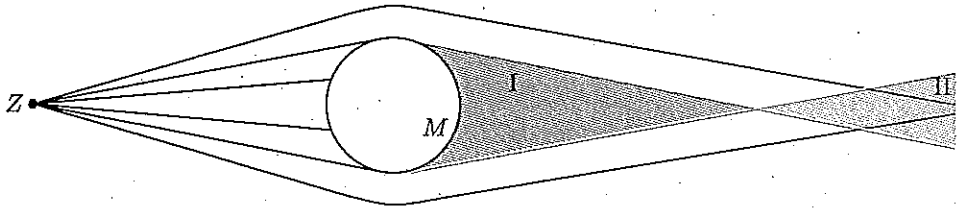
(soczewki), d – najmniejszą odległością promienia od środka soczewki (rys. 1).



Rys. 1. Promień świetlny przebiegający w odległości d od środka kulistego ciała o masie M ugina się o kąt ϕ dany wzorem (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 $\frac{4GM}{c^2}$ jest wielokrotnie mniejsze od d, tzn. że obserwowany promień świetlny nie przebiega zbyt blisko środka soczewki. Dla Słońca założenie to jest spełnione automatycznie, ponieważ $\frac{4GM}{c^2}$ dla Słońca wynosi około 3 km, promień zaś Słońca jest równy około 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 $\frac{4GM}{c^2}$, a promień czarnej dziury wynosi $\frac{2GM}{c^2}$. Promienie świetlne przebiegające blisko takich obiektów nie spełniają więc warunku, przy którym wzór (1) został wyprowadzony i nie można go w tych sytuacjach stosować (rys. 2).

Należy też zwrócić uwagę, że 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. 3 i tekst na marginesie strony 10).



Rys. 3. Wiązka promieni świetlnych wysłanych z jednego punktu, ugięta przez sferycznie symetryczną 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 rysunku 4 albo parę półksiężyców taką, jak na rysunku 5. Obserwator umieszczony w obszarze I nie zobaczy źródła Z wcale. 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.

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 soczewkę grawitacyjną jest cały obszar II na rysunku 3. Mimo to obserwator umieszczony za soczewką odbiera światło o większym natężeniu niż odbierałby bez udziału soczewki: promienie, które rozbiegłyby się w dal, 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.

Jeśli sferycznie symetryczne źródło światła i sferycznie symetryczna soczewka są umieszczone na jednej osi z obserwatorem, to obserwator zobaczy źródło jako jasny pierścień dookoła soczewki (rys. 4). 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. 5). W obserwowanych przez astronomów soczewkach

widać tylko jeden z nich, tak cienki, że wygląda jak łuk okręgu (rys. 6 i 7). 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. 3, poza obszarami I i II).

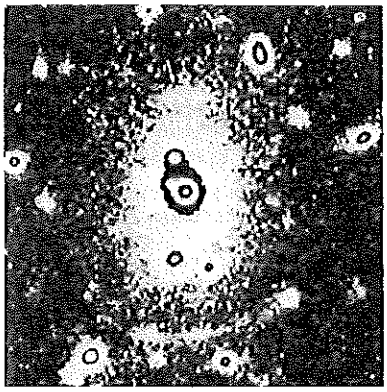
Rys. 6. Przykład sytuacji z rysunku 5 obserwowanej w rzeczywistości. Łuk wokół gromady galaktyk Abell 370.

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 soczewki przezroczyste powinny mieć dwie ogólne własności:
1. całkowita liczba obrazów małego (tzn. prawie punktowego) 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.

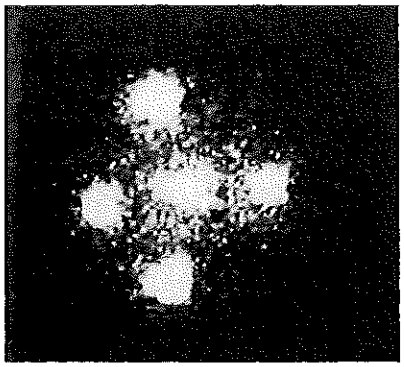


Rys. 7. Inny przykład sytuacji z rysunku 5. Łuk wokół gromady galaktyk Abell 963.

Najlepiej znanym przykładem soczewki przezroczystej jest soczewka Huchry, zwana też krzyżem Einsteina (rys. 8), w której zaobserwowano cztery obrazy kwazara odległego o 400 000 000 lat świetlnych, utworzone przez galaktykę znajdującą się w odległości 20 000 000 lat świetlnych. Miarą odległości jest w obu przypadkach przesunięcie widma ku czerwieni.

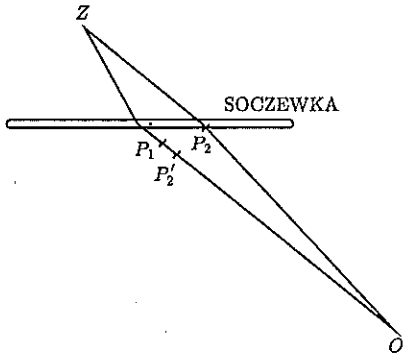
Soczewki grawitacyjne jako przyrząd obserwacyjny

Niektórzy astronomowie twierdzą, że odkrycie soczewek grawitacyjnych jest kolejnym obserwacyjnym potwierdzeniem 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.



Rys. 8. Soczewka Huchry (G2237+0305), nazywana też krzyżem Einsteina. Środkowy jasny krążek jest jądrem galaktyki-soczewki, cztery pozostałe krążki są obrazami tego samego kwazara. Wszystkie cztery obrazy widoczne są poprzez peryferyjne obszary galaktyki-soczewki i można dla nich obserwować mikrosoczewkowanie przez pojedyncze gwiazdy w soczewce (patrz rys. 11).

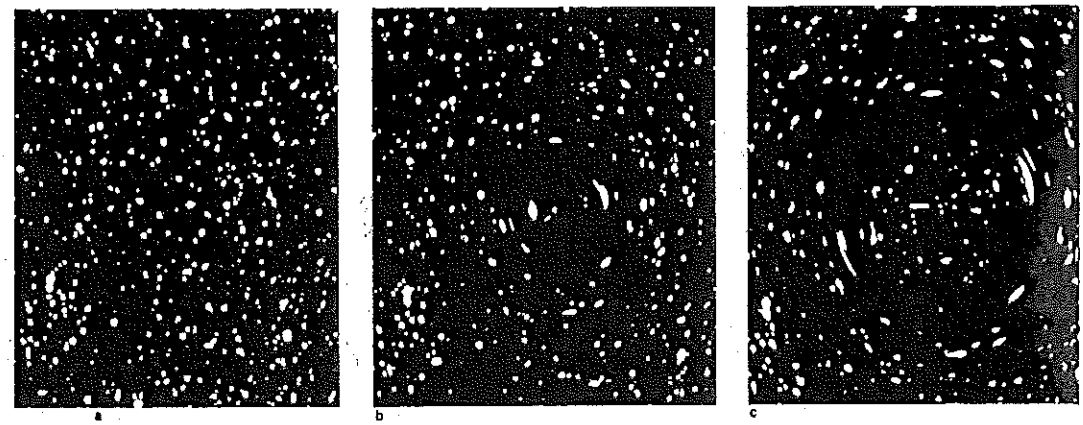
Soczewki grawitacyjne mogą jednak być w zasadzie wykorzystane do zdobywania różnych informacji o Wszechświecie, choć są to na razie tylko plany na przyszłość. Na przykład, jeśli obserwator nie znajduje na jednej prostej ze źródłem światła i soczewką, to sygnały wysłane ze źródła równocześnie, ale biegnące do obserwatora po różnych drogach, docierają do niego nierównocześnie, opóźnienie zaś jednego sygnału względem drugiego zależy od stałej Hubble'a. Sygnałem może być jakakolwiek zmiana jasności źródła. Mechanizm tego zjawiska jest następujący. Sygnały wysłane równocześnie ze źródła Z i biegnące do obserwatora po drogach ZP_1O i ZP_2O wychodzą z soczewki nierównocześnie (rys. 9). Gdy czoło prawego sygnału znajduje się w punkcie P_2, ma jeszcze do przebycia drogę $OP_2 = OP_2'$, zanim dobiegnie do obserwatora. W tej samej chwili czoło lewego sygnału znajduje się w punkcie P_1 i ma do przebycia drogę $OP_1 > OP_2$. Odległość między punktami P_2' i P_1 zależy od kierunków początkowych promieni ZP_2 i ZP_1 i od rozkładu masy w soczewce. Później, w drodze między soczewką i obserwatorem, obydwa sygnały



Rys. 9. Możliwość wyznaczenia stałej Hubble'a za pomocą soczewki grawitacyjnej. Źródło Z wysyła do obserwatora O równocześnie dwa sygnały po drogach ZP_2O i ZP_1O. Gdy prawy sygnał znajduje się w punkcie P_2 i ma do pokonania drogę $OP_2 = OP_2'$, lewy sygnał znajduje się w punkcie P_1 i ma do pokonania dłuższą drogę OP_1. Wskutek rozszerzania się Wszechświata różnica długości dróg OP_2 i OP_1 rośnie z czasem. Sygnałem może być jakakolwiek zmiana jasności źródła.

poruszają się w rozszerzającym się Wszechświecie. Wskutek rozszerzania się Wszechświata powiększa się odległość między ich czołami, a zmiana tej odległości jest proporcjonalna do stałej Hubble'a. W zasadzie można by wykorzystać tę zależność do wyznaczenia stałej Hubble'a i byłby to pomiar całkowicie niezależny od tradycyjnych metod. Aby zrobić to w praktyce, musielibyśmy jednak mieć informację o opóźnieniu powstałym w samej soczewce (tzn. o różnicy dróg $OP_1 - OP_2$), a do tego potrzebna jest dokładna znajomość rozkładu masy w soczewce, niestety, niedostępna.

Najważniejszym chyba teoretycznie możliwym zastosowaniem soczewek grawitacyjnych jest wykrywanie za ich pomocą ciemnej (nieświecącej) materii we Wszechświecie. Pomiary prędkości ruchu gwiazd w galaktykach i galaktyk w gromadach pokazują, że jest we Wszechświecie około 10-krotnie więcej materii, niż widać w teleskopach. Ta ciemna materia ugina przechodzące przez nią promienie świetlne. Aby wykorzystać to zjawisko do pomiaru rozkładu ciemnej materii w przestrzeni, trzeba znać wiele parametrów źródła światła, których nie znamy, choć stale próbujemy je poznać. Symulacje komputerowe pokazują, jak mógłby wyglądać obraz zbioru dalekich galaktyk obserwowanego przez soczewkę z nieświecącej materii (rys. 10).



Rys. 10. Komputerowa symulacja pokazująca wpływ soczewki grawitacyjnej z ciemnej materii na obserwowany rozkład galaktyk. a) Wygenerowany przez komputer obraz zbioru galaktyk, na którego tle nie ma soczewki grawitacyjnej; (b) ten sam zbiór widziany przez soczewkę o małej masie; (c) ten sam zbiór widziany przez soczewkę o większej masie.

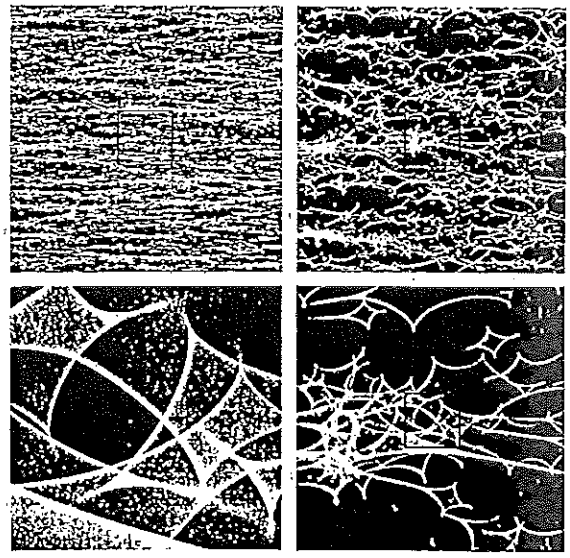
Mikrosoczewki

Mikrosoczewkami grawitacyjnymi nazywane są układy, w których ugięcia światła dokonują pojedyncze gwiazdy. Efekt ten można zaobserwować w dwu sytuacjach:

1. Ugięcie światła kwazara przez pojedyncze gwiazdy w widocznej na jego tle galaktyce.
2. Ugięcie światła gwiazdy przez obiekt leżący bliżej nas.

W pierwszym przypadku powstaje bardzo skomplikowany obraz, którego przykład wygenerowany przez komputer pokazuje rysunek na okładce. Jest to obraz źródła światła przesłoniętego przez obłok gwiazd o jednakowych masach rozmieszczonych chaotycznie w przestrzeni. Obserwowanym w rzeczywistości przykładem takiej sytuacji jest wspomniany wcześniej „krzyż Einsteina", w którym galaktyka-soczewka jest widoczna na tle wszystkich czterech obrazów (rys. 11).

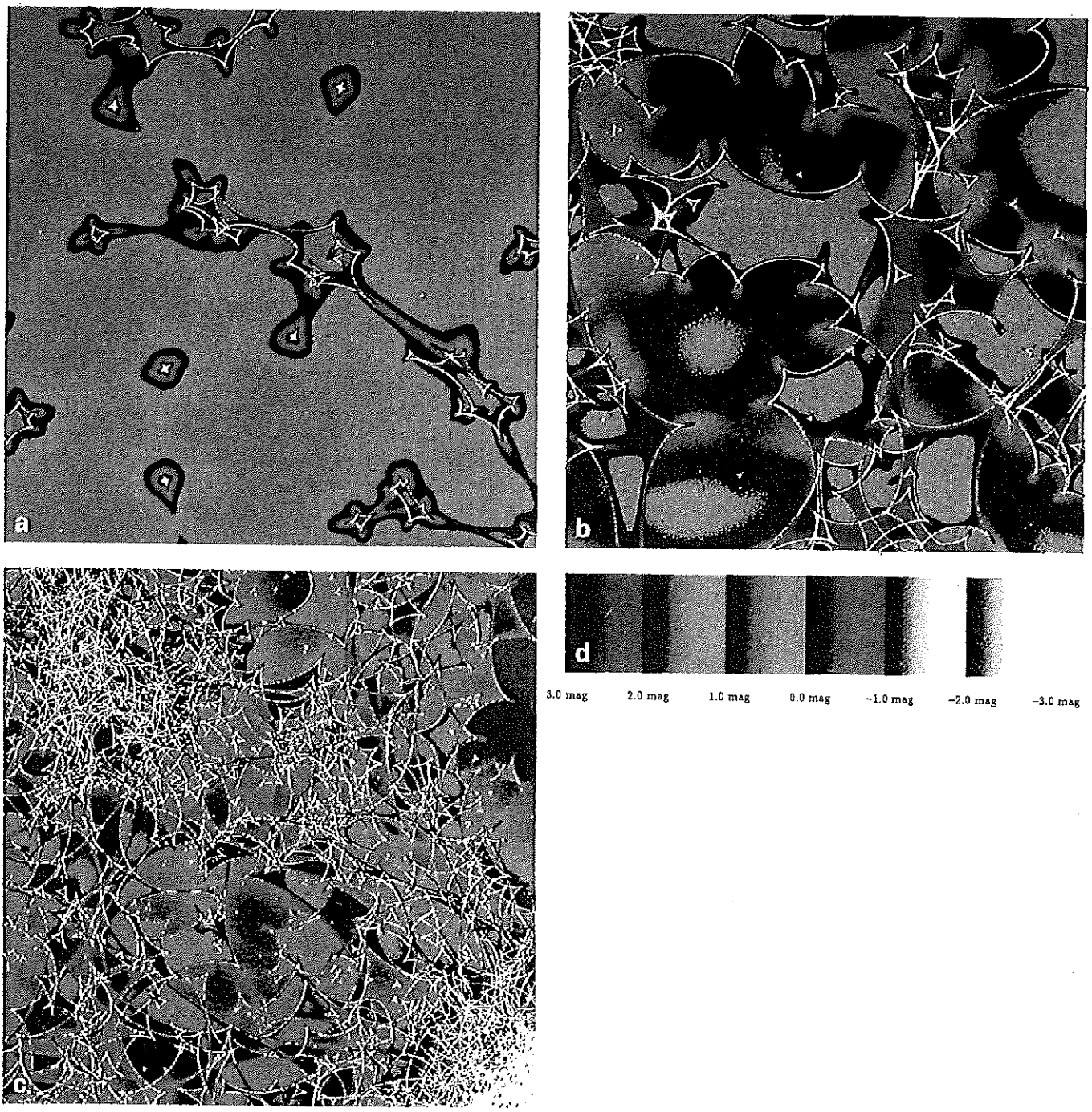
W drugim przypadku nie widać podwójnego obrazu źródła, ponieważ promienie dobiegające do obserwatora po różnych drogach tworzą ze sobą zbyt mały kąt. Jasność obserwowanej gwiazdy zmienia się w momencie jej przejścia za soczewką wskutek nałożenia się dwu obrazów. O zjawisku tym oraz o jego pierwszych obserwacjach napisał obszerniej T. Kwast w *Delcie* 5/1994.



Rys. 11. Obserwowany w rzeczywistości obraz kwazara widzianego poprzez bliższą galaktykę. Jest to jeden z obrazów z „krzyża Einsteina" (rys. 8). Cztery zdjęcia pokazują fragmenty tego samego obrazu kolejno w coraz większych powiększeniach, zaczynając od lewego górnego rogu zgodnie z ruchem wskazówek zegara. Kwadrat zaznaczony na pierwszych trzech zdjęciach jest obszarem powiększonym na następnym zdjęciu.

Jak widać z tego krótkiego przeglądu, obserwacje soczewek grawitacyjnych są nowym, mało jeszcze zaawansowanym działem astronomii, ale mają przed sobą bardzo obiecującą przyszłość.

SOCZEWKI GRAWITACYJNE



Zdjęcia przedstawiają symulację komputerową zjawiska soczewkowania grawitacyjnego wywołanego przez obłok gwiazd. W symulacji tej przyjęto upraszczające założenie, że wszystkie gwiazdy obłoku mają taką samą masę; zmienia się tylko (rośnie od a do c) łączna masa gwiazd. Skala barw (opisana na rysunku d) wskazuje, o ile zmienia się (powiększa bądź zmniejsza) w wyniku soczewkowania obserwowana jasność hipotetycznego źródła światła widzianego w danym kierunku.