

*Andrzej Trautman*

Institut Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytet Warszawski  
Warszawa

## Zagadnienie promieniowania grawitacyjnego w pracach Alberta Einsteina \*

### The Problem of Gravitational Radiation in Albert Einstein's Papers

*Abstract:* Albert Einstein's views on the question of gravitational waves and radiation are presented and related to further development in this field of relativistic physics. It appears that four papers by Einstein contain almost all essential ideas and many results on gravitational radiation.

#### 1. Wstęp

Najważniejsze dzieło Alberta Einsteina, ogólna teoria względności, zwana także relatywistyczną teorią grawitacji, weszła na trwałe do fizyki i wywarła głęboki wpływ na rozwój innych działów nauki. Jest ona dobrą, zgodną z obserwacjami i wewnętrznie konsystentną, klasyczną teorią grawitacji. Czynione w przeszłości i ostatnio próby zbudowania innej, relatywistycznej teorii grawitacji, biorą zawsze teorię Einsteina za punkt wyjścia. Modyfikacje te dotyczą zwykle pewnych szczegółów teorii, a nie samych jej podstaw. Żadna z dotychczasowych modyfikacji nie stanowi poważnej konkurencji dla teorii Einsteina.

Szereg wniosków z ogólnej teorii względności (OTW) zostało sprawdzonych przy pomocy obserwacji i doświadczeń. Dobrze znana jest zdumiewająca zgodność przewidywań OTW na temat ruchu perihelionowego planet z obserwacjami ruchu Merkurego. Przewidywana przez teorię zmiana długości fali świetlnej biegnącej w polu grawitacyjnym została nie tylko zaobserwowana w świetle białych karłów, ale także zmierzona w warunkach ziemskich, przy użyciu efektu

\* Artykuł niniejszy zamieszczamy w związku z setną rocznicą urodzin Alberta Einsteina (14. 3. 1879 r.). Ukaże się on także w tłumaczeniu rosyjskim w piśmie *Voprosy istorii jestestvoznaniija i techniki* (Przyp. Red.).

Mössbauera (doświadczenia Pounda i Rebki). Dobrą zgodność z teorią otrzymano również mierząc ugięcie i opóźnienie fal elektromagnetycznych przechodzących w pobliżu Słońca; zjawiska te są wywołane wpływem pola grawitacyjnego na rozchodzenie się fal. Trudno mówić o ilościowym potwierdzeniu przez obserwacje przewidywań kosmologii relatywistycznej, jednak obserwowana ekspansja Wszechświata („ucieczka galaktyk”) i szczątkowe promieniowanie mikrofalowe są jakościowo zgodne z modelami Friedmanna, otrzymanymi jako rozwiązania równań Einsteina dla Wszechświata.

Czarne dziury i promieniowanie grawitacyjne są najciekawszymi przewidywaniami klasycznej OTW. Jak wiadomo, czarne dziury są to gwiazdy, które w wyniku kurczenia się pod wpływem sił grawitacyjnych osiągnęły tak małe rozmiary, że silne pole grawitacyjne na ich powierzchni uniemożliwia wydostawanie się światła na zewnątrz. Jest bardzo prawdopodobne, że takie czarne dziury występują licznie we Wszechświecie i że zostały już zaobserwowane jako składniki pewnych układów podwójnych (np. Cyg X-1). Inaczej jest z promieniowaniem grawitacyjnym: mimo licznych prób jego wykrycia, zapoczątkowanych pionierskimi pracami J. Webera, nie udało się dotychczas odebrać na Ziemi impulsów fal grawitacyjnych, jakie prawdopodobnie przychodzą do nas z Kosmosu. Te negatywne wyniki powinny być spodziewane i wcale nie świadczą przeciwko promieniowaniu grawitacyjnemu. Ich przyczyną jest to, że konstruowane dotychczas detektory fal grawitacyjnych nie były dostatecznie czułe: natężenie promieniowania grawitacyjnego, wysyłanego przez takie źródła jak ciasne gwiazdy podwójne, zderzenia gwiazd neutronowych i wybuchy supernowych (poza naszą Galaktyką), nie jest dość duże, aby mogło być wykryte przez „antenę” w postaci aluminiowego walca w temperaturze pokojowej. Dopiero zastosowanie następnej generacji detektorów, wykorzystujących anteny pracujące w niskiej temperaturze (W. Fairbank i W. Hamilton) lub monokryształy o dużej dobroci (W. B. Braginskii), stwarza nadzieje na otrzymanie pozytywnych wyników.

Teoria promieniowania grawitacyjnego, zapoczątkowana przez Einsteina w 1916 r., została w ciągu kilkunastu ostatnich lat poważnie rozwinięta. Znalaziono nowe, ściśle rozwiązania równań Einsteina, reprezentujące proste fale grawitacyjne. Rozwinięto także różne metody przybliżone obliczania wielkości i rozkładu promieniowania grawitacyjnego, jego wpływu na ruch materii i oddziaływania z polem elektromagnetycznym. Ostatnio, metody te zostały skrytykowane jako nie dość ściśle [5]. Panuje przekonanie, że przybliżone metody rachunkowe stosowane do analizy promieniowania grawitacyjnego są istotnie niedoskonałe, ale dają dobre pojęcie o charakterze zjawisk i rzędach wielkości [6, 7]. W każdym razie, zagadnienie promieniowania grawitacyjnego jest ciągle aktualne, zarówno jako przedmiot poszukiwań eksperymentatorów jak i badań teoretyków. Obchodzona w 1979 roku setna rocznica urodzin Alberta Einsteina skłania do ponownego studiowania jego twórczości naukowej. Prace Einsteina na temat promieniowania grawitacyjnego są niezbyt liczne, ale godne najwyższej uwagi, gdyż zawierają w załączku wszystkie niemal idee,

metody i kontrowersje, jakie później rozwinęły się w związku z tym pojęciem. Są to mianowicie następujące prace, których dane bibliograficzne znajdują się na końcu artykułu:

*Przybliżone całkowicie równań pola grawitacyjnego* [1],

*O falach grawitacyjnych* [2],

*O falach grawitacyjnych* (współautor: N. Rosen) [3],

*Równania grawitacyjne i zagadnienie ruchu* (współautorzy: L. Infeld i B. Hoffmann) [4].

Ścisłe mówiąc, ostatnia z wymienionych tu prac dotyczy przybliżonej metody znajdowania równań ruchu, a nie samego promieniowania grawitacyjnego, choć zawiera uwagi na ten temat. Odegrała ona ważną rolę w rozwoju metod przybliżonych teorii grawitacji oraz w dyskusjach na temat istnienia promieniowania i roli układu odniesienia.

## 2. Metody przybliżone

Einsteinowskie równania pola grawitacyjnego stanowią skomplikowany układ dziesięciu nieliniowych równań cząstkowych; ponadto, równania te nie są niezależne, gdyż ich lewe strony spełniają pewne tożsamości różniczkowe (tzw. zwężone tożsamości Bianchiego). W związku z tym ścisłe rozwiązania tych równań udaje się znaleźć tylko w szczególnych przypadkach, przy odpowiednich, mocnych założeniach o geometrii czasoprzestrzeni. Większość fizycznie interesujących wniosków wyciąga się na podstawie rachunków przybliżonych, rozpatrując niewielkie zaburzenia w stosunku do znanego tła.

Wkrótce po ostatecznym sformułowaniu równań OTW, Einstein zarysował ogólną metodę przybliżonego ich rozwiązywania [1]. Polega ona na tym, że tensor metryczny czasoprzestrzeni z grawitacją,  $g_{\mu\nu}$ , przedstawia się w postaci sumy  $\eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}$  tensora Minkowskiego  $\eta_{\mu\nu}$  i małej poprawki  $h_{\mu\nu}$ . Występująca w OTW duża swoboda w wyborze układu współrzędnych powoduje, że potencjały grawitacyjne  $h_{\mu\nu}$  można poddawać przekształceniom cechowania: potencjały

$$h'_{\mu\nu} = h_{\mu\nu} + a_{\mu,\nu} + a_{\nu,\mu} \quad (1)$$

opisują tę samą geometrię i fizykę, co  $h_{\mu\nu}$ . (Tutaj  $\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$ ;  $a_{\mu,\nu} = = \partial a_{\mu} / \partial x^{\nu}$ ; stosować będziemy także inne, powszechnie przyjęte w OTW umowy i oznaczenia, por. [8]). Wprowadzając

$$\gamma_{\mu\nu} = h_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\eta_{\mu\nu}\eta^{\sigma\sigma}h_{\sigma\sigma}$$

można tak wybrać współrzędne (cechowanie), aby

$$\gamma^{\mu\nu}{}_{,\nu} = 0. \quad (2)$$

Wstawiając

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu} \quad (3)$$

do równania Einsteina

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = \frac{8\pi k}{c^4}T_{\mu\nu}, \quad (4)$$

pomijając czony nieliniowe względem  $h$  i uwzględniając (2), otrzymuje się równanie falowe względem  $\gamma_{\mu\nu}$ ,

$$\square\gamma_{\mu\nu} = \frac{16\pi k}{c^4}T_{\mu\nu}. \quad (5)$$

Einstein rozwiązuje to równanie przy pomocy potencjału opóźnionego [1],

$$\gamma_{\mu\nu}(t, \mathbf{r}) = -\frac{4k}{c^4} \int \frac{T_{\mu\nu}(t - R/c, \mathbf{r}')}{R} dV', \quad R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|, \quad (6)$$

i zauważa, że na mocy prawa zachowania energii-pędu szczególnej teorii względności,

$$T^{\mu\nu}_{,\nu} = 0 \quad (7)$$

rozwiązanie (6) spełnia warunek cechowania (2). W tej samej pracy Einstein rozpatruje słabe, płaskie fale grawitacyjne i stwierdza, że rozechodzą się one z prędkości światła  $c$ . Dla fali biegnącej w kierunku osi  $x$  można założyć  $\gamma_{\mu\nu} = \alpha_{\mu\nu}f(x - ct)$ , gdzie  $\alpha_{\mu\nu}$  jest tensorem polaryzacji. Funkcje te spełniają równanie (5) z  $T_{\mu\nu} = 0$ , natomiast równanie (2) daje proste związki między składowymi  $\alpha_{\mu\nu}$ . Wstawiając następnie  $\gamma_{\mu\nu}$  do wzoru na tzw. pseudotensor energii-pędu pola grawitacyjnego  $t_{\mu\nu}$  dochodzi Einstein do wniosku, że wkład do energii fali płaskiej dają jedynie składowe  $\alpha_{22}$ ,  $\alpha_{23}$  i  $\alpha_{33}$ , tzn. składowe poprzeczne wobec kierunku propagacji fali. Ostatni rozdział pracy poświęcony jest obliczeniu energii, traconej przez układ pod postacią fal grawitacyjnych. Punktem wyjścia jest rozwiązanie (6) w strefie falowej, tzn. na odległościach dużych w stosunku do rozmiarów układu promieniującego i długości fali. W obszarze tym rozwiązanie jest w przybliżeniu falą płaską, a więc wystarcza obliczyć składowe przestrzenne  $\gamma_{ij}$  ( $i, j = 1, 2, 3$ ) tensora potencjału grawitacyjnego. Oznaczając przez  $\rho(t, \mathbf{r})$  gęstość masy układu, mamy w przybliżeniu  $T_{00} = \rho c^2$ , a na podstawie (7) otrzymuje się

$$\int T_{ij} dV = \frac{1}{2} \frac{d^2 J_{ij}}{dt^2} = \frac{1}{2} \ddot{J}_{ij},$$

gdzie

$$J_{ij} = \int \rho x_i x_j dV$$

jest tensorem drugich momentów układu. W strefie falowej, istotne składowe rozwiązania (6) przyjmują postać

$$\gamma_{ij}(t, \mathbf{r}) = -\frac{2k}{c^4} \frac{\ddot{J}_{ij}(t - r/c)}{r}. \quad (8)$$

W następnym kroku Einstein popełnia błąd rachunkowy: zaniedbuje różnicę między  $h_{\mu\nu}$  i  $\gamma_{\mu\nu}$ , co prowadzi do nieprawidłowego wyrażenia na promieniowaną moc. Zauważa on, że moc ta jest znikomo mała we wszystkich sytuacjach fizycznych, jakie można sobie wyobrazić, ale równocześnie podkreśla znaczenie promieniowania grawitacyjnego dla podstaw fizyki. Mówi mianowicie, że ruchowi elektronów wewnątrz atomów powinno towarzyszyć nie tylko promieniowanie elektromagnetyczne, ale i grawitacyjne. Ponieważ w przyrodzie tego się nie obserwuje — istnieją stabilne atomy — więc teoria kwantów powinna zmodyfikować nie tylko elektrodynamikę Maxwella, ale także nową, relatywistyczną teorię grawitacji.

Ta ostatnia uwaga jest ważna, gdyż wynika z niej, że Einstein już w 1916 roku widział potrzebę zbudowania kwantowej teorii grawitacji. Zadanie to fizycy-teoretycy podjęli właściwie dopiero w latach pięćdziesiątych i sześćdziesiątych. Mimo wielu prób i pewnego postępu, nie sformułowano dotychczas w pełni zadowalającej, kwantowej teorii grawitacji i czasoprzestrzeni.

W ostatnim, uzupełniającym ustępie pracy Einstein wyjaśnia dlaczego składowe  $\gamma_{\mu\nu}$  fali płaskiej, inne niż  $\gamma_{22}$ ,  $\gamma_{23}$  i  $\gamma_{33}$ , nie niosą energii. Chodzi o to, że jedynie składowe poprzeczne względem kierunku propagacji opisują prawdziwe pole fali grawitacyjnej. Pozostałe odpowiadają polu pozornemu, wywołanemu jak gdyby drgającym układem współrzędnych.

W 1918 roku Einstein opublikował pracę [2], która ma już „fale grawitacyjne” w tytule. Zawiera ona rozwinięcie wyników poprzedniej pracy i usuwa wspomniany błąd w obliczeniu mocy promieniowania. Błąd ten był spowodowany tym, że w podstawowym artykule na temat OTW [9] Einstein ograniczał dowolność współrzędnych warunkiem  $g = \det(g_{\mu\nu}) = -1$ . Rozwiązanie falowe (6) tego warunku nie spełnia, gdyż  $\eta^{\mu\nu}\gamma_{\mu\nu} \neq 0$ . Obliczając strumień energii słabej fali płaskiej, dochodzi on do wniosku, że składowe poprzeczne tensora  $a_{\mu\nu}$  wpływają na ten strumień za pośrednictwem wyrażenia  $(a_{22} - a_{33})^2 + 4a_{23}^2$ , co oznacza, iż fala płaska ma dwa polaryzacyjne stopnie swobody, podobnie jak to jest w elektrodynamice. Otrzymany przez Einsteina wzór na całkowitą moc promieniowaną w postaci fal grawitacyjnych przez układ izolowany różni się o czynnik  $1/2$  od wyniku prawidłowego, danego wzorem

$$P = \frac{k}{5c^5} \left( \ddot{J}_{ij}^2 - \frac{1}{3} \ddot{J}_{ii}^2 \right). \quad (9)$$

Jako pierwszy zwrócił uwagę na tę drobną omyłkę Eddington, stosując przybliżony rachunek Einsteina do obliczenia promieniowania wysyłanego przez obracający się pręt [10]. Einstein podkreśla, że strumień promieniowania jest nieujemny, a więc układ w każdym kierunku traci energię; tym bardziej  $P \geq 0$ . Ponadto, prawidłowy wynik (9), w przeciwieństwie do tego, co było przedstawione w pracy [1], nie dopuszcza promieniowania w przypadku ścisłej symetrii kulistej: jeśli  $J_{ij} = \frac{1}{3} \delta_{ij} J_{kk}$ , to  $P = 0$ . Osobny rozdział pracy dotyczy wpływu fal grawitacyjnych na układy mechaniczne. Einstein przedstawia załączek teorii detekcji fal grawitacyjnych, tak ważnej z punktu widzenia obecnych

poszukiwań obserwacyjnych. Odpowiadając na krytyczną pracę Levi — Civity [11], wyjaśnia fizyczne znaczenie pseudotensora energii-pędu pola grawitacyjnego  $t_{\mu\nu}$ . Co prawda wielkości  $t_{\mu\nu}$  nie są składowymi tensora, ale ze względu na prawo zachowania

$$(\sqrt{-g}(T^{\mu\nu} + t^{\mu\nu}))_{,\nu} = 0$$

można przypisać sens fizyczny pewnym całkom ze składowych  $t_{\mu\nu}$ . Np. strumień „wektora” ( $t^{01}, t^{02}, t^{03}$ ) przez powierzchnię otaczającą układ ciał wyznacza wielkość energii traconej przez ten układ w ciągu sekundy.

Wyniki otrzymane przez Einsteina w omówionych tu pracach z 1916 i 1918 roku zostały nieco rozwinięte i uściślone przez Weyla i Eddingtona, ale na istotny postęp trzeba było czekać aż do późnych lat trzydziestych, kiedy Einstein ponownie podjął, wraz ze współpracownikami, temat fal i promieniowania grawitacyjnego.

Praca Einsteina, Infelda i Hoffmanna z 1938 roku [4] zapoczątkowała nowy kierunek przybliżonego traktowania zagadnień ruchu i promieniowania. Równoległe do Einsteina podobną metodę przybliżoną opracował V. A. Fock [12, 13] wraz ze swoimi uczniami. Metoda EIH jest dostosowana do powolnych ruchów i słabych pól grawitacyjnych. Jej ważną zaletą jest to, że w pierwszym kroku rachunkowym prowadzi do potencjałów i ruchów newtonowskich. Własności tej nie posiada teoria zlinearyzowana, oparta na równaniach (2), (5) i (7). Np. dla materii w postaci pyłu, równanie (7) przewiduje ruch swobodny, bez oddziaływania grawitacyjnego. W metodzie EIH i Focka rozwija się pole grawitacyjne  $\gamma_{\mu\nu}$  w szereg względem potęg  $\lambda = 1/c$ . Patrząc na rozwiązanie (6) i uwzględniając to, że dla pyłu

$$T_{00} = \rho c^2 (u_0)^2 \cong \rho c^2, \quad \text{gdzie} \quad u_\mu = dx_\mu/ds,$$

$$T_{0j} = \rho c^2 u_0 u_j \cong \rho c v_j, \quad \text{gdzie} \quad v_j = dx_j/dt,$$

$$T_{ij} = \rho c^2 u_i u_j \cong \rho v_i v_j,$$

otrzymuje się następujące rozwinięcia

$$\gamma_{00} = \lambda^2 \gamma_{00} + \lambda^4 \gamma_{00} + \lambda^5 \gamma_{00} + \dots$$

$$\gamma_{0j} = \lambda^3 \gamma_{0j} + \lambda^5 \gamma_{0j} + \lambda^6 \gamma_{0j} + \dots$$

$$\gamma_{ij} = \lambda^4 \gamma_{ij} + \lambda^5 \gamma_{ij} + \lambda^6 \gamma_{ij} + \dots$$

Podstawiając je do równań Einsteina (4) i uwzględniając  $x^0 = ct$ , otrzymuje się ciąg równań, które należy po kolei rozwiązywać; np.

$$\Delta \gamma_{00} = 16\pi k \frac{T_{00}}{2}$$

Założenie o powolności ruchów i słabej zależności pól od czasu oznacza, że pochodna  $\partial \gamma_{\mu\nu} / \partial t$  jest rzędu  $m+1$ . W związku z tym nie tylko równanie względem  $\gamma_{00}$ , ale wszystkie równania EIH mają postać równań Poissona ze źródłem

zależnym od tensora energii-pędu oraz pól niższego rzędu. Einstein, Infeld i Hoffmann uzupełniają swój schemat rachunkowy założeniem, że pola  $\gamma_{\mu\nu}$  odpowiadają „falom stojącym”, a nie „opóźnionym”, jak to się przyjmuje w elektrodynamice i w liniowej teorii grawitacji. Dokładniej, w pracy [4] zakłada się, że rozwinięcia  $\gamma_{00}$  i  $\gamma_{ij}$  zawierają tylko parzyste, a rozwinięcie  $\gamma_{0j}$  — tylko nieparzyste potęgi  $\lambda$ . Człony o przeciwnej parzystości nazywa się promienistymi. Jakkolwiek ani w pracy EIH, ani w dwóch późniejszych pracach Einsteina i Infelda na temat równań ruchu nie rozpatruje się zagadnienia promieniowania grawitacyjnego, zapoczątkowana przez Einsteina nowa metoda przybliżeń odegrała dużą rolę w dalszym rozwoju teorii promieniowania oraz zainspirowała wiele prac i dyskusji na ten temat. Dość przypomnieć, iż Infeld i Scheidegger przez długi czas uważali, że promieniowanie grawitacyjne nie istnieje, gdyż człony promieniste można rzekomo usunąć przez przekształcenie współrzędnych. Krótki zarys historii tego zagadnienia można znaleźć w artykule autora [14].

### 3. Rozwiązania ścisłe

Dopiero w połowie lat trzydziestych podejmuje Einstein, wspólnie z N. Rosenem, próbę znalezienia ścisłych, falowych rozwiązań grawitacji [3]. Jedyne dwie wcześniejsze prace [15] na ten sam temat nie były Einsteinowi znane. Początkowo autorzy stawiają sobie zadanie znalezienia ścisłych fal płaskich, zakładając element długości postaci

$$A(dt^2 - dx^2) - Bdy^2 - Cdz^2, \quad (10)$$

gdzie  $A$ ,  $B$  i  $C$  są dodatnimi funkcjami  $t$  i  $x$ . Okazuje się, że jeśli tylko czasoprzestrzeń nie jest płaska, to na mocy równań pola istnieją punkty, w których przynajmniej jedna z funkcji  $A$ ,  $B$  lub  $C$  znika. Wynikające stąd znikanie wyznacznika  $g = -A^2BC$  Rosen interpretuje jako istotną osobowość i dochodzi do wniosku o nieistnieniu w OTW fal płaskich o skończonej amplitudzie [16]. H. P. Robertson [17] zaproponował natomiast, aby metrykę (10) zinterpretować jako pole o symetrii walcowej, utożsamiając  $y$  z kątem  $\varphi$ , a  $x$  — ze współrzędną radialną  $\varrho$ . Występujące w rozwiązaniach osobliwości można „umieścić” na osi  $z$  (tzn. przy  $x = \varrho = 0$ ) i związać ze znajdującymi się tam źródłami. Oczywiście, wyidealizowane, skoncentrowane na osi  $z$  źródła prowadzą do metryki osobliwej na osi  $z$ , podobnie, jak to jest w elektrostatyce odnośnie potencjału. W ten sposób Einstein i Rosen odkryli nowe ścisłe rozwiązania równań grawitacji — fale cylindryczne. Pokazali oni, że fale „biegnące” (wychodzące) nie mogą być okresowe, gdyż stały przepływ energii grawitacyjnej na zewnątrz powoduje zmiany wiekowe w źródłach zlokalizowanych na osi  $z$ . Mogą natomiast występować stojące fale okresowe. Wyniki te pokazują istotną różnicę między zlinearyzowaną i pełną teorią grawitacji: rozwiązanie (6) równań liniowych (5) może być równocześnie falą wychodzącą (opóźnioną) i okre-

sową. Nieliniowe człony w równaniach Einsteina (4) opisują oddziaływanie pola grawitacyjnego ze sobą i zapewniają ściśle przestrzeganie bilansu energetycznego przez układ materia-ważka-pole grawitacyjne.

Praca Einsteina i Rosena zapoczątkowała bujny rozwój badań nad ścisłymi rozwiązaniami równań grawitacji i geometrią fal grawitacyjnych. Przede wszystkim, Bondi, Pirani i Robinson [18], a także niezależnie od nich inni autorzy, odkryli istnienie ścisłych, nieosobliwych płaskich fal grawitacyjnych. Okazało się, że fale te nie dopuszczają globalnego układu współrzędnych, w którym metryka ma postać (10). Można je natomiast zawsze przedstawić w postaci

$$(a(t-x)(y^2-z^2)+2b(t-x)yz)(dt-dx)^2+dt^2-dx^2-dy^2-dz^2,$$

gdzie  $a$  i  $b$  są dowolnymi funkcjami. R. Penrose [19] wyjaśnił fizyczne przyczyny „osobliwości” pojawiających się w tensorze metrycznym fali płaskiej w ujęciu Rosena. Wiązą się one z tym, że fala płaska działa jak idealnie astygmatyczna soczewka. Promienie świetlne i cząstki przechodzące przez taką falę ulegają odchyleniu. Cząstki poruszające się równoległe do siebie przed spotkaniem z falą mają zbieżne lub rozbieżne trajektorie po przejściu przez falę; ich linie świata mogą się przeciąć. Uniemożliwia to wprowadzenie układu współrzędnych zgodnego z (10) w całej czasoprzestrzeni zawierającej płaską falę grawitacyjną. Inaczej mówiąc, osobliwości odkryte przez Einsteina i Rosena dotyczą sposobu opisu, a nie samej geometrii i fizyki zjawiska.

Uogólniając własności fal płaskich i stosując metody opracowane przy ich analizie udało się znaleźć obszerne klasy rozwiązań równań Einsteina. Okazało się, że fale płaskie są ważnym przykładem tzw. rozwiązań algebraicznie szczególnych, według klasyfikacji pól grawitacyjnych, zapoczątkowanej przez A. Z. Pietrowa [20]. Analiza pól algebraicznie szczególnych doprowadziła do odkrycia prostych fal wychodzących [21] oraz metryki Kerra [22], opisującej pole grawitacyjne i geometrię na zewnątrz czarnej dziury z momentem pędu.

#### 4. Zakończenie

Jak widać z tego pobieżnego przeglądu, prace Einsteina na temat promieniowania grawitacyjnego, choć niezbyt liczne, zawierały w załączku niemal wszystkie najważniejsze idee i wyniki, rozwinięte później w bardzo obszernej literaturze lat 1955—75. Einstein sformułował podstawy obu przybliżonych metod stosowanych w teorii promieniowania: metody EIH oraz metody „przybliżenia szybkiego ruchu”, której pierwszym krokiem jest liniowa teoria grawitacji. Einstein znalazł słabe, płaskie fale grawitacyjne, stwierdził, że są one poprzeczne i mogą nieść energię. Odróżnił prawdziwe, fizyczne fale od pozornych, związanych z dowolnością współrzędnych krzywoliniowych. Odkrył także kwadrupolowy charakter promieniowania grawitacyjnego i obliczył wielkość mocy wysyłanej pod postacią fal grawitacyjnych przez izolowany układ ciał. Bardzo ważna była lakoniczna uwaga Einsteina o potrzebie uwzględnie-

nia efektów kwantowych w dziedzinie grawitacji. Poszukując płaskich i cylindrycznych fal grawitacyjnych o dowolnej amplitudzie, Einstein przyczynił się do wzmożenia zainteresowania pełnym układem nieliniowych równań pola i wyjaśnienia wielu ważnych jego własności. Dyskusja na temat osobliwości pojawiających się w rozwiązaniach przedstawiających fale płaskie przyczyniła się do rozpowszechnienia wśród fizyków pojęć nowoczesnej geometrii różniczkowej. Wreszcie, co jest najważniejsze z punktu widzenia fizyki, einsteinowskie przekonanie o istnieniu fal grawitacyjnych doprowadziło do rozwinięcia programu eksperymentalnego, zmierzającego do ich wykrycia.

#### Bibliografia \*

- [1] A. Einstein, *Sitzungsber. preuss. Akad. Wiss.* **1**, 688—696 (1916) {41}.
- [2] A. Einstein, *ibid.* **1**, 154—167 (1918) {49}.
- [3] A. Einstein, N. Rosen, *J. Franklin Inst.* **223**, 43—54 (1937) {116}.
- [4] A. Einstein, L. Infeld, B. Hoffmann, *Ann. Math.* **39**, 65—100 (1938) {117}.
- [5] J. Ehlers et al., *Astrophys J.* **208**, 77—81 (1976) L.
- [6] N. M. Petrova, I. W. Sandina, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **217**, 319—321 (1974).
- [7] W. L. Burke, *Ann. N. Y. Acad. Sci.* **302**, 557—564 (1977).
- [8] L. D. Landau, E. M. Lifszyc, *Teoria pola*, 6 wyd., Izd. Nauka, Moskwa 1973.
- [9] A. Einstein, *Ann. Phys.* **49**, 769—822 (1916) {38}.
- [10] A. S. Eddington, *Proc. Roy. Soc. (London)* **A102**, 268 (1922).
- [11] T. Levi-Civita, *Rend. Accad. Lincei* **26**, 381 (1917).
- [12] V. A. Fock, *Žurn. Eksper. Teor. Fiz.* **9**, 375 (1939).
- [13] V. A. Fock, *Teorija prostranstwa, wriemieni i tiagotienija*, GITTL, Moskwa 1955.
- [14] A. Trautman, artykuł w zbiorze *Leopold Infeld. His Life and Scientific Work* (pod redakcją E. Infelda), PWN, Warszawa 1978.
- [15] H. Brinkman, *Proc. US Nat. Acad. Sci.* **9**, 1 (1923); O. R. Baldwin, G. B. Jeffery, *Proc. Roy. Soc. (London)* **A111**, 95—104 (1926).
- [16] N. Rosen, *Phys. Zts. der Sowjetunion* **12**, 366 (1937).
- [17] Informację na ten temat można znaleźć w pracy: N. Rosen, *Helv. Phys. Acta*, Suppl. IV, 171 (1956).
- [18] H. Bondi, F. A. E. Pirani, I. Robinson, *Proc. Roy. Soc. (London)* **A251**, 519—533 (1959).
- [19] R. Penrose, *Rev. Mod. Phys.* **37**, 215—220 (1965).
- [20] A. Z. Pietrow, *Kazan Gos. Uniw. Učen. Zap.* **114**, nr 8, 55 (1954).
- [21] I. Robinson, A. Trautman, *Proc. Roy. Soc. (London)* **A265**, 463—473 (1962).
- [22] R. Kerr, *Phys. Rev. Lett.* **11**, 237—238 (1963).

\* Liczba w nawiasie { } oznacza numer pracy Einsteina w radzieckim, czterotomowym wydaniu jego dzieł (A. Einstein, *Sobranie Naucznych Trudow*, Izd. Nauka, Moskwa 1965—67.)