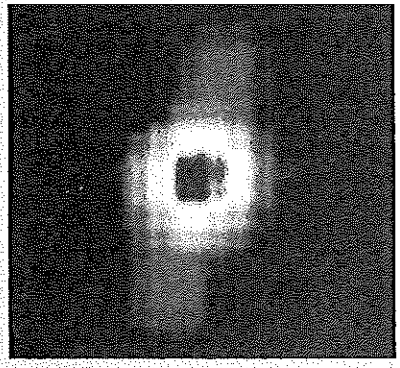
Andrzej Krasiński

Co to jest czarna dziura?



V4641 Sgr — kandydatka na najbliższą czarną dziurę

V4641 Sgr jest najbliższym Ziemi kandydatem na czarną dziurę: znajduje się tylko 1500 lat świetlnych od nas.
Jest to mikrokwazar. Na tym obrazie uzyskanym radioteleskopami VLA (Very Large Array) w Nowym Meksyku zaraz po wybuchu radiowym widać dżety, które trwały tylko kilka minut. Oczywiście wybuch nie nastąpił z (hipotetycznej) czarnej dziury, ale z materii ją otaczającej: materia z okolicznych gwiazd może być znacznie ogrzewana w procesie spadku na czarną dziurę. Astronomowie pracujący nad poznaniem natury tego obiektu uważają, że zachowuje się on dziwnie nawet jak na czarną dziurę. Obserwowane eksplozje trwają bardzo krótko i pojawiają się w różnym czasie na różnych zakresach widma.

Źródło: Robert M. Hjellming i in., VLA, NRAO

Czarna dziura objaśni Ci wszystko

W popularnym wyobrażeniu czarna dziura jest to obiekt o rozmiarach bardzo małych w porównaniu z jego masą (jak porównywać rozmiar liniowy z masą zostanie objaśnione w dalszym ciągu artykułu). Dzięki małym rozmiarom pole grawitacyjne przy jej powierzchni jest tak silne, że prędkość ucieczki jest większa od prędkości światła. Wniosek: z czarnej dziury nic nie może uciec, nawet światło, czarna dziura może tylko pochłaniać materię i światło. Dzięki tym trzem własnościom: dużej masie, małym rozmiarom i niewidzialności spowodowanej brakiem bezpośredniej emisji promieniowania, czarne dziury stały się bardzo użytecznym sposobem na objaśnianie niezrozumiałych zjawisk astronomicznych. Tak użytecznym, że pojawiło się wśród astronomów silne pragnienie obserwacyjnego wykrycia czarnych dziur. Jest nawet grupa ludzi, którzy wierzą, że czarne dziury już odkryto. Argument jest w każdym przypadku ten sam: silne promieniowanie elektromagnetyczne, wydobywające się z pewnych obiektów, potrzebuje silnego źródła energii. Takim źródłem może być „tylko" ruch w bardzo silnym polu grawitacyjnym. Silne pole grawitacyjne w małym obiekcie wymaga dużej masy, a więc — „musi" tam być czarna dziura.

Celem niniejszego artykułu jest przekonanie Czytelników, że czarna dziura to nie jest po prostu coś małego, masywnego i ciemnego. Jeśli czarne dziury istnieją, to razem z całą menażerią zjawisk, o których entuzjaści czarnych dziur nie wiedzą albo wolą nie pamiętać. Niektóre z tych zjawisk są zdumiewające, inne są ciągle jeszcze niezrozumiałe. Ich występowanie przewiduje ta sama teoria, która przewidziała możliwość istnienia czarnych dziur — teoria względności Einsteina. Ponieważ teoria ta została sprawdzona w różnych eksperymentach z dużą dokładnością, trzeba jej przepowiednie traktować poważnie. Czarne dziury rozwiązują niektóre problemy astronomów, ale stwarzają nowe problemy (być może trudniejsze i liczniejsze) dla fizyków. Stąd właśnie bierze się sceptycyzm, z którym uczciwi teoretycy podchodzą do kolejnych informacji o rzekomym odkryciu czarnej dziury.

Czarna dziura opisana po newtonowsku, czyli dziwna przepowiednia J. Michella i P.S. Laplace'a

Dla uproszczenia przypuśćmy, że badany przez nas obiekt astronomiczny O o masie M jest sferycznie symetryczny[1]. W punkcie odległym o r od środka O energia potencjalna cząstki o masie m jest równa:

$$V(r) = \frac{-GMm}{r},$$

gdzie $G = 6{,}67 \times 10^{-8}$ cm^3/g·sek^2 jest stałą grawitacyjną Newtona. Jeśli

[1] Założenie to upraszcza rachunki, ale nie jest konieczne — istnieją liczne wyniki uzyskane dla sytuacji ogólniejszych. Zbadano już dokładnie własności stacjonarnych, wirujących, osiowo symetrycznych czarnych dziur, zaś metodami numerycznymi uzyskano wiele informacji o ewolucji czarnych dziur nie posiadających żadnej symetrii.

cząstka porusza się z prędkością v, to posiada energię kinetyczną równą 1/2 mv^2 i jej energia całkowita wynosi:

$$E = \frac{1}{2}mv^2 - \frac{GMm}{r}.$$

Energia ta jest stałą charakterystyczną dla każdej cząstki; jej wartość jest wyznaczona przez początkowe położenie r_0 i początkową prędkość v_0:

$$E = \frac{1}{2}mv_0^2 - \frac{GMm}{r_0}.$$

Aby cząstka mogła uciec na dowolnie dużą odległość od naszego obiektu O, energia ta musi być nieujemna. Jeśli bowiem jest ujemna, to prędkość cząstki stanie się równa zeru w skończonej odległości $r_{max} = -GMm/E$ od O i wówczas siła ciężkości ściągnie cząstkę z powrotem w pobliże O. Z warunku $E \geq 0$ wynika następujące ograniczenie na prędkość początkową:

$$v_0 \geq v_u \stackrel{\text{def}}{=} \sqrt{2GM/r_0}.$$

Jeśli za r_0 podstawimy promień obiektu O, to wartością v_u stanie się prędkość ucieczki z powierzchni obiektu — pojęcie dobrze znane wszystkim astronomom i miłośnikom astronomii. Przypuśćmy, że promień r_0 spełnia nierówność:

$$r_0 < r_g \stackrel{\text{def}}{=} 2GM/c^2. \qquad (1)$$

(Ten właśnie wzór pozwala porównywać masę z rozmiarem: jeśli promień obiektu $r_0 >> r_g$, to mówimy, że r_0 jest duże w porównaniu z M.) Wtedy z poprzedniego wzoru dostajemy $v_u > c$, tzn. prędkość ucieczki z powierzchni O staje się większa od prędkości światła.

Rozumowanie podobne do opisanego powyżej przeprowadzili jako pierwsi J. Michell w 1783 r. i P.S. Laplace w 1796 r. Przez wiele lat traktowano ten wynik jako rodzaj frywolnego żartu. Dla każdego ze znanych w XVIII wieku obiektów astronomicznych tajemnicza wielkość r_g była znacznie mniejsza od jego promienia. Na przykład, dla Słońca $r_g = 3$ km, dla Ziemi $r_g = 0{,}89$ cm. Gdyby Słońce skurczyło się do takich rozmiarów, jego średnia gęstość wzrosłaby do ok. $1{,}8\times10^{16}$ g/cm^3 (dla porównania: gęstość materii w jądrze atomowym wynosi 10^{13} g/cm^3). We wnętrzu ciała astronomicznego pojęcie prędkości ucieczki traci sens. Powierzchnia $r = r_g$ mogłaby mieć jakieś znaczenie fizyczne, gdyby leżała na zewnątrz obiektu astronomicznego, ale nie znano wtedy żadnego takiego przykładu (uczciwie mówiąc, nie znamy żadnego do dziś, chociaż potrafimy już wyobrazić je sobie: patrz poniżej).

Wynik ten został przypomniany w XX wieku, gdy okazało się, że dokładnie ten sam wzór (1) pojawia się w teorii względności. Coś dziwnego (patrz niżej) dzieje się nie tylko ze światłem, ale także z materią i z geometrią przestrzeni przy odległościach od źródła pola grawitacyjnego mniejszych niż odległość odpowiadająca $r = r_g$.[2]

Po początkowym okresie pobłażliwej negacji zaczęły pojawiać się argumenty, które sugerowały, że poszukiwanie obiektów o rozmiarach mniejszych od r_g może nie być pozbawione sensu. Wielkość r_g dana wzorem (1) jest proporcjonalna do M, natomiast promień r_M kuli z materii o ustalonej średniej gęstości ρ jest proporcjonalny do $M^{1/3}$. Zatem, r_M rośnie szybciej od r_g tylko dla M bliskich zera. Dla dużych M, r_g rośnie znacznie szybciej od r_M i dla każdej danej gęstości ρ istnieje takie M, przy którym $r_M = r_g$. Na przykład, jeśli dla ρ przyjmiemy gęstość wody, to równość $r_M = r_g$ nastąpi przy rozmiarze kuli $4{,}01\times10^8$ km, tzn. 576 promieni Słońca = 2,68 jednostki astronomicznej. Gdyby środek takiej kuli umieścić w środku Słońca, to jej powierzchnia znalazłaby się pomiędzy orbitami Marsa i Jowisza. To już zaczyna wyglądać niepokojąco, czyli realistycznie. Jeśli średnia gęstość materii we Wszechświecie jest większa od 10^{-28} g/cm^3, to Wszechświat jest zamknięty (ma skończony promień i skończoną masę), a wtedy cały Wszechświat ma promień mniejszy niż r_g, przy bardzo małej przecież gęstości. Może więc jednak istnieją gdzieś we Wszechświecie warunki umożliwiające powstawanie obiektów o promieniach mniejszych niż r_g?

[2] Fakt, że taki sam wzór obowiązuje w tak różnych teoriach, może wydawać się zadziwiający, ale magia ta znika, gdy uświadomimy sobie, że wartość współrzędnej r występująca w relatywistycznej wersji wzoru (1) nie jest równa odległości od środka obiektu O. Współrzędna ta została celowo dobrana tak, aby pewne wzory newtonowskie wyglądały tak samo w teorii względności.

Przemyślenia tego rodzaju przekonały w końcu teoretyków, że możliwość istnienia czarnych dziur należy traktować poważnie. Dzisiaj fizyka czarnych dziur jest już obszerną dziedziną badań z pogranicza fizyki, matematyki, astronomii i techniki komputerowej (niektóre obliczenia numeryczne dla czarnych dziur wymagały stworzenia nowych metod programowania i użycia komputerów o wielkiej pamięci i szybkości).

Zanim zapoznamy się z najważniejszymi własnościami czarnych dziur, musimy zapuścić się w dygresję na temat teorii względności.

3. *Stożki świetlne*

Świat, w którym żyjemy, jest w języku teorii względności nazywany czasoprzestrzenią. Każdy punkt czasoprzestrzeni (nazywany zdarzeniem) ma cztery współrzędne (t, x, y, z): czas t i trzy współrzędne przestrzenne. Wyobraźmy sobie, że ze zdarzenia (t_0, x_0, y_0, z_0) (tzn. z punktu (x_0, y_0, z_0) w chwili t_0) wypuszczamy promienie świetlne we wszystkich kierunkach. Jeśli w czasoprzestrzeni nie ma pól grawitacyjnych, to jest ona płaska i wtedy czoło każdego sygnału świetlnego będzie poruszało się po linii prostej zgodnie z równaniami:

$$\begin{aligned} x(t) &= x_0 + a_1(t - t_0), \\ y(t) &= y_0 + a_2(t - t_0), \\ z(t) &= z_0 + a_3(t - t_0), \end{aligned} \qquad (2)$$

gdzie x_0, y_0, z_0, a_1, a_2, a_3 są stałymi, $(a_1)^2 + (a_2)^2 + (a_3)^2 = c^2$, $c = 299792$ km/sek jest prędkością światła w próżni. Można łatwo sprawdzić, że każda taka prosta jest podzbiorem zbioru rozwiązań równania:

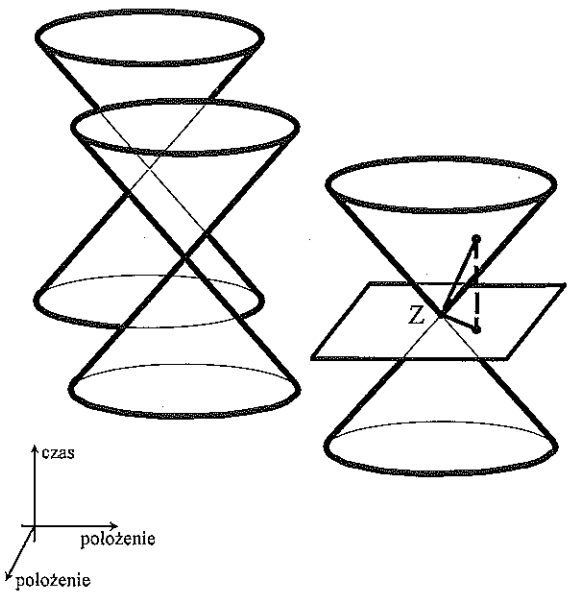
$$c^2(t-t_0)^2 - (x-x_0)^2 - (y-y_0)^2 - (z-z_0)^2 = 0. \qquad (3)$$

Równanie (3) jest podobne do równania powierzchni stożka w przestrzeni euklidesowej:

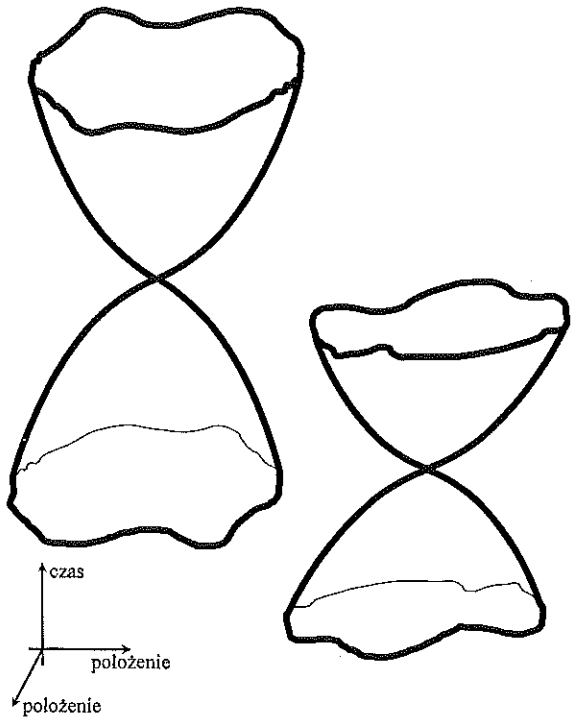
$$(z - z_0)^2 - (x - x_0)^2 - (y - y_0)^2 = 0.$$

(Stożek ten ma wierzchołek w punkcie (x_0, y_0, z_0), jego osią symetrii jest prosta $(x, y) = (x_0, y_0)$.) Zbiór zdarzeń spełniających równanie (3) ma wiele własności wspólnych ze zwykłym stożkiem i jest nazywany stożkiem świetlnym.

Czasoprzestrzeń, w której występują pola grawitacyjne, nie jest płaska.



Rys. 1. W płaskiej czasoprzestrzeni wszystkie stożki świetlne mają symetrię obrotową i wszystkie są jednakowe. Górna część stożka — to zbiór wszystkich promieni świetlnych, które mogą być wyemitowane ze zdarzenia *Z*, dolna część — to zbiór wszystkich promieni świetlnych, które mogą być odebrane w zdarzeniu *Z*. Zaznaczono rzut promienia świetlnego ze stożka świetlnego na przestrzeń $t = t_0$.



Rys. 2. W czasoprzestrzeni zakrzywionej stożki świetlne nie muszą mieć żadnej symetrii. Stożki o wierzchołkach w różnych punktach na ogół nie są przystające.

Wiązka promieni świetlnych wypuszczonych z pojedynczego zdarzenia w zakrzywionej czasoprzestrzeni tworzy hiperpowierzchnię, która jest również nazywana stożkiem świetlnym, chociaż jej kształt (tzn. wykres funkcji $t(x, y, z)$) może różnić się bardzo znacznie od zwykłego stożka[3] (rys. 1 i 2). Jedyne gwarantowane podobieństwo — to istnienie wierzchołka, czyli wspólnego źródła wszystkich promieni. Stożki świetlne są w teorii względności podstawowym narzędziem do badania praw rozchodzenia się światła w różnych czasoprzestrzeniach.

W płaskiej czasoprzestrzeni wszystkie stożki świetlne są jednakowe. W czasoprzestrzeni z polami grawitacyjnymi w najogólniejszym możliwym przypadku każdy stożek świetlny jest różny od pozostałych, może też przecinać się sam ze sobą. Teoretycy lubią zajmować się przypadkami szczególnymi, posiadającymi pewne symetrie. Wtedy istnieją w czasoprzestrzeni rodziny jednakowych stożków, ale pomiędzy rodzinami mogą zachodzić znaczne różnice.

W teorii Newtona interpretujemy wzór (2) jako równania krzywej (w tym przypadku — prostej) w trójwymiarowej przestrzeni. Zmienna t jest tylko parametrem na krzywej. W teorii względności czas t jest równocześnie czwartą współrzędną w czasoprzestrzeni. Wzór (2) opisuje wtedy prostą w przestrzeni czterowymiarowej. Przejście od opisu metodami teorii względności do opisu newtonowskiego możemy wyobrazić sobie jako rzutowanie różnych trójwymiarowych podprzestrzeni $t = C = const$ (odpowiadających różnym wartościom stałej C) na jedną z tych podprzestrzeni, zaznaczoną na rys. 1. Jeśli geometria przestrzeni $t = \text{const}$ nie zmienia się w czasie, rzutowanie to jest operacją jednoznaczną — a taki właśnie przypadek zachodzi dla interesującej nas czarnej dziury o stałej masie. Operacja odwrotna — rzutowanie z przestrzeni $t = \text{const}$ na stożek świetlny — nie zawsze jest jednoznaczna. Posłużymy się tą metodą w par. 6. Należy jednak pamiętać, że przestrzeń $t = const$ na ogół nie jest płaska. W wyniku rzutowania otrzymujemy opis pewnego zjawiska **w języku** teorii Newtona, ale treść tego opisu może być całkowicie niezgodna z prawami newtonowskiej teorii grawitacji, jak to zobaczymy w par. 6.

W czasoprzestrzeni z pojedynczą sferycznie symetryczną czarną dziurą o stałej masie, którą będziemy zajmowali się w dalszym ciągu artykułu, stożki świetlne w różnych punktach (zdarzeniach) wyglądają tak, jak na rys. 3. Stożki, których wierzchołki leżą na tej samej pionowej prostej (tzn. stożki odpowiadające zdarzeniom o tych samych współrzędnych przestrzennych, ale różnym chwilom czasu) są jednakowe. Jest to skutek założenia stałości masy — taka czarna dziura nie przyłącza nowej materii i nie zmienia się z czasem. Również jednakowe są wszystkie stożki mające wierzchołki w tej samej odległości od środka czarnej dziury — to jest skutek

[3] Z powodu ułomności ludzkiej wyobraźni i techniki rysunkowej, stożki świetlne rysuje się zawsze jako dwuwymiarowe powierzchnie, chociaż w rzeczywistości są one przestrzeniami trójwymiarowymi. Przestrzenie $t = const$, które także są trójwymiarowe, na rysunkach są widoczne jako dwuwymiarowe powierzchnie. Rysunki takie pomagają jednak w zrozumieniu relacji czterowymiarowych. Wnioski z rysunków wymagają zawsze sprawdzenia za pomocą rachunku w pełnej czterowymiarowej przestrzeni.

założenia sferycznej symetrii. Należy też pamiętać, że rys. 3 pokazuje tylko małe otoczenie wierzchołka każdego stożka. Kształt stożka w dużej odległości od wierzchołka jest przyczyną kilku nieprzyjemnych własności czarnej dziury, o których powiemy dalej.

Powierzchnia $r = r_g$ jest styczna do wszystkich stożków posiadających wierzchołki na niej, zaś stożek posiadający wierzchołek wewnątrz tej powierzchni może się z nią przecinać tylko w przeszłości (tzn. poniżej wierzchołka).

4. *Horyzont zdarzeń i niewidzialność czarnej dziury*

Zajmijmy się na początek promieniami radialnymi, tzn. poruszającymi się po liniach prostych przechodzących przez punkt $r = 0$ (istnieją one dzięki sferycznej symetrii. Promienie proste nie istniałyby w czaoprzestrzeniach o mniejszej symetrii).

Zwróćmy uwagę na promienie wyemitowane w pobliżu powierzchni $r = r_g$ (rys. 3). Im bliżej tej powierzchni promień został wyemitowany, z tym większym opóźnieniem zostanie odebrany przez odległego nieruchomego obserwatora O. Ukośne linie proste na rys. 3 są liniami stałej wartości współrzędnej czasowej, używanej przez tego obserwatora. Spośród promieni wyemitowanych na powierzchni $r = r_g$ jeden będzie na niej stale pozostawał (będzie on nieruchomy! — pionowa linia na tej powierzchni na rys. 3 przedstawia historię jego ruchu). Wszystkie inne promienie wysłane z tej powierzchni oraz wszystkie wysłane z punktów leżących wewnątrz niej muszą przeciąć prostą $r = 0$, która przedstawia historię środka czarnej dziury. W środku jest skupiona cała masa. Punkt ten nazywa się osobliwością i jego istnienie jest konieczną konsekwencją istnienia czarnej dziury.

Zastanówmy się, jaki obraz widziałby obserwator O, gdyby odbierał sygnały świetlne od obiektu poruszającego się w kierunku środka czarnej dziury i przekraczającego powierzchnię $r = r_g$. (Na rys. 3 historią takiego obiektu może być dowolna krzywa, której kierunek styczny w każdym punkcie leży wewnątrz stożka świetlnego mającego wierzchołek w tym samym punkcie). Sygnały wysyłane przez nadawcę w stałych odstępach czasu docierałyby do O oddzielone coraz dłuższymi okresami. Wynika stąd, że obserwator rejestrowałby coraz mniejszą częstotliwość (większą długość) odbieranej fali elektromagnetycznej. Sygnał wysłany w momencie przekraczania powierzchni $r = r_g$ nie dotrze do obserwatora już nigdy. Obserwator będzie więc widział, że aktywność nadawcy stopniowo zamiera, zaś wysyłane przez niego światło stopniowo zmienia się w promieniowanie podczerwone, mikrofalowe, radiowe... Moment przejścia przez powierzchnię $r = r_g$ jest niemożliwy do zaobserwowania. Z tego powodu hiperpowierzchnia $r = r_g$ w czasoprzestrzeni jest nazywana horyzontem zdarzeń. Popularne wyobrażenie czarnej dziury jako czegoś, co schowało się całkowicie pod powierzchnią $r = r_g$, nie jest więc ściśle poprawne. W „praktyce" każde źródło światła przestanie być widoczne już w pewnej odległości od horyzontu przed jego osiągnięciem — z powodu coraz większych opóźnień sygnałów i wzrostu długości fali promieniowania. W zasadzie jednak, przy użyciu nieskończenie czułego detektora, każdy zewnętrzny obserwator zaobserwowałby stopniowo zamierającą w ruchu i zawisającą nad horyzontem zdarzeń otoczkę z materii.

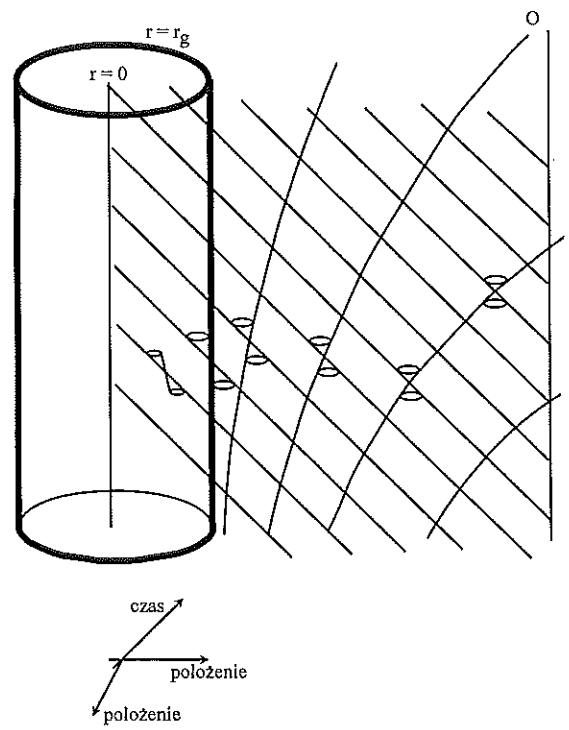
Gdyby natomiast obserwator postanowił wpaść do czarnej dziury, zmierzony przez niego czas podróży byłby skończony, zaś podróż nieuchronnie zakończyłaby się wpadnięciem do osobliwości $r = 0$. Co działoby się dalej, nikt nie wie (patrz następny paragraf). Ta niewiedza jest jedną z przyczyn niechęci fizyków do czarnych dziur.

Wewnątrz horyzontu utrzymanie się w stałej odległości od punktu $r = 0$ wymagałoby poruszania się z prędkością większą od prędkości światła. Brzmi to paradoksalnie: poruszać się szybciej niż światło, aby stać w miejscu. Taki jednak wniosek wynika ze wszystkich rachunków: wewnątrz horyzontu każdy sygnał świetlny jest ściągany w kierunku osobliwości; żaden nie może oddalać się od niej. Ruch w kierunku od osobliwości ani spoczynek nie są tam możliwe.

Rys. 3 nie mówi całej prawdy. Zaznaczono na nim schematycznie drugi wymiar przestrzenny, ale wszystkie narysowane tam promienie świetlne biegną radialnie, tzn. po liniach prostych do osobliwości $r = 0$ lub od niej. Promienie nieradialne są przyczyną wspomnianej już nieprzyjemnej własności stożków świetlnych w otoczeniu czarnej dziury. Zajmiemy się nią w par. 6.

5. *Co to jest osobliwość?*

Wyobraźmy sobie teraz obłok cząstek, otaczający horyzont czarnej dziury ze wszystkich stron i opadający na nią pod wpływem pola grawitacyjnego. Zakładamy, że masa obłoku jest mała i, przy założonej dokładności obserwacji, nie trzeba uwzględniać zmiany masy czarnej dziury spowodowanej pochłonięciem dodatkowej ma-



Rys. 3. Stożki świetlne w czasoprzestrzeni zawierającej pojedynczą sferycznie symetryczną czarną dziurę o stałej masie. Objaśnienia w tekście.

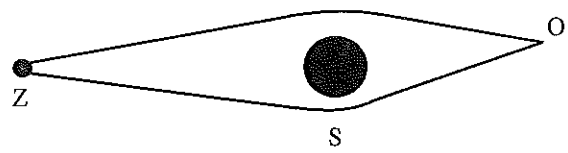
terii. Co stanie się z obłokiem po przekroczeniu horyzontu?

Z wcześniejszych rozważań wynika, że obłok ten nie będzie mógł pozostawać w stanie spoczynku. Nawet jeśli wewnątrz niego pojawi się ciśnienie, jego powierzchnia będzie musiała poruszać się ku środkowi czarnej dziury aż do momentu osiągnięcia osobliwości. Wtedy jednak objętość obłoku zmaleje do zera, a więc jego gęstość wzrośnie do nieskończoności. Również ciśnienie, a w konsekwencji także temperatura, wzrosną do nieskończoności.

Nie są to jedyne nieskończoności, jakie występują przy zbliżaniu się do osobliwości. Na każde rozciągłe ciało znajdujące się w polu grawitacyjnym działają siły pływowe, tzn. różnice siły grawitacyjnej wynikające z różnych położeń poszczególnych części tego ciała względem źródła pola. Wielkość sił pływowych można łatwo obliczyć ze wzoru Newtona. (W teorii względności metoda obliczeń jest inna, ale wynik ten sam). Przypuśćmy, że w polu grawitacyjnym wytworzonym przez masę M znajdują się dwa ciała, każde o masie m, położone w odległościach r i $(r+l)$ od źródła pola, na jednej prostej ze źródłem. Wtedy różnica siły grawitacyjnej działającej na bliższe ciało i siły działającej na dalsze ciało jest równa:

$$\Delta F = \frac{GMm}{r^2} - \frac{GMm}{(r+l)^2} = \frac{GMml(2r+l)}{r^2(r+l)^2}$$

Siła ΔF rośnie do nieskończoności przy $r \to 0$. Jeśli więc dwie masy, które tu rozważaliśmy, są częściami tego samego ciała rozciągłego, ciało to zostanie w pobliżu osobliwości rozerwane przez rosnące bez ograniczeń siły pływowe.



Rys. 4. Najprostsza soczewka grawitacyjna (obraz newtonowski). Obiekt S ugina promienie świetlne wysłane przez źródło Z o niewielkie kąty, promienie biegnące po różnych drogach spotykają się powtórnie w punkcie O.

Tak przewiduje teoria względności, ale nikt w tę przepowiednię nie wierzy. Fizykom nie mieści się w głowach, żeby gdziekolwiek w naszym świecie mogły istnieć ciała o gęstości nieskończenie wielkiej, o zerowych rozmiarach, sproszkowane przez nieskończone siły pływowe. (Nawiasem mówiąc, z rachunkami dotyczącymi obszarów zawierających osobliwość nie radzą sobie żadne programy komputerowe. Poszukiwanie sposobów podejścia z obliczeniami na jak najmniejszą odległość od osobliwości doprowadziło do szeregu ciekawych i ważnych pomysłów nie tylko w technice programowania, ale i w matematyce.) Wszyscy mają nadzieję, że trudność tę rozwiąże nowa teoria fizyczna, kwantowa teoria grawitacji, która poprawnie opisze zjawiska zachodzące w bardzo silnym polu grawitacyjnym w materii o wielkiej gęstości, wysokiej temperaturze i pod wielkim ciśnieniem.

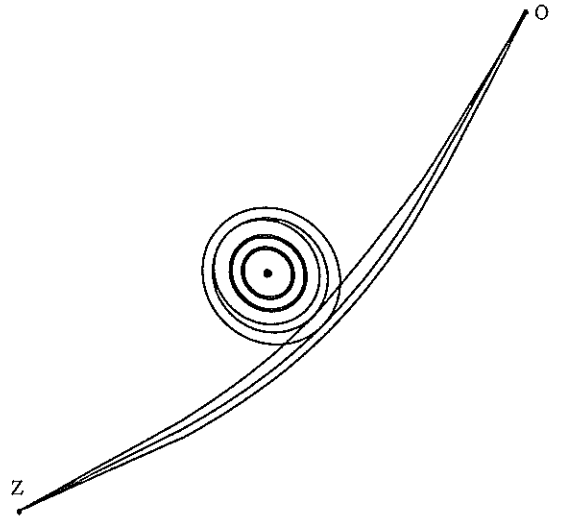
Występują tu jednak dwa kłopoty. Mniejszym z nich jest fakt, że teoria taka dotychczas nie istnieje, chociaż przy próbach jej stworzenia trudziły się setki, jeśli nie tysiące, najtęższych głów na świecie przez ostatnie 30 lat. Większy kłopot polega na tym, że jeśli nawet teoria taka powstanie, to jej przewidywania nie dadzą się sprawdzić doświadczalnie ani obserwacyjnie. Teoria względności mówi nam przecież, że nie da się zaobserwować żadnych sygnałów wysłanych spod horyzontu zdarzeń, a jest to jedyne miejsce, w którym kwantowa teoria grawitacji znalazłaby zastosowanie.

Jeśli niektórzy Czytelnicy jeszcze lubią czarne dziury, uprzedzam: to nie koniec kłopotów.

6. Czarna dziura jako soczewka grawitacyjna

Pole grawitacyjne powoduje ugięcie promieni świetlnych przechodzących w pobliżu dużych mas. Efekt ten, przewidziany przez samego Einsteina jeszcze przed rokiem 1915, został wielokrotnie sprawdzony w różnych obserwacjach. Prostą konsekwencją tego efektu jest możliwość istnienia soczewek grawitacyjnych, których liczne przykłady zostały wykryte obserwacyjnie. Rys. 4 przedstawia newtonowski obraz najprostszej soczewki grawitacyjnej. Jej opis w języku teorii względności, przy użyciu stożków świetlnych, jest bardziej skomplikowany (stożek o wierzchołku w zdarzeniu Z rozwidla się w otoczeniu soczewki i przecina sam ze sobą). Opis ten nie jest jednak używany do interpretowania obserwacji. We wszystkich znanych astronomom przykładach grawitacyjnego ugięcia promieni świetlnych kąty ugięcia są bardzo małe, dzięki czemu można stosować przybliżoną niby-teorię, naśladującą optykę geometryczną.

W otoczeniu czarnej dziury kąty ugięcia promieni świetlnych mogą być dowolnie duże, co wymaga użycia ścisłych metod teorii względności. Newtonowski obraz promieni świetlnych przebiegających w sąsiedztwie czarnej dziury przedstawia rys. 5. Źródło Z wysyła wiązkę promieni we wszystkich kierunkach, obserwator O odbiera niektóre z nich. Jeśli promień przebiega w odległości od środka C czarnej dziury znacznie większej niż r_g, to kąt ugięcia jest niewielki. Istnieje jed-



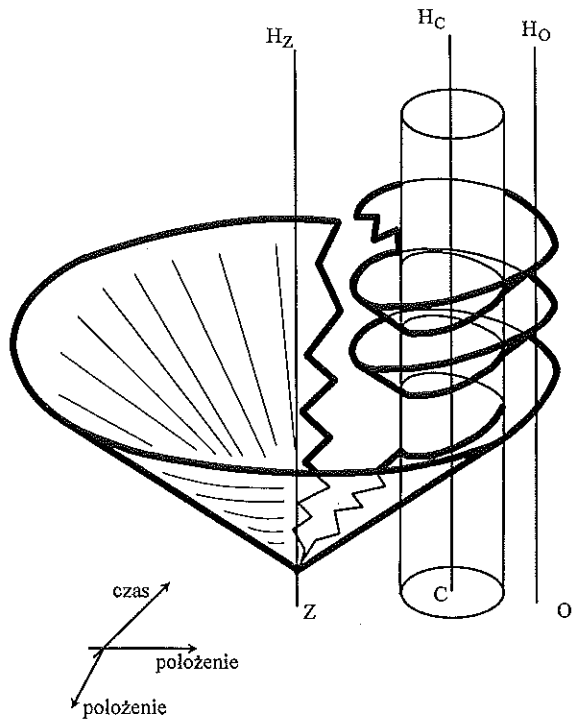
Rys. 5. Newtonowski obraz promieni świetlnych uginanych przez czarną dziurę. Objaśnienia w tekście.

nak pewna wyróżniona kula K o środku w C i promieniu $3/2\ r_g$, nazywana fotosferą, na której promienie świetlne mogą krążyć po zamkniętych orbitach kołowych. (Większy z dwu okręgów narysowanych grubą linią na rys. 5 jest przekrojem fotosfery. Mniejszy okrąg jest przekrojem horyzontu zdarzeń). Każda z tych orbit jest niestabilna; jeżeli promień zostanie z niej zepchnięty o dowolnie mały kąt na zewnątrz, oddali się od fotosfery po płaskiej spirali. Jeżeli zostanie zepchnięty do wewnątrz fotosfery, wpadnie do osobliwości w C po skończonej liczbie obiegów. Jeśli jakikolwiek promień świetlny przetnie fotosferę w kierunku ku jej środkowi, również zostanie pochłonięty przez osobliwość. Wpadnięcie do wnętrza fotosfery nie jest jeszcze katastrofą ostateczną. Dopóki promień świetlny lub ciało materialne nie przekroczą horyzontu zdarzeń, istnieje możliwość ucieczki, ale trzeba do tego użyć sił niegrawitacyjnych, np. silników rakietowych w przypadku ciała masywnego albo zwierciadeł w przypadku promienia. Z obszaru pomiędzy fotosferą a horyzontem można wysyłać sygnały elektromagnetyczne na zewnątrz. Sygnał podróżujący swobodnie przez pole grawitacyjne nie może jednak zawrócić z wnętrza fotosfery, jeśli przedtem do niego wpadł.

Promień przebiegający w pobliżu fotosfery może ugiąć się o kąt dowolnie duży. Zachowanie promienia świetlnego zależy od jego kierunku początkowego, który określa odległość, na jaką promień zbliża się do fotosfery. Kilka możliwości pokazuje rys. 5. Istnieje taki kierunek początkowy, przy którym promień dotrze do obserwatora O po wykonaniu pełnego obiegu wokół fotosfery. Istnieje inny kierunek (bliższy radialnego), przy którym promień wykona dwa pełne obiegi wokół fotosfery, zanim dotrze do obserwatora. Istnieją też promienie, które dobiegną do obserwatora po wykonaniu 1, 2, 3, ..., n pełnych obiegów, przy czym n może być dowolnie duże. Istnieją też takie promienie, które będą wiecznie krążyć wokół fotosfery, nawijając się na nią po nieskończonej spirali; ich kierunek początkowy musi tworzyć ściśle określony kąt z kierunkiem radialnym. Im większe n, tym bliżej powierzchni fotosfery przebiegają najmniejsze pętle orbity. Im mniejsza pętla, tym dłużej trwa jej okrążenie. Nie ma to związku z długością przebytej drogi, ale z efektem widocznym na rys. 3 — wydostanie się z silniejszego pola grawitacyjnego wymaga więcej czasu. Jeśli źródło Z wyśle pojedynczy krótkotrwały błysk światła, obserwator O odbierze serię błysków, pochodzących od promieni, które wykonały 0, 1, 2, ..., n obiegów. Z powodu wzrastającego czasu obiegu małych pętli, odstępy czasu między kolejnymi błyskami rejestrowanymi przez obserwatora będą coraz większe.

Rys. 5 pokazuje tylko trzy promienie z tego nieskończonego zbioru, leżące w płaszczyźnie punktów Z, C i O. (Proporcje wielkości między pętlami orbity i fotosferą nie są oddane wiernie). Należy na podstawie rys. 5 zrekonstruować w wyobraźni sytuację przestrzenną. Dla każdego promienia okrążającego fotosferę n razy w kierunku pokazanym na rysunku istnieje promień biegnący w tej samej płaszczyźnie i okrążający fotosferę n razy w kierunku przeciwnym. Obserwator O powinien w zasadzie widzieć nieskończoną rodzinę jasnych pierścieni otaczających fotosferę i tworzących ciąg, dla którego powierzchnia fotosfery jest granicą. „W praktyce" obraz będzie oczywiście prostszy. Pierścienie będą leżały tak blisko siebie, że obserwator zobaczy tylko świetlistą obrączkę wokół fotosfery. Jasność pierścieni odpowiadających dużym n szybko maleje ze wzrostem n, więc przy każdej skończonej czułości detektora będzie istniało takie n_0, że promienie z rodzin odpowiadających $n > n_0$ będą już niewidoczne.

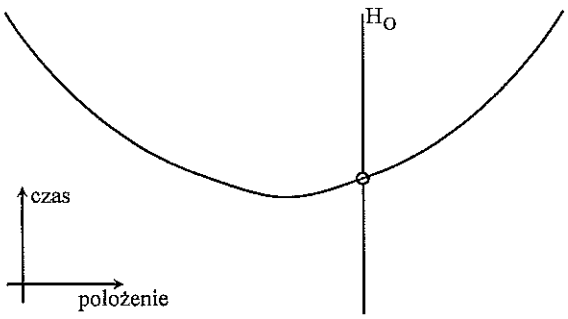
Prawdziwe komplikacje pojawiają się, gdy chcemy sytuację z rys. 5 opisać w języku teorii względności. (Jest to „jedynie słuszny" język do opisu czarnych dziur i soczewek grawitacyjnych, ponieważ w teorii Newtona obiekty te nie istnieją). Wszystkie promienie świetlne biegnące od źródła Z do obserwatora O, które zostały wyemitowane równocześnie, muszą leżeć na tym samym stożku świetlnym. Rys. 5 przedstawia, zgodnie z uwagami z końca par. 3, rzut sytuacji czasoprzestrzennej na pojedynczą przestrzeń $t = const$. Zajmijmy się tylko promieniami leżącymi w płaszczyźnie rysunku. W punkcie O przecinają się dwie nieskończone rodziny promieni, przy czym, jeśli zostały wszystkie wyemitowane równocześnie, to do obserwatora O docierają nierównocześnie. Promienie odpowiadające tej samej liczbie n, ale obiegające fotosferę w przeciwnych kierunkach, też na ogół osiągają cel nierównocześnie (z wyjątkiem sytuacji, gdy obserwator O leży na prostej ZC). Wszystkie promienie leżą na tym samym stożku świetlnym, ale mimo to pionowa prosta reprezentująca w czasoprzestrzeni historię obserwatora O przebija ten stożek nieskończenie wiele razy (punkty przebicia odpowiadają momentom odbioru kolejnych błysków, opisanych wyżej). Po zastanowieniu dochodzimy do wniosku, że „stożek" świetlny o wierzchołku w zdarzeniu Z musi mieć, w otocze-



Rys. 6. Obraz sytuacji z rys. 5 w czasoprzestrzeni. Objaśnienia w tekście.

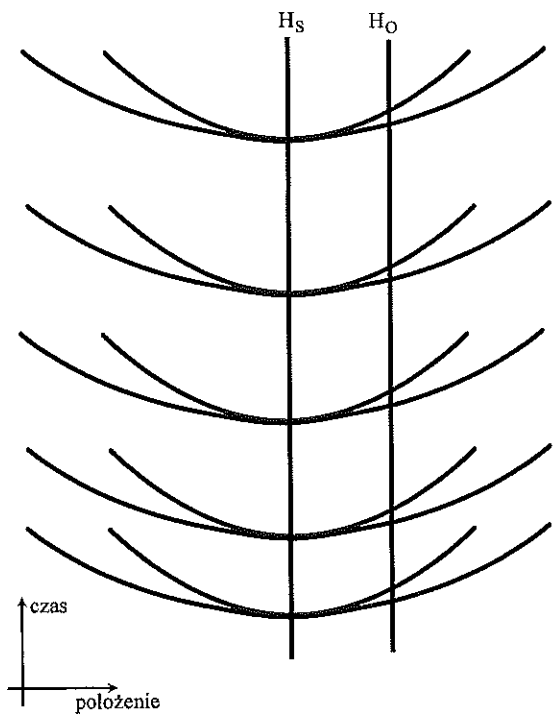
niu czarnej dziury, kształt powierzchni śrubowej owijającej się wokół cylindra o promieniu $r = 3/2\ r_g$. Z powodu coraz dłuższych odstępów czasu między kolejnymi błyskami światła, jakie może zarejestrować obserwator, skok tej śruby nie jest stały: zwiększa się on systematycznie ku górze. Osią cylindra jest prosta H_C reprezentująca czasoprzestrzenną historię osobliwości $r = 0$ (rys. 6). Dla przejrzystości, rys. 6 przedstawia tylko jeden płat tej powierzchni, odpowiadający promieniom okrążającym fotosferę w tym samym kierunku, co na rys. 5. Ten sam stożek świetlny ma jeszcze drugi płat, będący lustrzanym odbiciem pierwszego w płaszczyźnie zawierającej proste H_Z i H_C. Również dla przejrzystości nie narysowano powierzchni stożka świetlnego wewnątrz cylindra. Rys. 6 pokazuje początek struktury ciągnącej się nieskończenie daleko w górę (śruba ma nieskończenie wiele zwojów, zaś każdy zwój sięga nieskończenie daleko od cylindra ukośnie ku górze). W wyobraźni należy też uzupełnić stożek przeszły: zbiór promieni, które mogą zostać odebrane w zdarzeniu Z (jest on lustrzanym odbiciem stożka z rysunku w płaszczyźnie t = const przechodzącej przez zdarzenie Z). Przypomnieć też trzeba, że wszystko, co widzimy na rys. 6 i wszystko, co musimy na nim uzupełnić w wyobraźni, jest tylko rzutem sytuacji 4-wymiarowej na przestrzeń 3-wymiarową.

Dla dokładniejszego przedstawienia sytuacji z rys. 6 wyobraźmy sobie przekrój stożka świetlnego płaszczyzną prostopadłą do płaszczyzny rys. 6 i zawierającą prostą H_O (historię obserwatora O). Przekrój stożka świetlnego w płaskiej czasoprzestrzeni, takiego jak na rys. 1, wyglądałby tak, jak pokazano na rys. 7. Przekrój „stożka" z rys. 6 (z uwzględnieniem drugiego płatu) wyglądałby jak na rys. 8. Przypominamy, że punkty przecięcia prostej H_O z różnymi płatami powierzchni stożka wyznaczają momenty rejestracji kolejnych błysków światła, odpowiadających kolejnym liczbom okrążeń fotosfery. Wzrastające odstępy czasu między kolejnymi błyskami zostały uwzględnione na rys. 8.



Rys. 7. Przekrój stożka świetlnego w płaskiej czasoprzestrzeni płaszczyzną równoległą do jego osi.

Prosta H_S na rys. 8 przedstawia historię obserwatora, który na rys. 5 znajdowałby się na prostej ZC, tzn. na osi symetrii układu. Błyski światła okrążające fotosferę w przeciwnych kierunkach, ale z tą samą liczbą pełnych obiegów, docierają do niego równocześnie. W czasoprzestrzeni jego historia przecina więc stożek świetlny w tych samych punktach, w których przecinają się dwa płaty stożka.



Rys. 8. Przekrój stożka świetlnego z rys. 6 płaszczyzną zawierającą linię H_O i prostopadłą do płaszczyzny rys. 6. Uwzględniono drugi płat stożka, wycięty z rys. 6.

7. *Czy czarne dziury istnieją?*

Czarne dziury istnieją lub nie, niezależnie od tego, czy nam się to podoba. Jeśli jednak istnieją, to będziemy musieli oswoić się z konfiguracjami takimi, jak na rys. 6 i 8 oraz z istnieniem wielkiej niewiadomej — osobliwości wewnątrz horyzontu. Można próbować pocieszać się, że osobliwość powstała kiedyś tam, być może razem z całym Wszechświatem, a teraz po prostu istnieje, też niezależnie od naszych życzeń. Ale... czarne dziury poszukiwane (i, być może, obserwowane) przez astronomów, to takie, do których wpada ciągły strumień nowej materii. Materia krążąca wokół czarnej dziury układa się w płaski dysk i wskutek różnych procesów zachodzących w dysku (np. zderzeń między cząstkami) stopniowo wypromieniowuje energię. Energia ta ulatuje w przestrzeń i jest sygnałem rozpoznawczym czarnej dziury. Równocześnie, wskutek utraty energii, cząstki dysku krążą coraz bliżej horyzontu. Nie istnieją stabilne orbity kołowe o promieniu mniejszym niż $3r_g$. Każda cząstka dysku, która zbliży się do czarnej dziury na tę odległość, wpada pod horyzont i trafia w osobliwość. Ten nieznany i niezrozumiały proces, który osobliwość wytworzył, działa bezustannie w tych właśnie czarnych dziurach, które mamy szansę zaobserwować. Nie da się tej trudności zepchnąć w daleką przeszłość.

Zanim pogodzimy się z istnieniem tego zespołu nowych zjawisk, warto chyba mieć pewność, że naprawdę musimy to zrobić.

Dr hab. Andrzej Krasiński jest docentem w Centrum Astronomicznym im. Mikołaja Kopernika w Warszawie. Prowadzi badania w dziedzinie teorii kosmologicznych i supergęstych stanów materii.