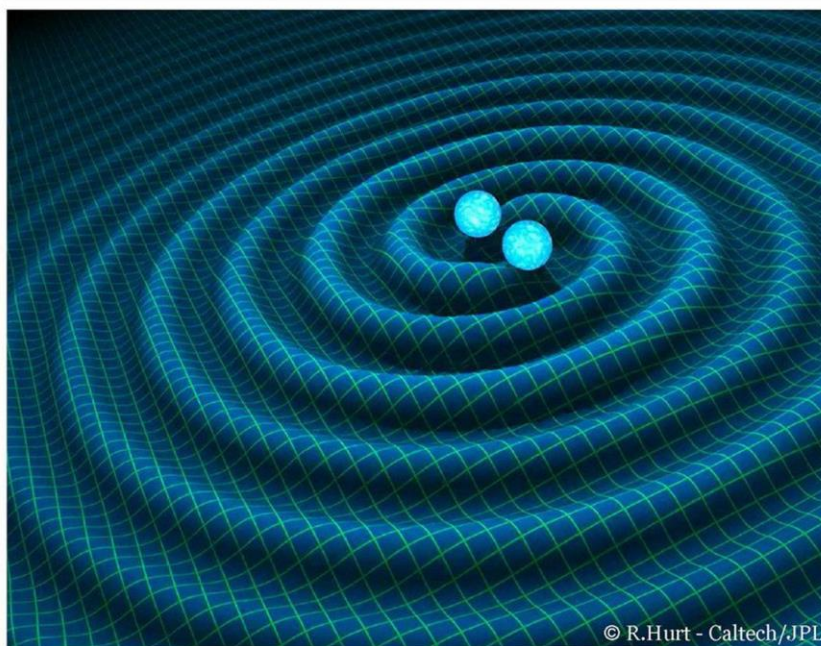


Foton

132
Wiosna
2016

Pismo dla nauczycieli i studentów fizyki oraz uczniów

INSTYTUT FIZYKI  UNIwersYTET JAGIELLOŃSKI
SEKCJA NAUCZYCIELSKA POLSKIEGO TOWARZYSTWA FIZYCZNEGO

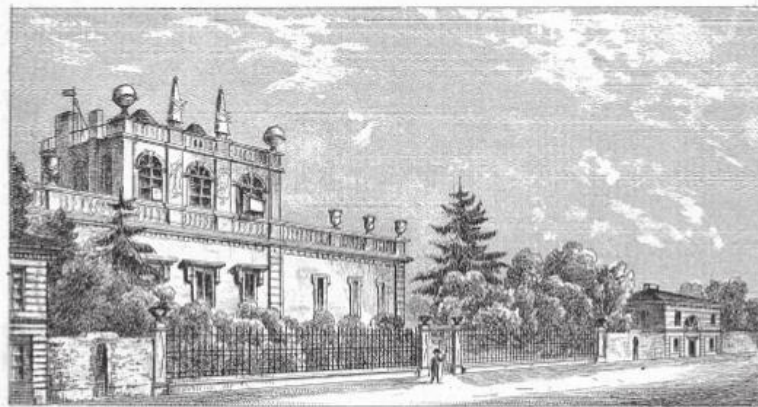


© R.Hurt - Caltech/JPL

Fale grawitacyjne
Jedność matematyki i fizyki teoretycznej
Jak powstała Ogólna Teoria Względności
Paradoks ujemnej temperatury
Dyfrakcja fal na sieciach przestrzennych



Jan Chrzciciel Władysław Śniadecki (1756–1830),
polski astronom, matematyk, filozof, geograf, pedagog,
krytyk literacki i teoretyk języka, autor kalendarzy i poeta



Ogród botaniczny i Obserwatorium w Krakowie.

Collegium Śniadeckiego w Ogrodzie Botanicznym
(fot. W. Maliszewski, ok. 1865, MHK-Fs 978/IX)



Sukces fizyki

Fizycy mają powody do ogromnej satysfakcji. Zarejestrowano fale grawitacyjne. To tryumf fizyki teoretycznej i doświadczalnej. Dowód na potęgę teorii, spekulacji opartych na wyrafinowanej matematyce. Ogólna Teoria Względności, czyli teoria grawitacji zaproponowana przez Einsteina w 1916 roku, przewidywała istnienie fal grawitacyjnych. Fizycy teoretycy, którzy rozwijali OTW, wiedzieli, że fale grawitacyjne to rozchodzące się deformacje czasoprzestrzeni, niosące informacje o wydarzeniach z początków Wszechświata, które częściowo znane były już z obserwacji astronomicznych. Zdawali sobie sprawę, że mogą one być bardzo słabe. Pomimo to setki fizyków od wielu lat cierpliwie czekało w laboratoriach na sygnał tych fal. Odebranie go było możliwe dzięki niebywalej precyzji detektorów LIGO, czyli laserowych interferometrów.

To sukces optyków, fizyków atomowych oraz inżynierów. W czterokilometrowym tunelu zmierzyć odkształcenie rzędu tysięcznej średnicy protonu – to wręcz niewyobrażalne! A jednak udało się! Astrofizycy dostali sprawdzone narzędzie do badania historii Wszechświata. Temu tematowi poświęcono kilka artykułów w bieżącym *Fotonie*. Możecie się Państwo zapoznać dokładniej z detekcją fal grawitacyjnych (artykuł S. Szybki). Przedstawiamy też historię powstania OTW (artykuł E. Malca) oraz artykuł A. Staruszkiewicza o jedności matematyki i fizyki teoretycznej. Zaawansowanym Czytelnikom polecamy artykuł studenta Wydziału Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej UJ, N. Spisaka, o ujemnych temperaturach.

Specjalnie dla *Fotonu* były rektor Uniwersytetu Jagiellońskiego, polonista, profesor F. Ziejka, napisał artykuł dotyczący historii UJ i naszego Instytutu Fizyki. Polecamy artykuły dydaktyczne, szczególnie naszego stałego autora J. Gintera o dyfrakcji fal elektromagnetycznych na sieciach przestrzennych. Ku wygodzie Państwa zdecydowaliśmy się na zamieszczenie klasycznych, by nie rzec kanonicznych, olimpijskich zadań z fizyki, już kiedyś publikowanych (T. Molenda). Jak zwykle zamieszczamy bieżące komunikaty i sprawozdania.

Z przyjemnością informujemy, że w etapie wojewódzkim tegorocznego Małopolskiego Konkursu z Fizyki dla gimnazjalistów wzięło udział ponad 200 uczniów, zachęconych do tego przez swoich nauczycieli fizyki. Jest szansa, iż w badaniach Wszechświata, podobnie jak do tej pory, nie zabraknie w przyszłości polskich fizyków.

Z.G-M



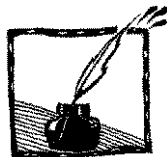
Contents

| | |
|--|----|
| Successful physics | |
| <i>Zofia Gołab-Meyer</i> | 1 |
| The first direct detection of gravitational waves | |
| <i>Sebastian J. Szybka</i> | 4 |
| Mathematicians and theoretical physics | |
| <i>Andrzej Staruszkiewicz</i> | 7 |
| How the General Theory of Relativity was born | |
| <i>Edward Malec</i> | 13 |
| The paradox of negative temperature and the Marx's theory | |
| <i>Natanael Spisak</i> | 16 |
| Atomic nuclei spontaneously break the time-reversal symmetry | |
| <i>Ernest Grodner, Julian Srebrny, Urszula Rybicka</i> | 26 |
| From Krakus Mound to Zakrzówek – about peregrinations of astronomers and physicists in Kraków | |
| <i>Franciszek Ziejka</i> | 30 |
| Diffraction of electromagnetic waves on 3D crystal structures | |
| <i>Jerzy Ginter</i> | 43 |
| Velocity of a ball rolling down the inclined plane | |
| <i>Tadeusz M. Molenda</i> | 50 |
| Physics Education XLIII Meeting of Polish Physicist | |
| <i>Edward Rydygier</i> | 57 |
| Announcements | |
| GIREP 2016 in Kraków..... | 61 |
| Science on Stage 2016..... | 62 |
| III Polish Contest on Crystals Growth | |
| <i>Aneta Szczygielska</i> | 63 |



Spis treści

| | |
|---|----|
| Sukces fizyki | |
| <i>Zofia Gołąb-Meyer</i> | 1 |
| Pierwsza bezpośrednia detekcja fal grawitacyjnych | |
| <i>Sebastian J. Szybka</i> | 4 |
| Dlaczego konieczne jest odbudowanie dawniej istniejącej jedności matematyki i fizyki teoretycznej | |
| <i>Andrzej Staruszkiewicz</i> | 7 |
| Jak powstała Ogólna Teoria Względności | |
| <i>Edward Malec</i> | 13 |
| Paradoks ujemnej temperatury i teoria Marksa | |
| <i>Natanael Spisak</i> | 16 |
| Jądra atomowe spontanicznie łamią symetrię odwracania czasu | |
| <i>Ernest Grodner, Julian Srebrny, Urszula Rybicka</i> | 26 |
| Z Kopca Krakusa na Zakrzówek – o „wędrówkach” po Krakowie astronomów i fizyków | |
| <i>Franciszek Ziejka</i> | 30 |
| Dyfrakcja fal elektromagnetycznych na sieciach przestrzennych | |
| <i>Jerzy Ginter</i> | 43 |
| Prędkość kulki staczającej się z równi pochyłej | |
| <i>Tadeusz M. Molenda</i> | 50 |
| Refleksje pozjazdowe. Kielce 2015 | |
| <i>Edward Rydygier</i> | 57 |
| Komunikaty | |
| GIREP 2016 w Krakowie | 61 |
| Fizyka na Scenie 2016 | 62 |
| III Ogólnopolski Konkurs Wzrostu Kryształów dla młodzieży szkolnej | |
| <i>Aneta Szczygielska</i> | 63 |



Pierwsza bezpośrednia detekcja fal grawitacyjnych

Sebastian J. Szybka

Obserwatorium Astronomiczne UJ

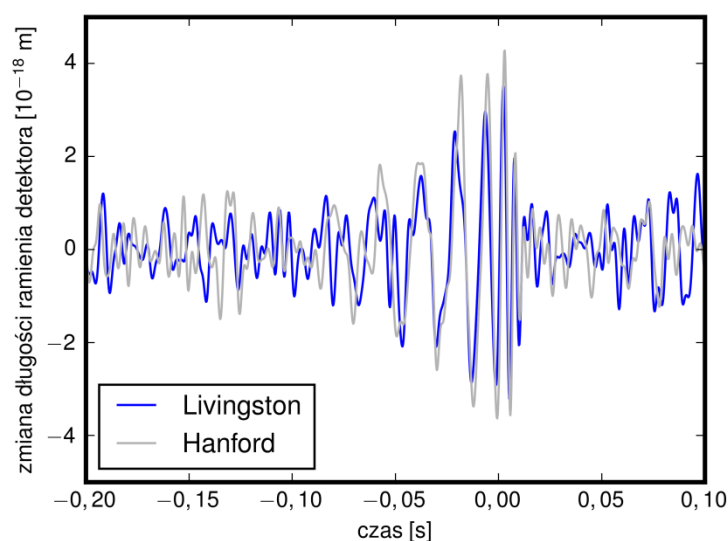
Sto lat temu Albert Einstein opublikował równania pola swojej teorii grawitacji. Teoria Einsteina zakłada, iż czas i przestrzeń stanowią integralną całość zwaną czasoprzestrzenią. Grawitacja to nic innego niż zakrzywienie geometrii czasoprzestrzeni pod wpływem nagromadzonej w niej energii. Einstein, tuż po odkryciu równań pola zauważył, iż zaburzenia geometrii czasoprzestrzeni mogą się propagować, nawet jeśli czasoprzestrzeń nie zawiera materii. W podobny sposób rozprzestrzeniają się fale na powierzchni wody, gdy ktoś wrzuci do niej kamień. Takie rozbiegające się „zmarszczki” czasoprzestrzeni to właśnie fale grawitacyjne.

Obserwacje astronomiczne układu podwójnego gwiazd neutronowych PSR B1913+16 potwierdzają pośrednio istnienie fal grawitacyjnych. Pomimo trwających pół wieku prób, fal tych nie udawało się zaobserwować bezpośrednio na Ziemi. Przełom nastąpił dopiero teraz. Podczas konferencji prasowej, która odbyła się 11 lutego 2016 roku, przedstawiciele projektu LIGO (*the Advanced Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory*) poinformowali o pierwszej bezpośredniej detekcji fal grawitacyjnych. Dokonano jej za pomocą dwóch interferometrów naziemnych znajdujących się w USA. Monitorując za pomocą wiązki światła lasera odległość pomiędzy dwoma zwierciadłami, można zmierzyć odkształcenia czasu i przestrzeni wywołane przez przechodzącą falę grawitacyjną. Daleko od źródła zaburzenia efekt ten jest bardzo subtelny.

14 września 2015 o godz. 9:50:45 UTC fala grawitacyjna, po przebyciu odległości 1,3 mld lat świetlnych, dotarła do detektora LIGO Livingston. 6,9 milisekund później zaobserwowano oscylacje czasoprzestrzeni w odległym o około 3000 km detektorze LIGO Hanford. Chociaż amplituda tych drgań była niezmiernie mała, rzędu tysięcznych części średnicy protonu tzn. 10^{-18} m (rys. 1), to z ich przebiegu udało się odczytać szczegółową informację dotyczącą źródła zaburzeń. Otóż dawno temu w odległej galaktyce dwie czarne dziury o masach 36 i 29 razy większych od masy Słońca i rozmiarach rzędu kilkuset kilometrów zderzyły się ze sobą, tworząc czarną dziurę o masie 62 razy większej od masy Słońca. W trakcie zderzenia trwającego ułamek sekundy, energia równoważna 3 masom Słońca została wypromieniowana w postaci fal grawitacyjnych. Chociaż czarne dziury biorące udział w tym zderzeniu to zaledwie drobinki w kosmicznej skali czarnych dziur (najcięższe czarne dziury mają masę rzędu kilkunastu miliardów mas Słońca), to energia wyemitowana w kulminacyjnej fazie procesu łączenia się tych obiektów przewyższała około 50 razy energię wypro-

mieniowaną w tym czasie przez wszystkie gwiazdy w obserwowalnym Wszechświecie.

W odkryciu dokonanym przez LIGO mają swój udział polscy naukowcy. Zespół LIGO współpracuje ściśle z zespołem naukowym europejskiego detektora fal grawitacyjnych Virgo. Do konsorcjum Virgo przynależy polska grupa Virgo-POLGRAW. Polski zespół pracuje pod kierownictwem prof. Andrzeja Królaka z Instytutu Matematycznego PAN w Warszawie i zajmuje się analizą danych, teoretycznym badaniem emisji fal grawitacyjnych z obiektów astrofizycznych, jak i przygotowaniem wzorców do poszukiwania tych fal w danych z detektorów. Polska grupa brała również udział w budowie interferometru Virgo we Włoszech. Od zeszłego roku do zespołu naukowego Virgo-POLGRAW należy zespół z Uniwersytetu Jagiellońskiego kierowany przez prof. Michała Ostrowskiego z Obserwatorium Astronomicznego. Zespół ten, pracujący wspólnie z grupą dr hab. Andrzeja Kułaka z Katedry Elektroniki AGH, analizuje wpływ fal elektromagnetycznych ekstremalnie niskich częstości (fale te w naturalny sposób powstają na Ziemi) na pomiary detektorów Virgo i LIGO.



Rys. 1. Sygnały z obu detektorów po odfiltrowaniu szumów. Dane z Livingston zostały przesunięte o 6,9 milisekundy w celu łatwiejszego porównania sygnałów. Rysunek został opracowany na podstawie surowych danych upublicznionych przez zespół LIGO (opracowanie własne)

Koncepcje fali grawitacyjnej i czarnej dziury przez dziesiątki lat z wielkim trudem wyłaniały się z gąszczu matematycznych zawłości teorii grawitacji Einsteina. Sam Einstein, po przeprowadzeniu dokładniejszej analizy, wskutek pomyłki przestał wierzyć w ich istnienie. Detekcja fal nie byłaby możliwa bez

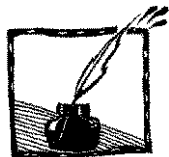
pracy kilku pokoleń fizyków. Praca ta trwa już od 100 lat w wielu ośrodkach naukowych na świecie. Równania Einsteina są przedmiotem badań prowadzonych na Uniwersytecie Jagiellońskim w Zakładzie Astrofizyki Relatywistycznej i Kosmologii OA, w Zakładzie Teorii Względności i Astrofizyki Instytutu Fizyki UJ, a także w innych zakładach. Chociaż fale zaobserwowane w LIGO są bardzo słabe, to ich kształt wynika z niewyobrażalnie gwałtownych procesów zachodzących miliardy lat świetlnych od nas we Wszechświecie. Obserwacja LIGO potwierdziła, iż te procesy przebiegają zgodnie z równaniami, które sto lat temu zaproponował Albert Einstein. Chciałoby się rzec, iż detekcja dokonana w LIGO jest ukoronowaniem 100 lat pracy nad tymi równaniami. Tak właśnie jest, ale to nie koniec tylko początek nowej ery badań Wszechświata.

Prawie cała informacja, jaką dotychczas zdobyliśmy o Wszechświecie, dotarła do nas za pomocą fal elektromagnetycznych. Każdy nasz kolejny krok (począwszy od Galileusza, który spojrział w niebo za pomocą teleskopu, do rozpoczętych w XX wieku obserwacji astronomicznych na innej długości fali niż światło widzialne) prowadził do nieoczekiwanych odkryć, które dogłębnie odmieniały nasz obraz rzeczywistości. Fale grawitacyjne są zupełnie nowym źródłem informacji. Nikt wcześniej nie nasłuchiwał wieści z Kosmosu w ten sposób. Detekcja fal grawitacyjnych otworzyła nam nowe szerokie okno na Wszechświat i jego nieznane dotychczas tajemnice. To odkrycie z całą pewnością zasługuje na Nagrodę Nobla.

Pierwsza wersja tego artykuł została oryginalnie opublikowana na stronie internetowej www.nauka.uj.edu.pl.



Rys. 2. Detektor fal grawitacyjnych LIGO Livingston (źródło: www.ligo.org)



Dlaczego konieczne jest odbudowanie dawniej istniejącej jedności matematyki i fizyki teoretycznej*

Andrzej Staruszkiewicz
Instytut Fizyki UJ

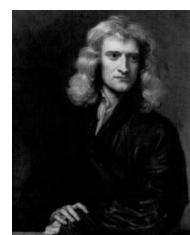
Gdy organizatorzy dzisiejszej uroczystości zwrócili się do mnie z propozycją wygłoszenia referatu, to pierwszą myślą, która przyszła mi do głowy była ta, że większą część mojego naukowego życia przeżyłem jako członek tej samej Rady Wydziału co Rektor Pelczar. Potem matematycy i fizycy UJ utworzyli odrębne Rady Wydziału, co było wydarzeniem smutnym, chociaż pewnie nieuniknionym, to zaś doprowadziło mnie do tematu dzisiejszych rozważań.

Jeszcze stosunkowo niedawno ci sami ludzie potrafili dokonywać wybitnych odkryć zarówno w matematyce, jak i w fizyce teoretycznej. Ustaliła się tradycja, żeby Newtona uważać za fizyka, wszyscy jednak pamiętamy, że był on też jednym z największych matematyków w historii. Euler, przeciwnie, jest uważany przez tradycję za matematyka. Mało kto zdaje sobie sprawę z tego, że Euler był też jednym z największych fizyków. W szczególności, równania różniczkowe zwyczajne $ma = F$, gdzie m jest masą, a przyspieszeniem, a F siłą, które my nazywamy równaniami Newtona, zostały po raz pierwszy napisane przez Eulera. Doniosłość tego odkrycia Eulera polega na tym, że prawda naukowa, którą Newton odkrył i opisał w *Principiach* została ostatecznie zapisana w postaci układu równań różniczkowych zwyczajnych. Tym samym problemy mechaniczne, które Newton rozwiązuje w *Principiach* za pomocą rozumowań geometrycznych, genialnych, ale niedostępnych dla zwykłego śmiertelnika, zostały sprowadzone do problemów czysto analitycznych.

Dzieło Eulera, które można określić jako sprowadzenie mechaniki do analizy, kontynuował Lagrange, też uważany przez tradycję za matematyka. *Mécanique analytique* Lagrange'a, opublikowana równo 100 lat po *Principiach* Newtona, jest miarą osiągniętego postępu. O ile *Principia* są prawie niedostępne dla współczesnego



Leonhard Euler
(1707–1783)



Isaac Newton
(1643–1727)



Joseph Louis
Lagrange
(1736–1813)

* Wykład wygłoszony 21 kwietnia 2007 r. z okazji 70. rocznicy urodzin prof. Andrzeja Pelczara. Roczniki Polskiego Towarzystwa Matematycznego, Seria II: Wiadomości Matematyczne XLIV (2008), za zgodą autora i redakcji WM.



Carl Friedrich Gauss
(1777–1855)

czytelnika¹, o tyle *Méchanique analitique* tylko nieznacznie różni się od tego, co obecnie wyklada się studentom fizyki jako mechanikę.

W XIX wieku mamy wspaniałą postać Gaussa. Znowu mało kto pamięta, że ten wielki matematyk był przez kilkadziesiąt lat dyrektorem Obserwatorium Astronomicznego w Getyndze, a jego prace z kartografii, astronomii, elektryczności i magnetyzmu czynią go jednym z największych przyrodników XIX wieku. W fizyce po dziś dzień jedno z równań Maxwella nazywa się równaniem Gaussa. Na cześć Gaussa nazwano gausem jednostkę gęstości strumienia magnetycznego. Od Gaussa pochodzi też najracjonalniejszy układ jednostek w elektrodynamice, powszechnie używany w podręcznikach fizyki teoretycznej. Wprowadzony następnie przez „praktyków” system SI, prawnie obowiązujący we wszystkich krajach, jest naukowym absurdem, którym niepotrzebnie dręczy się uczniów szkół średnich i studentów fizyki niższych lat.



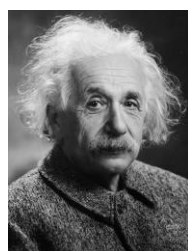
Henri Poincaré
(1854–1912)

Jeszcze na początku XX wieku Poincaré i Hilbert dokonali odkryć, które stanowią trwały wkład w rozwój fizyki teoretycznej. Poincaré odkrył jeszcze przed Einsteinem znaczną część tego zespołu idei, który nosi nazwę Szczególnej Teorii Względności. Mimo to werdykt historii, który zasługę dokonania tego epokowego odkrycia przypisuje Einsteinowi, jest sprawiedliwy. Relacja między Poincaré a Einsteinem jest taka, jak między Wikingami a Kolumbem. Wiadomo obecnie, że Wikingowie byli w Ameryce przed Kolumbem, ale nie zdawali sobie z tego sprawy. Podobnie Poincaré, przypuszczalnie pod wpływem wyznawanej przez siebie filozofii konwencjonalizmu, nie docenił znaczenia własnych odkryć. Obecnie o wkładzie Poincarégo przypomina nam grupa Poincarégo, która jest grupą ruchów czasoprzestrzeni w Szczególnej Teorii Względności.



David Hilbert
(1862–1943)

Wkład Hilberta do rozwoju Ogólnej Teorii Względności był jeszcze donioślejszy. O ile Szczólna Teoria Względności jest czasoprzestrzennym odpowiednikiem Geometrii Euklidesa i jako struktura matematyczna jest strukturą bardzo prostą, o tyle Ogólna Teoria Względności nie jest strukturą prostą. Podstawową trudnością, z którą Einstein zmagał się przez kilka lat było ustalenie prawidłowej postaci równań ruchu dla pola grawitacyjnego. Hilbert wpadł na znakomitą



Albert Einstein
(1879–1955)

¹ Ukazały się polskie tłumaczenia *Principiów*, zob. *Foton* 131.

myśl, że zamiast szukać równań ruchu, należy szukać działania Hamiltona, dla którego równania ruchu są równaniami Lagrange'a-Eulera. Takie postawienie sprawy pozwala od razu dojść do prawidłowej postaci równań ruchu, które Hilbert istotnie otrzymał na 4 dni przed Einsteinem. Jako szczególnie budującą warto podkreślić tę okoliczność, że Hilbert nigdy nie usiłował stwarzać wrażenia, że miał cokolwiek wspólnego z odkryciem Ogólnej Teorii Względności, przeciwnie zawsze podkreślał, że jest to od początku do końca dzieło Einsteina. Jego zasługi zostały jednak docenione przez ludzi zainteresowanych przedmiotem, co wyraża się m.in. tym, że działanie Hamiltona dla pola grawitacyjnego nazywa się powszechnie działaniem Hilberta.

Przykłady powyższe przytoczyłem, żeby zilustrować, co następuje. Matematyka polega na rozwiązywaniu problemów matematycznych, a fizyka teoretyczna jest szczególnie obfitym źródłem takich problemów. Nie ma więc nic dziwnego w tym, że matematycy uczestniczą w rozwiązywaniu tych problemów. Tak było i tak pewnie będzie zawsze. Jednakże aż do początku XX wieku rola matematyków, chociażby tych wyżej wymienionych: Eulera, Lagrange'a, Gaussa, Poincarégo i Hilberta, była znacznie istotniejsza. Oni nie tylko rozwiązywali problemy matematyczne, ale uczestniczyli w tworzeniu tego, co stanowi fizykę teoretyczną.

Ta szczęśliwa sytuacja współtworzenia fizyki teoretycznej przez matematyków, jak gdyby skończyła się wraz z odkryciem w latach dwudziestych XX wieku mechaniki kwantowej i kwantowej teorii pola, będącej relatywistycznym rozwinięciem mechaniki kwantowej. Zdaję sobie sprawę z tego, że niektórzy ludzie mogą nie zgodzić się z tą opinią, wskazując np. na dzieło von Neumanna *Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik*. Inni mogą wskazać na działalność laureata medalu Fieldsa, Edwarda Wittena. Wątpliwości tego rodzaju skomentuję dalej. Na razie po prostu powiem, że sformułowaną wyżej opinię uważam za prawdziwą i zastanowię się nad możliwymi przyczynami tego stanu rzeczy.

Mechanika kwantowa stanowi odkrycie tej samej rangi co odkrycia Newtona. Mechanika kwantowa opisuje zachowanie się cząstek elementarnych, takich jak elektron.

Otóż świat cząstek elementarnych powinien zainteresować matematyków dlatego, że stanowi niejako matematykę ucieleśnioną. Swego czasu Platon tak opisał różnice między przedmiotami matematycznymi a przedmiotami fizycznymi:

Należy wyróżnić następujące problemy: czym jest to co zawsze trwa i nie zna urodzin; czym jest to, co się zawsze rodzi i nigdy nie istnieje. Pierwszą rzecz może pojąć tylko intelekt za pomocą rozumowania, bo istnieje zawsze jako ta sama. Przeciwnie, druga jest przedmiotem mniemania w połączeniu z nie rozumowym poznanem zmysłowym, bo rodzi się i umiera.

(Cyt. za: Platon, *Timajos, Kritias*, PWN, Warszawa 1966, s. 34)

Według Platona przedmioty matematyczne są niezniszczalne i zawsze takie same. Przedmioty fizyczne, przeciwnie, mają swoją indywidualną historię i indywidualne odstępstwa od normy, np. gatunkowej. To przeciwstawienie uważano za trafne przez ponad 2000 lat. Każdy nauczyciel przypominał uczniom, że nawet najbardziej starannie narysowany okrąg nigdy nie będzie okręgiem matematycznym. Otóż w świecie cząstek elementarnych rozróżnienie Platona po prostu przestaje obowiązywać! Wszystkie elektrony we Wszech-



Paul A.M. Dirac
(1902–1984)

świecie są dokładnie takie same, a twierdzenie to ma taki sam stopień ścisłości jak twierdzenia matematyki. Wiemy też, z badania światła odległych galaktyk, że elektrony nie starzeją się, miliard lat temu były takie same jak obecnie. Twórcy mechaniki kwantowej, zwłaszcza Dirac, bardzo szybko zdali sobie sprawę z niezwykłości świata cząstek elementarnych. Dirac zaproponował, by do badania tego świata zastosować Zasadę Identyfikacji. Aby zrozumieć, co to jest Zasada Identyfikacji Diraca, wyobraźmy sobie, że wszystkie możliwe struktury matematyczne są spisane w pewnej Księdze, tak jak słowa polskie są spisane w słowniku języka polskiego. Otóż według Diraca, fizyk teoretyk powinien przeglądać Księgę,

zastanawiając się cały czas, czy to co widzi nie przypomina mu czegoś co widział przedtem w rzeczywistości fizycznej. Dobra fizyka teoretyczna powstanie wówczas, gdy to, co znajdziemy w Księdze, w oczywisty i nie budzący wątpliwości sposób będzie przypominać to, co widzieliśmy wcześniej w rzeczywistości fizycznej.

Jest zupełnie oczywiste, że ten program badawczy Diraca nie ma żadnego sensu w odniesieniu do przedmiotów i zjawisk makroskopowych. Nie ma sensu pisać alternatywnych historii Polski w nadziei, że z czasem trafi się na prawdziwą. Nie ma sensu opisywać alternatywnych zwierząt w nadziei, że z czasem trafi się na słonia. Tymczasem w odniesieniu do świata cząstek elementarnych program Diraca ma oczywisty sens, właśnie z powodu podobieństwa tego świata do świata idei matematycznych, co niestety nie oznacza, że jest on łatwy do zrealizowania. Tu od razu mogę wspomnieć Edwarda Wittena. Jego teoria strun jest naiwnie dosłowną realizacją programu Diraca: powodowani przesłankami natury matematyczno-estetycznej, teoretycy strun badają różne struktury matematyczne, w których chcieliby doszukać się czegoś fizycznie użytecznego. Jeżeli uznać, że to się nie udało, a taki pogląd utrwała się coraz bardziej, to stanowi to bardzo poważne ostrzeżenie: nawet talent laureata medalu Fieldsa, wspomaganego przez kilkuset niemal równie utalentowanych zwolenników, nie wystarczy, żeby posłużyć się skutecznie Zasadą Identyfikacji Diraca.

Na czym więc powinna polegać rola matematyków we współtworzeniu współczesnej fizyki teoretycznej? Sądzę, że godnym naśladowania ideałem jest rola, jaką Euler i Lagrange odegrali w stosunku do Newtona. Uważając za

oczywiste, że Newton odkrył ważne prawdy o rzeczywistości fizycznej, Euler i Lagrange nadali tym prawdom prostą i przejrzystą formę matematyczną.

Otóż nie ma cienia wątpliwości, że współczesna kwantowa teoria pola, będąca relatywistyczną wersją mechaniki kwantowej, zawiera ważne prawdy naukowe, że w naukowo poprawny sposób rozpoznaje wiele istotnych cech świata cząstek elementarnych. Jednocześnie jako struktura matematyczna praktycznie nie istnieje, nie można bowiem uważać za strukturę matematyczną schematu myślowego, w którym najprostsze rachunki prowadzą do rozbieżnych całek. Całkowicie nadaje się skończone wartości za pomocą specjalnych, *ad hoc* skomponowanych reguł, które z matematyką nie mają nic wspólnego, stanowią raczej rodzaj ludowej mądrości ludzi, którzy muszą sobie jakoś radzić w różnych trudnych sytuacjach życiowych. Matematycy, którzy w stosunku do kwantowej teorii pola odegraliby rolę Eulera i Lagrange'a, bardzo przysłużyliby się ludzkości.

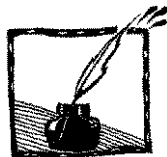
Tutaj muszę powiedzieć, że należy koniecznie odróżniać matematyczną ścisłość od matematycznej pedanterii. W kwantowej teorii pola brakuje matematycznej ścisłości w tym sensie, że podstawowy obiekt badania, a mianowicie pole kwantowe, jest dystrybucją, dla której nie są zdefiniowane operacje nieliniowe, tymczasem sens fizyczny tej teorii domaga się przeprowadzania operacji nieliniowych, np. przy konstruowaniu tensora energii i pędu pola kwantowego. Od takiej sytuacji rzeczywistego braku matematycznej jasności trzeba odróżniać swobodę, której dopuścił się Dirac w swojej wersji mechaniki kwantowej, w której to swobodzie tak naprawdę nie ma żadnej nieścisłości. Tu warto wspomnieć von Neumanna i jego książkę. Wiadomo, że motywacją dla von Neumanna było sformułowanie mechaniki kwantowej w sposób matematycznie poprawny, bez użycia rzeczy nieistniejących takich jak delta Diraca. Sformułowanie i notację samego Diraca, podane w jego książce *The Principles of Quantum Mechanics* można określić jako naiwne rozszerzenie na przestrzeń Hilberta tej algebry liniowej, która obowiązuje w skończeniu wymiarowej przestrzeni wektorowej nad ciałem liczb zespolonych, wyposażonej w półtoraliniowy, hermitowski i dodatnio określony iloczyn skalarny. Wiadomo dobrze, że aż tak naiwnie nie można postępować, gdyż pewne twierdzenia prawdziwe w skończeniu wymiarowej przestrzeni wektorowej przestają być prawdziwe w przestrzeni Hilberta. Na przykład twierdzenie, że spektrum operatora symetrycznego jest zawsze rzeczywiste, które jest prawdziwe w skończeniu wymiarowej przestrzeni wektorowej przestaje być prawdziwe w przestrzeni Hilberta. Formalnie zatem motywacja von Neumanna była uzasadniona. Z drugiej jednak strony muszę powiedzieć, jako praktykujący ponad 50 lat fizyk teoretyk, że nie znam przypadku, w którym notacja Diraca wprowadziłaby kogoś w błąd. Jest tak dlatego, że złośliwe operatory syme-



John von Neumann
(1903–1957)

tryczne, których spektrum wypełnia np. całą płaszczyznę zespoloną, można wprawdzie skonstruować, ale w naturalny sposób nie pojawiają się one w praktyce fizyka czy chemika kwantowego. Jeżeli więc za cel von Neumanna uważać stworzenie alternatywy dla terminologii i notacji Diraca, to można na pewno powiedzieć, że cel ten nie został osiągnięty: wszyscy fizycy na świecie stosują mechanikę kwantową w wersji Diraca i nic złego z tego powodu się nie dzieje.

Podsumowując: ani von Neumann, ani Witten, ani żaden inny matematyk nie dokonali niczego, co można by porównać z dziełem Eulera i Lagrange'a. Dlaczego? Tak naprawdę to nie wiem. Podejrzewam jednak, że fakt ten może być związany z brakiem filozoficznej jasności, który od początku towarzyszy mechanice kwantowej. Fizyka Newtona zakłada prostą i zrozumiałą dla każdego ontologię: istnieją tylko atomy materii i próżnia będąca czasoprzestrzenią Galileusza i Newtona. Tymczasem w mechanice kwantowej jej ontologia pozostaje po dziś dzień niejasna. Wyobrażam sobie, że może to odstręczać ludzi lubiących klarowność idei. Irlandzki fizyk J.L. Synge napisał, że od studiowania mechaniki kwantowej odstręczył go właśnie brak filozoficznej jasności. Być może tak samo jest w przypadku matematyków, którzy wolą zajmować się swoją tradycyjną tematyką niż próbować zrozumieć coś, czego sami fizycy ewidentnie nie rozumieją.



Jak powstała Ogólna Teoria Względności

Edward Malec
Instytut Fizyki UJ

Listopad 2015 r. to miesiąc szczególnie, jubileuszowy – konstrukcja Ogólnej Teorii Względności (OTW) została zakończona dokładnie 100 lat wcześniej. OTW wyjaśnia teorię grawitacji stworzoną przez Izaaka Newtona w sposób geometryczny, który prowadzi do jej uogólnienia i do przewidywań efektów obcych grawitacji newtonowskiej. Już teraz odkrycie Einsteina jest ważne dla astronomów; ba, wpływa na naszą codzienną rzeczywistość. Wydarzenia ostatnich dni pozwalają oczekiwać na prawdziwy przełom w astronomii, która być może otrzyma nowy (obok fal elektromagnetycznych) nośnik informacji o Wszechświecie – fale grawitacyjne.

Pragnę uprzedzić Czytelnika, że nie powinien liczyć na wygładzony tekst, w którym wyjaśniam i interpretuję myśli i czyny twórcy Ogólnej Teorii Względności, Alberta Einsteina. Przedstawię jedynie krótki szkic najważniejszych wydarzeń, które miały miejsce przed 25 listopada 1915 roku.

Dawid Hilbert, jeden z najwybitniejszych matematyków tamtych lat, za największe osiągnięcie Einsteina uważał zrozumienie roli „potencjałów grawitacyjnych” – wprowadzenie metryki, pojęcia geometrycznego, do opisu pola grawitacyjnego. Jak do tego doszło?

Einstein stworzył Szczególną Teorię Względności w 1905 roku, po czym przez kilka lat zachowywał się tak, jak gdyby nie zauważał niezgodności swojej teorii z grawitacją Newtona. To inni podnosili tę kwestię, modyfikując równanie opisujące potencjał grawitacyjny. Trzeba jednak odnotować jego artykuł przeglądowy z 1907 roku, w którym wyraził pogląd, że swobodnie spadająca winda w stałym polu grawitacyjnym jest równie dobrym układem odniesienia, jak układy inercjalne. Przy tej okazji wyprowadził wzór na tzw. przesunięcie grawitacyjne linii widmowych – zmianę koloru światła pod wpływem grawitacji – sprawdzony empirycznie, dodajmy, dopiero w 1961 roku.

W tymże 1907 roku Hermann Minkowski sformułował Szczególną Teorię Względności w sposób geometryczny. Podobnie jak w geometrii Euklidesa, wprowadził pojęcie odległości między punktami. W czasoprzestrzeni Minkowskiego odległość dwóch punktów może być równa zero, wyrażać się liczbą dodatnią lub ujemną; zatem inaczej niż w geometrii Euklidesa, w której odległość jest nieujemna. Jeśli wybrać dwa bliskie punkty („zdarzenia”), to w geometrii Minkowskiego mamy odległość (tzw. interwał) $ds^2 = -c^2 dt^2 + dx^2 + dy^2 + dz^2$ w szczególnie prostym (kartezjańskim) układzie współrzędnych. Dodajmy, że czasy obu zdarzeń różnią się o element dt , a ich współrzędne przestrzenne o dx ,

dy, dz. Możemy też powiedzieć, że metryka tutaj używana jest szczególnie prosta – jedyne różne od zera składowe są równe $-c^2, 1, 1, 1$. Studenci pierwszego roku fizyki dowiadują się, że można wybierać metrykę – powtarzam, narzędzie do wyznaczania odległości – w sposób bardziej skomplikowany. Nawet jako zespół 10 funkcji składających się na tzw. macierz metryki.

Einstein przyjął bez entuzjazmu pracę Hermanna Minkowskiego. Rok akademicki 1911/12 spędził w Pradze, i to wtedy nawiązał do ujęcia metrycznego Minkowskiego, próbując wyprowadzić w jakiś sposób równania grawitacji Newtona. Jiri Bicak, czeski relatywista, poinformował mnie niedawno, że wedle jego wiedzy Einstein dyskutował z jednym z praskich profesorów matematyki, i ten udzielił mu rady: potrzebujesz geometrii różniczkowej i prac Ricciego. Wydaje się, że właśnie w Pradze doszło do największego, zdaniem Hilberta, odkrycia: do zrozumienia roli metryki. Latem 1912 roku Einstein powrócił do Zurichu, by ponownie podjąć pracę profesora na słynnej Politechnice – ETH. Kollros (kolega ze studenckich lat) wspomina słynną scenę, w której Albert Einstein zwraca się do Marcelego Grossmana: „Grossmann, musisz mi pomóc, bo zwariuję!” Grossmann istotnie pomógł. Późną jesienią równania Ogólnej Teorii Względności były prawie kompletne. Strauman, współczesny zurychski relatywista, twierdzi nawet (na podstawie analizy tzw. Notatnika z Zurichu), że w wersji tzw. „zlinearyzowanej” równania były kompletne, ale z niewiadomych powodów autorzy nie dopasowali pełnej teorii do równań zlinearyzowanych.

Einstein narzucił na równania pewne fizyczne warunki – prawa zachowania energii i pędu. Struktura graficzna tych skomplikowanych równań była prosta – po prawej stronie znajdowały się wyrazy odpowiedzialne za materię (tzw. tensor energii i pędu), a po lewej stronie – wyrazy geometryczne, tzw. tensor Ricciego. Okazało się, że narzucenie równań zachowania energii i pędu (czyli na prawą stronę równań Einsteina-Grossmana) prowadziło do sprzeczności, bowiem nie znikwały wyrazy pochodzenia geometrycznego po lewej stronie. Ten fakt zniechęcił go prawie na trzy lata do pracy nad teorią grawitacji Einsteina-Grossmana.

Latem 1915 roku Einstein (wtedy już profesor w Pruskiej Akademii Nauk w Berlinie) odwiedził Dawida Hilberta w Getyndze, gdzie wygłosił parę wykładów o swojej teorii grawitacji. Zostały one entuzjastycznie przyjęte przez słuchaczy. W trakcie seminariów, które odbyły się 4 i 11 listopada, powrócił do teorii wypracowanej z Grossmanem. 18 listopada przedstawił nowe wyniki, dotyczące ruchu Merkurego oraz ugięcia światła. Na ostatnim seminarium, które odbyło się 25 listopada, zaprezentował poprawne równania, znane odtąd jako równania Einsteina. Są one złożone matematycznie, ale ich sens przybliżyła lapidarny opis Johna Wheelera: „Materia mówi czasoprzestrzeni, jak się ma zakrzywiać. Czasoprzestrzeń mówi materii, jak się ma poruszać”.

Hilbert nie bez powodu uważał zrozumienie roli „potencjałów metrycznych” za kluczowe osiągnięcie. W początkach listopada 1915 roku zabrał się, z pomo-

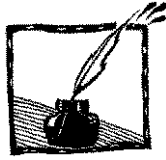
cą zespołu świetnych matematyków, do rozwiązania problemu relatywistycznej grawitacji. Emmy Noether, matematyczka goszcząca wtedy w Getyndze, pisała do przyjaciela „Wszyscy w Getyndze liczą dla Einsteina. Nikt nic nie rozumie, ale Hilbert ma niebawem wykład. Getyńczycy muszą sprostać zadaniu!”. Wydaje się, że Hilbert napisał równania Einsteina parę dni wcześniej niż sam Einstein. Nie ulega jednak wątpliwości, że były to równania nazywane później równaniami Einsteina.

Ogólna Teoria Względności była wielokrotnie potwierdzana eksperymentalnie. Istnieją tuziny różnych obiektów i zjawisk ogólnorelatywistycznych obserwowanych przez astronomów. Czarne dziury, różne efekty soczewkowania grawitacyjnego i ugięcie światła, gwiazdy neutronowe, ucieczka galaktyk, ciemna energia, promieniowanie grawitacyjne odkryte bezpośrednio całkiem niedawno (a pośrednio ponad 40 lat temu)... Ale jest też urządzenie, z którym zetknęli się pewnie prawie wszyscy Czytelnicy *Fotonu*. GPS, bo o nim mówię, nie działałby poprawnie dłużej niż kwadrans, bez uwzględnienia różnych efektów relatywistycznych.

Więcej informacji na ten temat można znaleźć w następujących źródłach:

- Tilman Sauer, *Marcel Grossmann and his contributions to the general theory of relativity*.
- Abraham Pais, *Pan Bóg jest wyrafinowany...*, tłum. Piotr Amsterdamski, Wydawnictwo: Prószyński i S-ka, Warszawa 2001.
- Norbert Straumann, Einstein's „Zurich Notebook” and his journey to general relativity, *Annalen der Physik*, **523**(6): 488–500, 2011.

Wszystkie cytaty w swobodnym tłumaczeniu autora.



Paradoks ujemnej temperatury i teoria Marksa

Natanael Spisak
pod opieką prof. Ewy Gudowskiej-Nowak
Instytut Fizyki UJ

Entropia: definicje Gibbsa i Boltzmanna

W ramach termodynamiki klasycznej temperatura T jest zawsze większa od zera bezwzględnego $T > 0$ K. Zgodnie z fizyczną definicją, temperatura gazu jest miarą intensywności ruchów chaotycznych jego cząsteczek. W temperaturze zera bezwzględnego spodziewany jest całkowity zanik tych ruchów. Formalnie, możliwe jest jednak rozważanie ujemnych temperatur w układach, w których gęstość stanów $\omega(E)$ w otoczeniu ustalonej energii E jest funkcją malejącą. Sytuacja taka ma miejsce np. w ultrazimnych gazach kwantowych, w których inwersję obsadzeń stanów energetycznych obserwowano w serii eksperymentów przeprowadzonych przez badaczy z Instytutu Optyki Kwantowej Maxa Plancka w Garching i Uniwersytetu Ludwika Maksymiliana w Monachium [1]. Konsekwencją ujemnych temperatur bezwzględnych jest nietypowe zachowanie atomów: jakkolwiek cząsteczki zimnego gazu przyciągają się wzajemnie, prowadząc do ujemnych ciśnień, gaz taki nie podlega „zapadaniu” – w pewnej analogii do postulowanych zachowań ciemnej energii w kosmologii. Szereg wcześniejszych doświadczeń na układach spinów [2] wykazywało podobne zachowanie temperatury, pozornie sprzeczne z intuicją „termodynamiczną”. Co ciekawe, obserwacje te, jak również kontrowersje wyrosłe wokół ich interpretacji, posłużyły w ostatnim czasie próbom zdeprecjonowania fundamentalnej definicji entropii użytej przez Boltzmanna. W szczególności w pracach [3, 4] przedmiotem analizy była niereprezentatywność definicji entropii Boltzmanna do opisu wyżej wymienionych układów. Autorzy dowodzili, że zastąpienie definicji Boltzmanna odmienną od niej definicją Gibbsa pozwala uniknąć dylematu (niepożądanych?) ujemnych temperatur bezwzględnych.

Zrozumienie tego problemu wymaga przypomnienia pokrótce definicji temperatury termodynamicznej i entropii [5, 6, 7]. Fundamentalne równanie termodynamiki (I zasada) pozwala na wyrażenie nieskończenie małych zmian energii wewnętrznej E układu przez różniczkę

$$dE = \sum_{j=1}^n \left(\frac{\partial E}{\partial A_j} \right) dA_j \quad (= T dS - p dV + \mu dN + \dots). \quad (1)$$

W powyższym równaniu przez A_j oznaczono parametry ekstensywne układu, zaś $\frac{\partial E}{\partial A_j}$ – to sprzężone z nimi parametry intensywne. Dla układów, w których

znana jest zależność entropii S od energii E definiujemy wówczas temperaturę jako $T = \left[\frac{\partial S}{\partial E} \right]^{-1}$. Jak widać, temperatura zależy od tego jak zdefiniujemy entropię, co na gruncie statystycznego opisu układu możemy zrobić na różne sposoby. Funkcję gęstości rozkładu prawdopodobieństwa dla zespołu mikrokano- nicznego o ustalonej energii E , objętości V i stałej liczbie cząsteczek N możemy zapisać jako

$$\rho(E, V, N) = \begin{cases} \frac{1}{\Omega(E, V, N)} & \text{dla } H \in (E, E + \Delta E) \\ 0 & \text{dla } H \notin (E, E + \Delta E) \end{cases},$$

gdzie przez H oznaczono hamiltonian opisujący układ, a $\Delta E \ll E$. Wszystkie możliwe stany są więc jednakowo prawdopodobne. Standardowa definicja entropii prawdopodobieństwa wyraża się wówczas wzorem

$$\begin{aligned} S_1 &= -k_B \langle \ln \rho \rangle = -k_B \int_{\Gamma} \rho \ln \rho d\Gamma = -k_B \int_{H \in (E, E + \Delta E)} \frac{1}{\Omega} \ln \left(\frac{1}{\Omega} \right) d\Gamma = \\ &= -k_B \frac{1}{\Omega} \ln \left(\frac{1}{\Omega} \right) \Omega = k_B \ln \Omega, \end{aligned} \quad (2)$$

gdzie k_B oznacza stałą Boltzmanna, a Γ – przestrzeń fazową układu. Mikrostan- y dostępne układowi przy danej energii E możemy jednak zliczać inaczej, wprowadzając funkcję $\Sigma(E, V, N)$ odpowiadającą objętości dostępnego układowi fragmentu przestrzeni fazowej dla wszystkich energii nie większych od E

$$\Sigma(E, V, N) = \int_{H \leq E} d\Gamma = \int \Theta(E - H(q, p)) d\Gamma,$$

gdzie Θ oznacza funkcję skokową Heaviside'a. Użycie funkcji $\Sigma(E, V, N)$ prowadzi do odmiennej definicji entropii, przypisywanej Gibbsowi

$$S_2 = k_B \ln \Sigma, \quad (3)$$

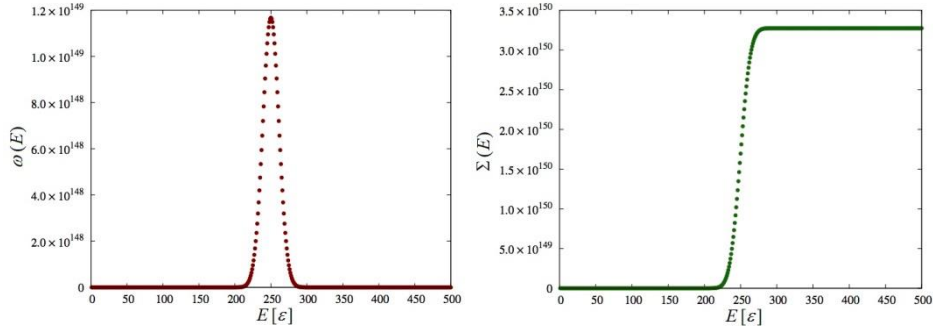
W powyższym rozróżnieniu „funkcji zliczającej mikrostan- y o zadanej energii”, entropię Boltzmanna wprowadzamy jako

$$S_3 = k_B \ln \omega \Delta E, \quad (4)$$

gdzie $\omega(E, V, N)$ oznacza gęstość stanów układu

$$\begin{aligned} \omega(E, V, N) &= \frac{\Omega}{\Delta E} = \frac{\partial}{\partial E} \Sigma(E, V, N) = \frac{\partial}{\partial E} \int \Theta(E - H(q, p)) d\Gamma = \\ &= \int \delta(H(q, p) - E) d\Gamma. \end{aligned}$$

Zauważmy, że funkcja ta zlicza jedynie stany mikroskopowe (q, p) z energią dokładnie równą E .



Rys. 1. Gęstość stanów $\omega(E)$ oraz funkcja zliczająca $\Sigma(E)$. Energia układu dla $N = 500$ nieoddziałujących spinów, przedstawiona w jednostkach ε

Zgodność różnych definicji entropii w granicy termodynamicznej

Powyższe definicje entropii, wyraźnie różniące się między sobą, w konsekwencji prowadzą do odmiennych definicji temperatury. Jednakże, w tzw. granicy termodynamicznej, tj. dla $N \rightarrow \infty$ i $V \rightarrow \infty$ takich, że $\frac{N}{V} = \text{const}$, definicje te są równoważne, a tym samym odpowiadające im temperatury są sobie równe. W istocie zauważmy, że zachodzi

$$\Omega(E, V, N) = \int_{H \in (E, E + \Delta E)} d\Gamma = \int_{H \leq E + \Delta E} d\Gamma - \int_{H \leq E} d\Gamma = \Sigma(E + \Delta E, V, N) - \Sigma(E, V, N),$$

oraz

$$\Sigma(E + \Delta E, V, N) = \Sigma(E, V, N) + \frac{\partial \Sigma}{\partial E} dE + \mathcal{O}(dE^2).$$

Otrzymujemy stąd prostą zależność

$$\Omega(E, V, N) = \omega(E, V, N) \Delta E + \mathcal{O}(dE^2),$$

z której wynika zgodność definicji (2) i (4) dla dużych N i V : w granicy termodynamicznej człon $\mathcal{O}(dE^2)$ jest pomijalnie mały.

Równoważność powyższych definicji i definicji Gibbsa (3) w granicy termodynamicznej wynika z faktu, że w przestrzeniach wielowymiarowych cała objętość kuli o promieniu spełniającym warunek $R^2 = 2mE = 2m \sum_{i=1}^{3N} p_i^2$, skupiona jest w wąskiej warstwie przy jej powierzchni¹, czyli

¹ Wspomniana kula odnosi się do fragmentu przestrzeni fazowej dostępnej analizowanemu gazowi doskonałemu N cząsteczek.

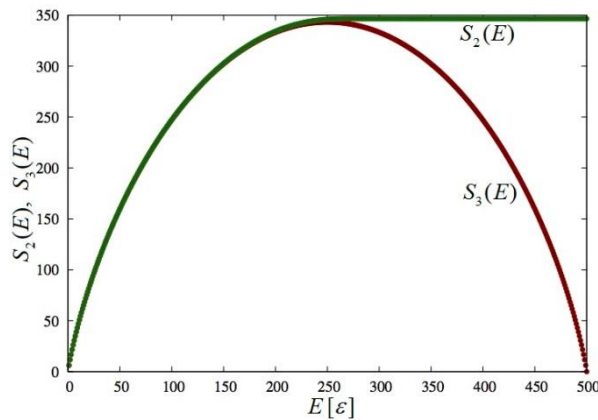
$$\Sigma(E) - \Sigma(E - \Delta E) \approx \Sigma(E), \quad (5)$$

a więc obliczanie objętości przestrzeni fazowej dostępnej dla $H(q, p) \leq E$ staje się równoważne sumowaniu stanów w warstwie $H \in (E, E + \Delta E)$. W szczególności, dla gazu doskonałego N cząsteczek, formuła na $\Sigma(E)$ daje

$$\Sigma(E) = \frac{V^N (2mE)^{\frac{3N}{2}}}{N! h^{3N}} \frac{\pi^{\frac{3N}{2}}}{\Gamma\left(\frac{3N}{2} + 1\right)} \quad (6)$$

(przez h oznaczono stałą Plancka, Γ oznacza funkcję gamma Eulera).

Widać stąd, że dla dużych N (np. rzędu liczby Avogadra) przybliżenie (5) jest bardzo dobrze spełnione.



Rys. 2. Wykres ilustrujący zależność entropii Gibbsa (S_2) i Boltzmanna (S_3) od energii, w układzie izolowanym $N = 500$ nieoddziałujących cząsteczek

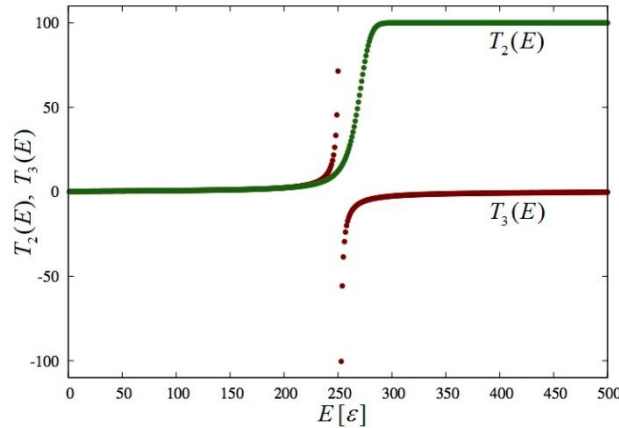
Paradoks ujemnych temperatur

Zgodność w granicy termodynamicznej umożliwia zamienne używanie definicji entropii (2)–(4) dla układów bardzo wielu cząstek. Dla niewielkich układów różnice pomiędzy definicjami i odpowiadającymi im temperaturami są znaczące i musimy być ostrożni używając pojęć entropii i temperatury. W szczególności dla układów z ograniczonym widmem energii definicja entropii Boltzmanna prowadzi do ujemnych wartości temperatury, podczas gdy temperatura obliczana według definicji Gibbsa pozostaje dodatnia. Korzystając z definicji S_2 , S_3 wyliczmy jawnie odpowiadające im temperatury

$$S_2 = k_B \ln \Sigma(E) \Rightarrow T_2(E) = \left[\frac{\partial S_2}{\partial E} \right]^{-1} = \left[k_B \frac{\Sigma'(E)}{\Sigma(E)} \right]^{-1} = \frac{1}{k_B} \frac{\Sigma(E)}{\omega(E)}, \quad (7)$$

$$S_3 = k_B \ln \omega(E) \Delta E \Rightarrow T_3(E) = \left[\frac{\partial S_3}{\partial E} \right]^{-1} = \left[k_B \frac{\omega'(E)}{\omega(E)} \right]^{-1} = \frac{1}{k_B} \frac{\omega(E)}{\omega'(E)}. \quad (8)$$

Prostym przykładem systemu o ograniczonym widmie energii jest układ N nieoddziałujących cząstek, których energia przyjmować może tylko dwie wartości: 0 i ε . Wszystkie cząstki w stanie 0 realizują minimum energii układu $E = 0$, a maksimum $E = N\varepsilon$ jest realizowane, gdy wszystkie cząstki obsadzają stan wzbudzony. Tym dwu skrajnym makrostanom układu odpowiada brak degeneracji: mogą być zrealizowane tylko przez jeden mikrostan. W stanach pośrednich $0 < E < N\varepsilon$ degeneracja rośnie i osiąga maksimum dla pewnej energii E^* , a następnie monotonicznie maleje aż do stanu $E = N\varepsilon$. Obliczając entropię według definicji Boltzmana (4), tj. biorąc logarytm liczby stanów dla danej energii, otrzymujemy funkcję $S_3(E)$ osiągającą maksimum na przedziale $(0, N\varepsilon)$. Tym samym temperatura zdefiniowana jako odwrotność pochodnej $\frac{\partial S_3}{\partial E}$ zmienia znak i dla energii $E > E^*$ jest ujemna. Funkcja $\Sigma(E)$, występująca w definicji Gibbsa (3) pozostaje monotoniczna, gdyż każdorazowo zlicza wszystkie mikrostany dostępne energiom mniejszym bądź równym E . Stąd entropia Gibbsa S_2 nie osiąga ekstremum, a odpowiadająca jej temperatura pozostaje dodatnia.



Rys. 3. Temperatura termodynamiczna zdefiniowana w oparciu o entropię Gibbsa (T_2) i entropię Boltzmana (T_3), przedstawione na rys. 2

Autorzy artykułu [3] wskazują na szereg innych wad definicji entropii Boltzmana. Przede wszystkim argumentują, że w przeciwieństwie do entropii Gibbsa, nie jest ona spójna z termodynamiką klasyczną. Wracając do fundamentalnej relacji (1), którą sformułujemy teraz w skali entropii

$$dS = \sum_{j=1}^n \left(\frac{\partial S}{\partial A_j} \right) dA_j = \frac{1}{T} dE + \sum_i \frac{a_i}{T} dA_i, \quad (9)$$

pokażemy, jakie ograniczenia nakłada ona na definicje entropii (przez A_i ponownie oznaczono parametry ekstensywne, $\frac{a_i}{T} = \left(\frac{\partial S}{\partial A_i} \right)$). Rozważając proces adiabatyczny, gdzie dodatkowo $dA_i = 0$ dla wszystkich $i \neq k$, dostajemy warunek

$$\frac{1}{T} dE + \frac{a_k}{T} dA_k = 0,$$

a stąd

$$a_k = - \left(\frac{\partial E}{\partial A_k} \right) = - \left\langle \frac{\partial H}{\partial A_k} \right\rangle,$$

gdzie druga równość wynika z warunku spójności wielkości termodynamicznych ze średnimi statystycznymi. Z definicji $\frac{a_k}{T} = \left(\frac{\partial S}{\partial A_k} \right)$, ostatecznie otrzymujemy więc warunek

$$T \left(\frac{\partial S}{\partial A_k} \right) = - \left\langle \frac{\partial H}{\partial A_k} \right\rangle. \quad (10)$$

Średniowanie w zespole mikrokanonicznym zdefiniowaliśmy powyżej, wprowadzając gęstość ρ . Nieco zmodyfikujemy teraz tę funkcję rozkładu: w granicy $\Delta E \rightarrow 0$, a więc gdy energia jest ściśle określona, możemy zapisać

$$\rho(E, V, N) = \frac{\delta(E - H)}{\omega(E, V, N)} \quad (11)$$

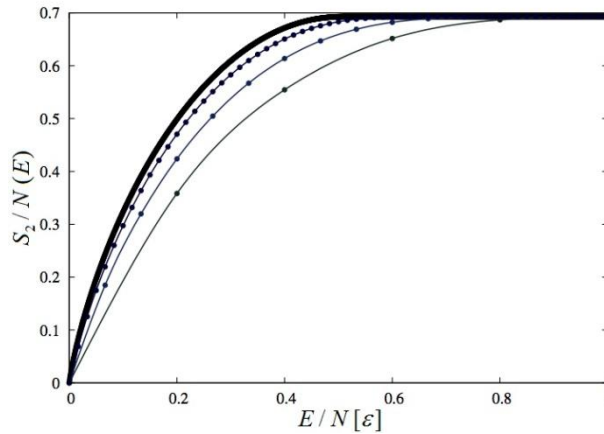
(gdzie obecność czynnika $1/\omega$ wynika z warunku unormowania). Dla definicji temperatury i entropii Gibbsa (7) dostajemy zatem

$$\begin{aligned} T_2 \left(\frac{\partial S_2}{\partial A_k} \right) &= \frac{1}{k_B} \frac{\Sigma(E)}{\omega(E)} \frac{\partial}{\partial A_k} (k_B \ln \Sigma(E)) = \frac{1}{\omega(E)} \frac{\partial \Sigma(E)}{\partial A_k} = \frac{1}{\omega(E)} \frac{\partial}{\partial A_k} \left(\int \Theta(E - H) d\Gamma \right) = \\ &= \frac{1}{\omega(E)} \int \frac{\partial}{\partial A_k} \Theta(E - H) d\Gamma = \frac{1}{\omega(E)} \int - \left(\frac{\partial H}{\partial A_k} \right) \delta(E - H) d\Gamma. \end{aligned}$$

Korzystając z definicji średniej po stanach i (11) otrzymujemy więc równość (10) – entropia i temperatura Gibbsa są konsyistentne z fundamentalnym równaniem (9). Zauważmy przy tym, że w ogólności

$$T_3 \left(\frac{\partial S_3}{\partial A_k} \right) \neq T_2 \left(\frac{\partial S_2}{\partial A_k} \right),$$

co jawnie sugeruje, że entropia Boltzmanna (8) łamie warunek spójności opisu statystycznego z termodynamiką. Warunek ten jest jednak spełniony [8] w granicy makroskopowego układu!



Rys. 4. Skalowanie entropii Gibbsa z rozmiarami układu. Znormalizowana entropia S_2 dwustanowego układu przedstawiona jest w funkcji znormalizowanej energii dla układu $N = 5, 15, 60$ i 1000 cząsteczek

Definicja entropii Gibbsa wydaje się być właściwsza: dla wszystkich systemów jest dodatnia i niezależnie od wielkości układu jest spójna z termodynamiką. Okazuje się jednak, że i ta definicja ma swoje poważne mankamenty. Artykuł Vilara i Rubiego [9] analizuje dokładniej omówiony wyżej układ N cząstek o ograniczonym widmie energii pokazując, że definicja Gibbsa również prowadzi do paradoksów. Energia w tym układzie jest skwantowana, najmniejsza możliwa „porcja” energii wynosi ε . Całki w definicjach (2), (3) i (4) przechodzą więc w sumy: w szczególności definicje entropii S_1 i S_3 są równoważne, gdy tylko $\Delta E < \varepsilon$. Obliczmy entropię Boltzmanna S_3 dla stanu o zadanej energii $E_j = j\varepsilon$ (gdzie j – liczba cząstek w stanie wzbudzonym), czyli logarytm liczby dostępnych dla niej mikrostanów

$$S_3(E_j) = k_B \ln \binom{N}{j} = k_B \ln \frac{N!}{(N-j)!j!} = k_B \ln \frac{N!}{(N-E_j/\varepsilon)!(E_j/\varepsilon)!}. \quad (12)$$

Definicja Gibbsa wymaga zsumowania wszystkich mikrostanów dla $H < E$:

$$S_2(E_j) = k_B \ln \sum_{i=1}^j \binom{N}{i} = k_B \ln \sum_{i=1}^j \frac{N!}{(N - E_i / \varepsilon)! (E_i / \varepsilon)!}, \quad (13)$$

zaś „dyskretny” odpowiednik definicji temperatury daje się przedstawić wzorem

$$T = \left[\frac{\Delta S}{\Delta E} \right]^{-1} = \frac{E_j - E_{j-1}}{S(E_j) - S(E_{j-1})}.$$

Autorzy [9] pokazują, że dla energii $E > E^*$ (przez E^* oznaczyliśmy wartość energii maksymalizującą entropię Boltzmana), entropia Gibbsa szybko traci zależność od energii. Rozważając różnicę

$$S_2(E_j) - S_2(E_{j-1}) = k_B \ln \frac{\sum_{i=1}^j \binom{N}{i}}{\sum_{i=1}^{j-1} \binom{N}{i}} = k_B \ln \left(1 + \frac{\binom{N}{j}}{\sum_{i=1}^{j-1} \binom{N}{i}} \right),$$

skorzystajmy z (12): $\binom{N}{j} = e^{S_3(E_j)/k_B}$,

$$S_2(E_j) - S_2(E_{j-1}) = k_B \ln \left(1 + \frac{e^{S_3(E_j)/k_B}}{\sum_{i=1}^{j-1} e^{S_3(E_i)/k_B}} \right) < k_B \frac{e^{S_3(E_j)/k_B}}{\sum_{i=1}^{j-1} e^{S_3(E_i)/k_B}}$$

(oszacowanie otrzymaliśmy korzystając z nierówności $\ln(1+x) < x$). Dla mianownika, gdy $E_j > E^*$, zachodzi $\sum_{i=1}^{j-1} e^{S_3(E_i)/k_B} > e^{S_3(E^*)/k_B}$ (E^* to energia maksymalizująca entropię S_3). Ostatecznie otrzymujemy

$$S_2(E_j) - S_2(E_{j-1}) < k_B \frac{e^{S_3(E_j)/k_B}}{e^{S_3(E^*)/k_B}} = k_B e^{(S_3(E_j) - S_3(E^*))/k_B}.$$

$S_3(E^*)$ to maksymalna wartość entropii Boltzmana, a więc wykładnik eksponenty jest ujemny. Co więcej, zwiększając rozmiar układu i korzystając z ekstensywności entropii, widzimy że różnica $S_2(E_j) - S_2(E_{j-1})$ maleje wykładniczo. Pokazaliśmy tym samym, że entropia Gibbsa nie może służyć jako podstawa do definicji temperatury termodynamicznej: zwiększenie liczby cząstek sprawia że przestaje być ona poprawnie zdefiniowaną funkcją energii, a tym samym pochodna $\frac{\partial S_2}{\partial E}$ nie niesie z sobą fizycznego znaczenia. Artykuł [9]

omawia konkretny przykład, dla którego temperatura Gibbsa błędnie przewiduje przepływy ciepła: w tym przykładowym modelu dwóch podukładów para-

doksalnie ciepło przepływa z podukładu o niższej, do podukładu o wyższej temperaturze Gibbsa T_2 .

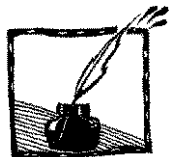
Powyższe przykłady pokazują, że poza poprawnie sformułowaną granicą termodynamiczną napotykamy na poważne trudności w operowaniu pojęciem entropii. W układach o skończonej liczbie (nieoddziałujących!) elementów, oba sposoby definiowania entropii – zarówno definicja Gibbsa, jak i Boltzmannowa zawodzą, prowadząc do pewnych niespójności. Argumenty użyte w dyskusji pomiędzy zwolennikami i przeciwnikami temperatury Boltzmannowej, a w szczególności ujemnych temperatur (prace [3, 4, 8–10]), pokazują że poza granicą termodynamiczną używanie pojęć entropii i temperatury musi się odbywać z należytą ostrożnością.

Frenkel i Warren [8] odwołują się przy tym do intuicyjnego przykładu „rozdzielenia energii” w sytuacji omawianego układu dwukomponentowego, w którym całkowita energia rozdzielana jest pomiędzy obydwie podukłady. Warunek $E_2 + E_1 \leq E$ nakłada wówczas restrykcję na najwyższą możliwą energię w układzie (dokonując zliczeń mikrostanów dla których warunek $E_2 + E_1 \leq E$ jest spełniony, opisujemy w istocie układ ze stałą maksymalną energią E , a nie układ o stałej energii). Ilustracją tego problemu może być podział pensji w dużej korporacji bankowej: w sytuacji pogłębiającego się niezadowolenia z niskich wynagrodzeń wśród pracowników niższego szczebla („proletariatu”), którzy wnoszą protest w związku z nadzwyczajnie wysokimi uposażeniami dyrektorów („burżuazji”), rada nadzorcza może pokusić się o rozwiązanie, w którym podnoszony jest średni zarobek pracowników przy jednoczesnym obniżeniu średniego uposażenia dyrektorów tak, że całkowita suma środków na pensje pozostaje niezmienna. Rozwiązanie to odpowiadałoby wizji „Boltzmannowej”. Odmienne podejście „Gibbsa” – w ujęciu proponowanym w pracach [3, 4] polegałoby na zwiększeniu najwyższej pensji pracowników banku do np. 10^6 \$ rocznie przy jednoczesnym obniżeniu maksymalnej pensji w sektorze dyrektorów (np. z 10^{10} \$ do 10^9 \$ rocznie) w taki sposób, aby maksymalna kwota wydawana na pensje pozostała niezmienną. Najprawdopodobniej niewielu spośród niższej klasy pracowników skorzystałoby z tej oferty, a także zapewne niewielu dyrektorów protestowałoby z powodu obniżenia pensji. Co ważniejsze jednak, podjęte środki nie skutkowałyby istotnym transferem pieniędzy (lub „ciepła”) pomiędzy grupami. W terminologii marksistowskiej sytuację taką opisuje się jako brak redystrybucji dóbr materialnych pomiędzy burżuazją a proletariatem. Podjęta strategia najprawdopodobniej nie zadowoliliby zatem pracowników hipotetycznego banku...

Dalszą dyskusję na temat definicji temperatury w układach kwantowych znajdzie Czytelnik na stronach www.quantum-munich.de/research/negative-absolute-temperature.

Literatura

- [1] S. Braun, P. Ronzheimer, M. Schreiber, S.S. Hodgman, T. Rom, I. Bloch, U. Schneider, *Negative Absolute Temperature for Motional Degrees of Freedom*, Science 339, 52 (2013).
- [2] E.M. Purcell, R.V. Pound, *A nuclear spin system at negative temperature*, Physical Review A 43, 2050 (1991).
- [3] J. Dunkel i S. Hilbert, *Consistent thermostatics forbids negative absolute temperatures*, Nature Physics 10, 67–72 (2014).
- [4] S. Hilbert, P. Hänggi i J. Dunkel, *Thermodynamic laws in isolated systems*, Physical Review E 90: 062116 (2014).
- [5] P. Salamon, B. Andresen, J. Nulton i A.K. Konopka, *The mathematical structure of thermodynamics*, w: Systems Biology: Principle, Methods, and Concepts, s. 207–221 (CRC Press 2007).
- [6] R. Gilmore, *The structure of thermodynamics*, www.physics.drexel.edu/~bob/Thermodynamics (dostęp: 10.11.2014).
- [7] G. Morandi, *Statistical mechanics. An intermediate course*, Part I. Thermodynamics, s. 1–48 (World Scientific 1995).
- [8] D. Frenkel, P.B. Warren, *Gibbs, Boltzmann, and negative temperatures*, American Journal of Physics 83, 163 (2015).
- [9] J.M.G. Vilar, J.M. Rubi, *Communication: System-size scalling of Boltzmann and alternate Gibbs entropies*, The Journal of Chemical Physics 140: 201101 (2014).
- [10] I.M. Sokolov, *Not hotter than hot*, Nature Physics 10, 7–8 (2014).



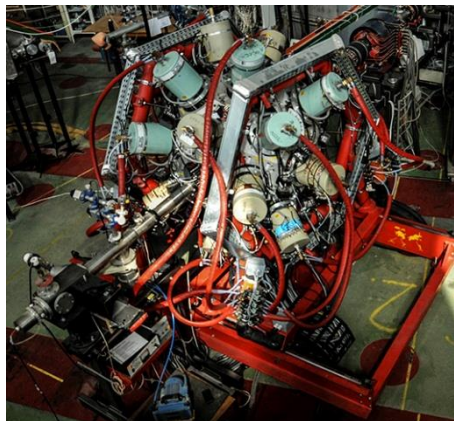
Jądra atomowe spontanicznie łamią symetrię odwracania czasu

Ernest Grodner – Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

*Julian Srebrny – Środowiskowe Laboratorium Ciężkich Jonów
Uniwersytetu Warszawskiego*

Urszula Rybicka – Polska Agencja Prasowa

Wirujące wewnątrz jąder atomowych protony i neutrony spontanicznie łamią symetrię odwracania czasu. Fizykom w Warszawie udało się po raz pierwszy zaobserwować to zjawisko, rejestrując przewidywaną przez teoretyków emisję promieniowania gamma z jądra cezu 126 i jądra cezu 128. Od chwili powstania mechaniki kwantowej, problem złamania symetrii odwracania czasu stanowi istotną część badań, których celem jest m.in. wyjaśnienie przewagi istnienia materii nad antymaterią. Wszystkie dotychczasowe badania wskazują na fundamentalne zachowanie symetrii odwracania czasu, mimo to istnieje możliwość jej spontanicznego złamania. Okazuje się, że z taką sytuacją możemy mieć do czynienia w jądrach atomowych w strukturze stanowiącej sprzężenie trzech komponentów, posiadających własne momenty pędu – spiny.



Spektrometr fotonów gamma EAGLE (central European Array for Gamma Levels Evaluation) w Środowiskowym Laboratorium Ciężkich Jonów Uniwersytetu Warszawskiego

Gdyby nie asymetria nic by nie było

Symetrię obserwujemy w wielu zjawiskach naturalnych. Obowiązuje ona także w mechanice kwantowej. W rzeczywistości sytuacja jest bardziej skomplikowana. Gdyby symetria była zawsze zachowana – nie istniałaby materia, a Wszechświat byłby wypełniony jedynie promieniowaniem.

W drugiej połowie XX wieku eksperymentatorzy badający cząstki elementarne ustalili, że jeśli uda się wywołać zjawisko kreacji materii (czyli czystą energię zamienić na cząstki posiadające masę), to liczba powstałych cząstek materii, jak i antymaterii, będzie jednakowa. Oznacza to, że kreacja jednego elektronu wiąże się z kreacją jednego pozytonu (zwanego też pozytronem lub antyelektronem), czyli cząstki o takich samych właściwościach jak elektron, ale o dodatnim ładunku elektrycznym.

Ten „ludzki cud stworzenia” udaje się jednak tylko na moment, bo zaraz dochodzi do odwrotnego procesu. Proces ten nazywany jest anihilacją i następuje zawsze, gdy cząstka materii spotka się ze swoim antymaterialnym odpowiednikiem. W jego wyniku obie te cząstki przestają istnieć, zamieniając się w taką samą ilość czystej energii, jaka była na początku. To właśnie, według fizyków, stało się na początku istnienia Wszechświata. Z tą różnicą, że materii i antymaterii, powstałej w początkowym, gigantycznym akcie kreacji, nie było tyle samo. Materii było nieco więcej (o kilka cząstek na każde dziesięć miliardów) i po niemal całkowitej anihilacji, oprócz ogromnej ilości energii, pozostała w przestrzeni resztkowa materia tworząca Wszechświat. Skąd jednak wzięła się ta nadwyżka, wciąż do końca nie ustalono. Prawdopodobnie z jakiegoś powodu proces kreacji nie jest całkowicie symetryczny.

Nie tylko antymateria jest niesymetryczna

W 2008 roku Nagrodę Nobla zdobył m.in. amerykański fizyk japońskiego pochodzenia Yoichiro Nambu, który w roku 1960 sformułował matematyczny opis spontanicznego złamania symetrii w fizyce subatomowej. Według jego teorii, symetria między różnymi procesami fizycznymi w danym układzie istnieje wtedy, kiedy układ ten ma odpowiednią energię. Kiedy energia maleje, układ stopniowo staje się asymetryczny.

Przykładem takiego zjawiska (ograniczającego się jedynie do złamania symetrii w przestrzeni) jest proces zachodzący w ferromagnetykach (np. w żelazie). W atomach takiej substancji spiny cząstek układają się wzdłuż jednej osi. Momenty magnetyczne związane z ruchem obrotowym elektronów uporządkowują się wzdłuż jednej prostej. Cała próbka ferromagnetyka ulega namagnesowaniu w pewnym spontanicznie wybranym kierunku. Cząstki, porządkując się, łamią symetrię, według której wszystkie procesy powinny wyglądać tak samo niezależnie od kierunku, z jakiego się na nie patrzy.

Nie oznacza to jednak, że istnieją jakieś prawa fizyki nakazujące cząstkom w określony sposób układać swoje spiny. Można powiedzieć, że one same je sobie wybierają. Stąd określenie „spontaniczne” złamanie symetrii.

Innym przykładem takiego zjawiska może być tworzenie się cząsteczki DNA z mniejszych molekuł. Dopóki roztwór z tymi molekułami jest gorący (ma wysoką energię), większa cząsteczka nie powstaje. Potencjalnie może z nich powstać podwójna spirala lewoskrętna i prawoskrętna. To tzw. symetria odbiciowa, przypominająca odbicie lustrzane. Ponieważ zasady fizyki nie preferują żadnej z tych możliwości, symetria lustrzana jest w większości przypadków zachowana.

Przy schładzaniu pojemnika z molekułami w pewnej chwili energii w układzie jest już na tyle mało, że cząsteczki zaczynają się łączyć, tworząc spiralę DNA. Robią to spontanicznie, wybierając jedną z dwu możliwych skrętności. W ten sposób spontanicznie łamią symetrię zwierciadlaną. Powstała nić DNA jest powiedzmy prawoskrętna, natomiast jej odbicie w lustrze jest inne –

lewoskrętne. Mimo tego, że zasady fizyki nie preferują żadnej z możliwych skrętności, może dojść do spontanicznego złamania symetrii lustrzanej przez spiralę DNA. Tym samym symetria zwierciadlana jest łamana spontanicznie, lecz zachowana fundamentalnie.

Naukowcy szukają potwierdzenia, że podobne zjawiska zachodzą również w innych układach. W warszawskim Środowiskowym Laboratorium Ciężkich Jonów (ŚLCJ) grupa badaczy podjęła się zaobserwowania spontanicznego naruszenia symetrii T na poziomie pojedynczych jąder atomowych.

Potencjalna asymetria jądra

Jądra atomów bada się zupełnie inaczej niż większe układy. W normalnym ciele stałym mamy ogromną liczbę atomów, natomiast jądro atomowe składa się z niewielkiej liczby protonów i neutronów. Tych protonów i neutronów jest skończona liczba – od jednego do kilkuset. W jądrze cezu jest 55 protonów. W izotopie cezu 128 są ponadto 73 neutrony. Naszą rolą, jako fizyków jądrowych, jest zbadanie, jak te protony i neutrony zachowują się w jądrze.

Sztucznie wytworzone jądra cezu 128 są wysoko wzbudzone. W języku makroskopowym można powiedzieć, że są gorące. Energia wzbudzenia jest szybko tracona, przez co dochodzi do spontanicznego naruszenia symetrii odwracania czasu. Zjawisko to udało się zaobserwować dzięki cyklotronowi, działającemu w ŚLCJ na Uniwersytecie Warszawskim. Tam wytworzono odpowiednio rozpędzone jądra i obserwowano, jak się zachowywały, wytracając energię.

Analizowano moment pędu całego jądra. Składają się na niego obroty wszystkich znajdujących się wewnątrz cząstek lub ich grup. Wykonywano pomiary energii traconej przez jądro przy każdej zmianie momentu pędu poprzez rejestrację energii promieniowania gamma. Promieniowanie to jest emitowane przy każdej zmianie wartości momentu pędu przez jądro cezu.

Chodziło o to, żeby potwierdzić, iż całkowita rotacja jądra atomowego może być złożeniem rotacji trzech obiektów: jednego protonu, jednego neutronu oraz tzw. rdzenia składającego się z grupy cząstek. Każdy z tych trzech obiektów posiada swoją oś obrotu wyznaczoną przez wektor momentu pędu (spin) danego obiektu.

Zasugerowano to teoretycznie i wydaje się, że my potwierdziliśmy, iż istnieją takie układy, w których trzy osie obrotu składników jądra nie pokrywają się, a nawet – są do siebie wzajemnie prostopadłe. Całkowity spin jądra jest wówczas sumą trzech wzajemnie prostopadłych spinów. Istnienie takiego układu w jądrze atomu świadczy, zdaniem fizyków, o tym, że jądra spontanicznie łamią symetrię odwracania czasu.

Jądro to, aby przejść do niższych stanów energetycznych musi wybrać jedną z dwu możliwości: prawoskrętny układ trzech spinów albo lewoskrętny układ trzech spinów. Przyroda nie preferuje żadnej z dwóch możliwych konfiguracji. Mówimy wobec tego o fundamentalnym zachowaniu symetrii. Odwrócenie

czasu w równaniach mechaniki powoduje zmianę kierunku ruchu obrotowego na przeciwny, a w konsekwencji – zmianę skrętności układu trzech prostopadłych spinów. Żadna inna symetria, np. lustrzana czy obrotowa, nie powoduje zmiany skrętności. Dlatego jądro, wybierając spontanicznie jedną z dwu możliwości (np. układ lewoskrętny trzech wektorów momentu pędu), łamie w sposób spontaniczny symetrię odwracania czasu.

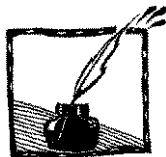
Ponieważ badane zjawiska wiążą się z ruchem obrotowym cząstek, postanowiliśmy przyjrzeć się dokładniej związanym z tym ruchem momentom magnetycznym jąder cezu 128. Są to badania komplementarne, mające na celu uzyskanie danych niezależnych od poprzednio opisanych pomiarów. Ponieważ trzy składniki – rdzeń, proton i neutron – posiadają różne ładunki elektryczne, to związane z ich ruchem obrotowym momenty magnetyczne mają ściśle określone wielkości. Całkowity moment magnetyczny jądra jest uzależniony od wzajemnego ustawienia momentów magnetycznych składników.

Dzięki temu badania te dostarczają bezpośredniej informacji nie tylko o konfiguracji momentów magnetycznych, lecz także o wzajemnym ustawieniu spinów rdzenia, protonu i neutronu. Wykonaliśmy pionierskie opracowania teoretyczne oraz pierwsze pomiary we współpracy międzynarodowej naukowców z Polski, Francji, Włoch, Rumunii i Chin. Otrzymane dane są w trakcie analizy i stanowią część rozprawy habilitacyjnej jednego z autorów (E.G.).

Uważamy, że wszystkie dotychczasowe obserwacje wskazują na fundamentalne zachowanie symetrii odwracania czasu w obszarze niskich energii, a jądra atomowe są pierwszymi kwantowymi obiektami, w których zaobserwowano jej spontaniczne złamanie. Zostało to dokonane właśnie w Polsce, w Warszawie, dzięki badaniom przeprowadzonym w ŚLCJ z użyciem warszawskiego cyklotronu.

Badania prowadzono w zespole naukowców, w składzie: Chrystian Droste, Ernest Grodner, Iwona Sankowska, Tomasz Morek, Grzegorz Rohoziński, Julian Srebrny, Alexandr Pasternak, Leszek Próchniak, Krzysztof Starosta, Piotr Decowski, Tomasz Marchlewski, Roman Szenborn, Maciej Kisieliński, Michał Kowalczyk, Jan Kownacki, Michalina Komorowska, Jan Mierzejewski, Katarzyna Wrzosek-Lipska, Andrzej Kordyasz, Paweł Napiorkowski, Ewa Ruchowska, Weronika Płociennik, Jarosław Perkowski, Justyna Samorajczyk, Anna Stolarz, Tomasz Abraham, Andrzej Tucholski.

Pierwsza publikacja teoretyczna dotycząca opisanego zjawiska ukazała się w 1997 roku. W XX-lecie tej publikacji, doceniając nasz wkład w zrozumienie zjawiska i potwierdzenia eksperymentalne, zaproponowano Polakom zorganizowanie w 2017 roku konferencji podsumowującej otrzymane na całym świecie wyniki.



Z Kopca Krakusa na Zakrzówek – o „wędrówkach” po Krakowie astronomów i fizyków

Franciszek Ziejka
Uniwersytet Jagielloński

WPROWADZENIE

CZYLI O ASTRONOMACH I ALCHEMIKACH W KRAKOWIE

Collegium Maius, reprezentacyjny gmach Uniwersytetu Jagiellońskiego, od 26 lipca 1400 roku, tzn. od inauguracji w nim działalności odnowionej przez króla Władysława Jagiełłę Akademii, był i pozostał najważniejszą budowlą naszej uczelni. Wielekroć przebudowywany, restaurowany, pod koniec XVIII wieku, podobnie jak nasza Rzeczypospolita, zaczął i on chylić się ku upadkowi. Odwiedził go w 1787 roku król Stanisław August Poniatowski, zaś trzy lata później – Tadeusz Kościuszko, ale owe wizyty nie powstrzymały procesu destrukcji ani Uniwersytetu, ani gmachu Collegium Maius. W reprezentacyjnej owego Collegium sali, dziś zwanej Aulą, a niegdyś Salą Jagiellońską, w 1798 roku, żołnierze austriaccy urządzili skład zboża. *Piękna niegdyś sala niszczała, okna butwiały, przez dziury w dachu wpadały gołębie [...]. Nie było pomysłu ani środków finansowych, żeby coś z nią zrobić, aż wreszcie, na początku XIX w., o jej remont zaczął zabiegać kanonik krakowski, rektor ks. Sebastian Sierakowski¹.*

Niezwykły to był człowiek, ów Sierakowski! W młodości był jezuitą, w wieku dojrzałym został kanonikiem kapituły katedry krakowskiej. Z powołania był architektem. Głowa pełna pomysłów, zamierzał m.in. odbudować gmach zburzonego 1820 roku z woli Rady Miasta Krakowa ratusza i przygotował projekt nowej aranżacji Rynku Krakowskiego (z czterema potężnymi fontannami na jego rogach!), a także – zaprojektował nową klasycystyczną fasadę wawelskiej katedry, której na szczęście nie zrealizował, podobnie jak większości innych pomysłów. Cechowała go odwaga, skoro w 1823 roku ufundował pomnik (którego sam był projektantem) Mikołaja Kopernika w kościele św. Anny w Krakowie (a wszak do 1757 r. księgi naszego astronoma znajdowały się jeszcze na Indeksie Ksiąg Zakazanych!).



Ks. Sebastian
Sierakowski
(1743–1824)

Od 1809 do 1814 roku Sierakowski pełnił funkcję rektora Szkoły Głównej Krakowskiej. W tym czasie zainicjował prace przy restauracji Collegium Maius.

¹ A. Chwalba, *Collegium Maius*, Kraków 2009, s. 57.

W 1816 roku udało mu się pozyskać pierwszą dotację na ten cel, dzięki czemu wzmocniono strop Sali Jagiellońskiej (Auli). W 1821 roku podjął inne wielkie wyzwanie: zwrócił się do swojego następcy, rektora Walentego Litwińskiego, z propozycją ozdobienia – na własny koszt! – Sali Jagiellońskiej obrazami historycznymi z dziejów Uniwersytetu.

Rektor Litwiński zgodził się, toteż kanonik Sierakowski przygotował program ikonograficzny, według którego Michał Stachowicz, najbardziej wzięty naówczas malarz krakowski, wykonał polichromię Sali, w której przez całe wieki odbywały się wykłady, ale i uroczyste promocje doktorskie. Pomysł i fundusze jednego, a talent drugiego sprawiły, że w 1821 roku Sala Jagiellońska została przekształcona w swoistą *Księgę Dziejów Akademii Krakowskiej*. W jedenastu wielkich obrazach i kilkudziesięciu mniejszych Stachowicz zamknął jej trzywiekową historię: od założenia aż po czasy potopu szwedzkiego. Co więcej, wystrój Sali wzbogacił kilkudziesięcioma portretami królów, uczonych i dobrodziejów Akademii².

Wspominam tu o tej sprawie, bowiem przy tej okazji niejako oficjalnie wprowadzono na karty historii naszej Wszechnicy jednego z „ojców duchowych” dzisiejszego Wydziału Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej Uniwersytetu Jagiellońskiego: astronoma Witelona z XIII wieku, którego autorzy pomysłu połączyli z postacią „krakowskiego” czarnoksiężnika – Twardowskiego. Okazuje się, że na jednym z przywołanych wyżej jedenastu obrazów Stachowicz pokazał Witelona prowadzącego obserwacje Słońca z Kopca Krakusa! W objaśnieniu tego dzieła, zamieszczonym w piśmie „Pszczółka Krakowska” z 1821 roku, Konstanty Majeranowski pisał:

W szczupłym zajęciu ściany przy oknie umieszczony jest widok mogiły Krakusa, na której Vitelion Twardowski, astronomii jeszcze w XIII wieku sławny nauczyciel, przez narzędzie astronomiczne czyni obserwację słońca, a z uczniów po stronie jeden przez szkło optyczne zapala słomę, którą inny z daleka na kiju wyniesioną trzyma. Na równinie nad mogiłą widać domek drewniany, gdzie, jak niesie podanie, zamykał się Twar-



Michał Stachowicz, Vitelion Twardowski na Kopcu Krakusa

² Szczegółowe opracowanie tego dzieła można znaleźć u Zbigniewa Michalczyka: *Michał Stachowicz 1768–1825. Krakowski malarz między barokiem a romantyzmem*, Warszawa 2011, t. I, s. 145–146. Wcześniej pisał o tym dziele Stachowicza Jerzy Dobrzycki w rozprawie pt. *Dzieje Almae Matris pendzla Michała Stachowicza*, Kraków 1925.

dowski dla czynienia swoich rachub i przechowywał narzędzia. Domek ten zwany był „Szkołą Twardowskiego”³.

Witelon (Vitellion), sławny w całej Europie astronom i twórca optyki z XIII wieku, pochodził z Dolnego Śląska, a właściwie – z Legnicy⁴. Józef Sołtykowicz, który dał mu nawet polskie nazwisko Erazma Ciołka, nie wykluczał, że Witelon pochodził z Krakowa – co było już jednak pełną fantazją tego autora.

Opowieść o Witelonie–Twardowskim na swój sposób dokumentowała istnienie na Zachodzie Europy, głównie w Niemczech, sławy Akademii Krakowskiej jako ośrodka uprawiania i nauczania czarnej magii. Sławy, którą podtrzymywała m.in. spisana w 1587 roku przez Johanna Spiessa *Historia doktora Jana Fausta, szeroko okrzyczanego czarnoksiężnika i maga*. Autor tej książki podobno przekonywał czytelników, że Faust w młodości wybrał się do Krakowa, do słynnej przed laty z czarnoksiężstwa akademii i znalazł tamże jemu podobnych, którzy pojawili się tam, aby poznać chaldejskie, perskie, arabskie i greckie słowa, liczby, znaki zaklęcia⁵.

Oczywiście, brak jakichkolwiek dowodów na to, żeby Witelon czy Faust byli kiedykolwiek w Krakowie, chociaż Karol Estreicher (junior) nie wykluczał możliwości pobytu tego drugiego w naszym mieście. W monografii Collegium

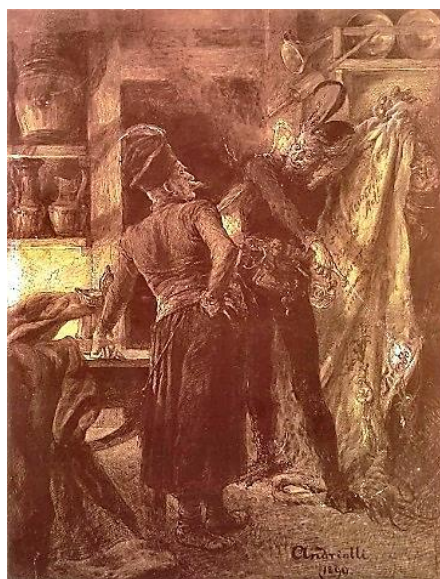
³ *Opis historyczny obrazów w Sali Jagiellońskiej Uniwersytetu Krakowskiego, odnowionej kosztem dostojnego Polaka, miłośnika narodowości i sztuk pięknych, roku 1821 dzieło ukończone d. 10 sierpnia p[ę]d]zlem M. Stachowicza, „Pszczółka Krakowska” 1821, s. 174. Oto tytuły poszczególnych obrazów Stachowicza: 1. Vitellion-Twardowski na Kopcu Krakusa; 2. Założenie Uniwersytetu przez Kazimierza Wielkiego w 1364 r.; 3. Przeniesienie Uniwersytetu z Bawołu, na tle Kazimierza; 4. Pochód, dążący z Bawołu, na tle Rynku; 5. Odnowienie Uniwersytetu przez Władysława Jagiełłę; 6. Pierwsza lekcja prawa kanonicznego, wygłoszona przez Piotra Wysza z Radolina; 7. Przybycie posłów Sejmu do Uniwersytetu w sprawie elekcji w roku 1575; 8. Uczta uniwersytecka z udziałem Anny Jagiellonki w roku 1584; 9. Audiencja rektora Jakuba Najmanowicza u Zygmunta III w Sali Poselskiej „Pod głowami” na Wawelu; 10. Protest Uniwersytetu przeciw okupacji szwedzkiej wobec Pawła Wirtza w Izbie Pańskiej w Ratuszu; 11. Rabunek Biblioteki Jagiellońskiej przez Szwedów. Zwolennicy ciekawostek i tajemnic Uniwersytetu mogą w tym wypadku sięgnąć do pozostającej wciąż w rękopisie w zbiorach Biblioteki Jagiellońskiej epepei pióra jednego z profesorów Uniwersytetu, Pawła Czajkowskiego, który stworzył poetycki komentarz do dzieła Stachowicza w postaci złożonego z jedenastu pieśni poematu pt. *Sala Jagiellońska*, opatrzonego przy tym bogatym komentarzem. Poemat swój Czajkowski odczytał w 1826 roku na kilku kolejnych posiedzeniach Oddziału Literatury Towarzystwa Naukowego Krakowskiego z Uniwersytetem Krakowskim Połączonym. W „Roczniku” tegoż Towarzystwa ogłosił pieśń szóstą swojego dzieła (t. 12, 1827, s. 281–305).*

⁴ Por.: Sołtykowicz, *O stanie Akademii Krakowskiej od założenia jej w roku 1347, aż do teraźniejszego czasu, krótki wykład historyczny Najjaśniejszemu panu Fryderykowi Augustowi, królowi saskiemu, księżęciu warszawskiemu na posiedzeniu publicznym Szkoły Głównej dnia 10 maja roku 1810 podany przez J[ózefa] Sołtykowicza*, Kraków 1810, s. 10–11 oraz 100–102. W Legnicy do dziś podtrzymywana jest pamięć o astronomie. Jego imię nosi działająca tu Państwowa Wyższa Szkoła Zawodowa, a także jedna z głównych ulic miasta, uczczono go tutaj pamiątkową tablicą.

⁵ Cyt. za: S. Waltoś, *Na tropach Doktora Fausta [w:] tegoż, Na tropach Doktora Fausta i inne szkice*, Warszawa 2004, s. 108.

Maius ogłoszonej drukiem w 1971 roku pisał też: że *Uniwersytet Jagielloński przyciągał obcych uczonych kabalistów, na to dowodem jest pobyt w Krakowie angielskiego czarnoksiężnika, dra Johna Dee, który w roku 1584, zwiedzając bibliotekę w Collegium Maius, obdarzył ją dziełem Boecjusza*⁶. Co więcej, znany ten badacz dziejów Collegium Maius otwarcie stwierdzał, że *badania archeologiczne i historyczne na terenie Collegium Maius potwierdzają wiadomości o istnieniu w murach budynku praktyk magicznych, kto wie nawet, czy nie czarnoksiężskich*⁷. Jego zdaniem nie należy też wykluczać hipotezy, iż wyprawa Johanna Wolfganga Goethego w 1790 roku do Krakowa była podyktowana chęcią poznania miasta, w którym studiował bohater jego wielkiego dzieła⁸.

Mimo że przed kilkoma laty prof. Stanisław Waltoś zdecydowanie odrzucił tezę o studiach na naszej Akademii dra Johanna Fausta⁹, to przecież wciąż żywa jest w Krakowie legenda o alchemikach, magach i czarnoksiężnikach. A podtrzymywana jest ona nie tyle w sercu naszego Uniwersytetu, czyli w Collegium Maius (choć tutaj prof. Estreicher jedną z sal Collegium Maius nazwał „Alchemią” i zgromadził w niej szereg osobliwych naczyń, okazów i dziwów przyrody, mających rzekomo niegdyś służyć „wtajemniczonym” do uprawiania tajemniczych praktyk), co w najbliższych okolicach Krakowa: na wzgórzach zwanych Krzemionkami Podgóorskimi oraz na Zakrzówku. Legenda ta wsparta jest przez postać na pół legendarnego szlachcica z XVI wieku, Mistra Twardowskiego, który – jak wszystkim wiadomo – zaprzedał duszę diabłu w zamian za poznanie sekretów wiedzy magicznej! To głównie dzięki temu Twardowskiemu legenda owa żyje nadal.



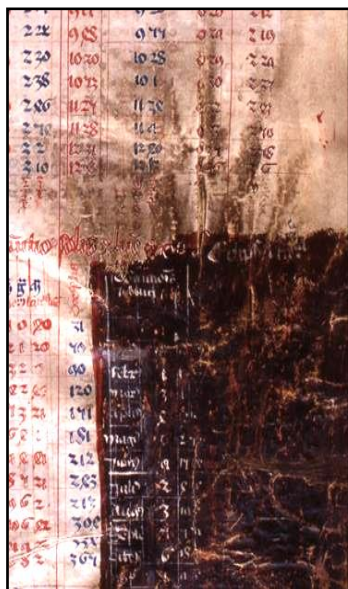
M.E. Andriolli, *Twardowski i Mefisto*

⁶ K. Estreicher, *Collegium Maius Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie. Dzieje – Obyczaje – Zbiory*, Warszawa 1971, s. 93.

⁷ Jw., s. 95.

⁸ Estreicher pisał: *W roku 1790 przybył do Krakowa ze Śląska Goethe, towarzysząc w podróży księciu weimarskiemu. Możliwe, że Goethe, którego oprowadzał po Krakowie prof. Franciszek Schmidt, zwrócił uwagę na Collegium Maius. Tu przecie miał studiować bohater wyobraźni poetyckiej wielkiego poety* (s. 96).

⁹ Por.: S. Waltoś, jw., s. 87–128.



„Czarcia łapa” – Karta z tzw.
Księgi Twardowskiego
(Biblioteka Jagiellońska)

Twardowskiego – czarnoksiężnika, którego jedni nazywają *polskim Faustem*, a inni – jak w przywołanym na początku obrazie Stachowicza – Witelonem, do piśmiennictwa polskiego wprowadził na początku XIX w., skądinąd wielce zasłużony dla naszej Wszechnicy Jerzy Samuel Bandtkie – profesor bibliografii opiekujący się zarazem zbiorami Biblioteki Jagiellońskiej. W 1815 roku ogłosił on *Historię drukarni krakowskich*, w której opisał legendarną postać szlachcica Twardowskiego, uprawiającego czarną magię, tego samego, o którym wspominał już w 1566 roku Łukasz Górnicki w *Dworzaniu polskim*. Śladem Bandtkiego poszedł ruchliwy publicysta i dramatopisarz krakowski Konstanty Majeranowski, który w 1820 roku na łamach swojego pisma „Pszczółka” ogłosił obszerną *Wiadomość o Twardowskim czarnoksiężniku*. Dowodził w niej, iż wzmiankowany Twardowski po ukończeniu studiów w Krakowie pod przybranym nazwiskiem Festa (Fausta) udał się

do Niemiec, gdzie m.in. wynalazł druk, który udoskonalił we współpracy z Gutenbergiem... Opowieść Majeranowskiego wywołała dyskusję w prasie, stając się zarazem – według wszelkiego prawdopodobieństwa – zaczynem ballady Mickiewicza *Pani Twardowska*¹⁰.

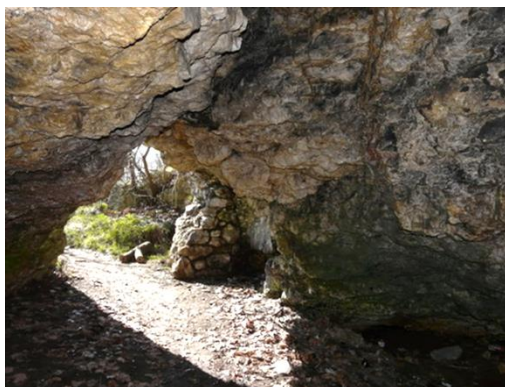
Z czasem Mistrz Twardowski doczekał się wyjątkowo bogatej sławy w literaturze pięknej (tu jego legendę podtrzymywali tak znani pisarze, jak: Adam Mickiewicz, Józef Ignacy Kraszewski, Gustaw Zieliński, Józef Szujski, Lucjan Rydel, Ludomir Różycki, Wacław Sieroszewski) oraz w sztuce. Malowali go wszak artyści tej rangi, co Michał E. Andriolli, Jan Matejko, Walery Eljasz, Wojciech Gerson czy Włodzimierz Tetmajer, ale także artyści mniej znani, jak Wojciech Grabowski, Władysław Motty, Leonard Straszyński czy Wojciech Piechowski.

Jak wspomniano, w tradycji krakowskiej Twardowski na dobre związany został z prawobrzeżną częścią miasta. Wprawdzie tu i ówdzie można znaleźć informacje, że mieszkał on w kamienicy „pod Św. Janem Kapistranem” (na rogu ulicy Wiślniej i Rynku), ale od początku XIX w. powraca w książkach

¹⁰ Piszę szerzej na ten temat w studium: *Na początku był plagiat... [w:] F. Ziejka, Miasto potłów. Studia i szkice*, Kraków 2005, s. 59–76.

o Krakowie informacja o jego „szkole”, czyli domku, zwanym też Katedrą Twardowskiego, u stóp Kopca Krakusa¹¹.

W XIX w. w skałach Krzemionek Podgórskich rzeczywiście pokazywano jaskinię, w której słynny mistrz magii miał prowadzić swoje badania. Niestety, jaskinia owa została zniszczona na początku XX wieku w czasie budowy podgórskiego kościoła pod wezwaniem św. Józefa¹². Inne przekazy łączą jego postać z Zakrzówkiem. To właśnie tutaj mamy wszak Skałki Twardowskiego, a w nich Grotę Twardowskiego¹³.



Zakrzówek – Grotę Twardowskiego

Według miejscowej legendy, zrodzonej dopiero w XIX w., wśród tych urwisk na Zakrzówku Twardowski miał prowadzić swoje eksperymenty, które ostatecznie doprowadziły do wielkiej eksplozji jego laboratorium. W wyniku owego wybuchu powstały poszarpane, pełne załamów i urwisk Skałki, zwane Skałkami Twardowskiego. Co więcej, jeszcze na początku XX w. można było oglądać w nieodległych Pychowicach zrujnowane zabudowania karczmy „Rzym”, z której Mefistofeles miał porwać Twardowskiego¹⁴, zaś Rada Miasta Krakowa, pomna owej tradycji, w 1912 roku nadała jednej z ulic na Zakrzówku (właściwie – na Dębnikach) imię Twardowskiego¹⁵.

WĘDRÓWKI ASTRONOMÓW

Polichromia Sali Jagiellońskiej pędzla Michała Stachowicza nie zachowała się, została bowiem zniszczona w czasie prac restauracyjnych gmachu Collegium Maius, podjętych w latach czterdziestych XIX w. przez Karola Kremera, a trwających do lat siedemdziesiątych XIX w. Dziś możemy jednak wyobrazić sobie

¹¹ Legendę tę upowszechnił na początku XIX w. Jan Nepomucen Kamiński, dyrektor teatru lwowskiego, który w 1825 roku wystawił na scenie tamtejszej przeróbkę z niemieckiego pt. *Twardowski na Krzemionkach. Krotchwila czarodziejska we 3 aktach z powieści gminnej dla teatru lwowskiego w kwietniu 1825 napisana* (rękopis w Ossolineum, sygn. 4666 IV).

¹² Na szczęście wiadomo jak ona wyglądała, w latach siedemdziesiątych namalował ją bowiem Juliusz Kossak, a reprodukcja jego obrazu *Katedra Twardowskiego na Krzemionkach* ukazała się w tygodniku „Kłosy” (1871, s. 308).

¹³ Grotę tę malował m.in. Marian Wawrzyniecki („Wędrowiec” 1898, s. 821).

¹⁴ Por.: R. Kielkowski, *Historie spod Kopca Krakusa*, Kraków 1972.

¹⁵ Por.: E. Supranowicz, *Nazwy ulic Krakowa*, Kraków 1995, s. 184. Warto przypomnieć, że na Dębnikach istnieje także ul. Czarodziejska (od 1917), która poprzednio nosiła nazwę Twardowskiego.

jak wyglądała owa malowana *Księga Dziejów Akademii Krakowskiej* dzięki zachowanym w Bibliotece Jagiellońskiej szkicom artysty. Tu interesuje mnie jednak jedynie sprawa genezy programu ikonograficznego owej polichromii, który zrealizował Michał Stachowicz. Zebrane materiały przekonują, że program ten kanonik Sebastian Sierakowski, rektor Szkoły Głównej Krakowskiej, oparł na dziele Józefa Sołtykowicza zatytułowanym *O stanie Akademii Krakowskiej od założenia jej w roku 1347 aż do teraźniejszego czasu*, który został wydany w Krakowie w 1810 roku i był pierwszą próbą nakreślenia dziejów Akademii Krakowskiej¹⁶. Wyjątkowe to dzieło w historiografii naszej Wszechnicy m.in. z tego powodu, że tekst główny zajmuje w nim 93 strony druku, zaś przypisy – prawie 550 stron! Ale te właśnie przypisy stanowią wciąż chyba niedoceniony zestaw informacji o dziejach Akademii Krakowskiej na przestrzeni ponad czterystu lat istnienia!

Sołtykowicz, świadek wydarzeń z przełomu XVIII i XIX w., w swojej mowie-książce nie kryje podziwu dla kilku ludzi związanych z Uniwersytetem. W pierwszej kolejności – Mikołaja Kopernika, którego nazywa *nieśmiertelnym* i którego daje obszerną charakterystykę wraz z biogramem¹⁷. Dalej – dla *sławnego na początku XVII wieku matematyki profesora* – Jana Brożka, który *żywe wyobrażenie tego wielkiego Męża [Kopernika] w bibliotece publicznej [Collegium Maius] na najwyższym miejscu pod zasłoną, dla tym większego uszanowania, zawiesił*¹⁸. Wreszcie – dla Jana Śniadeckiego, niegdyś profesora matematyki wyższej i astronomii w Szkole Głównej Krakowskiej, obecnie (tzn. w 1810 roku) – rektora Szkoły Głównej Litewskiej, który *prace uczone tego męża [Kopernika] wyliczył i uwielbił wybournym piórem*¹⁹.

Historycy Uniwersytetu wymieniają wiele nazwisk sławnych profesorów astronomii w Akademii Krakowskiej. W *Złotej księdze Wydziału Matematyki i Fizyki* obok Mikołaja Kopernika z dawnych wieków osobne sylwetki otrzymali: Marcin Król z Przemyśla, Piotr Gaszowiec, Marcin Bylica, Wojciech z Brudzewa, Jan z Głogowa i Maciej z Miechowa. Mnie interesuje tu szczególnie jednak Jan Śniadecki, matematyk i astronom, jeden z najbliższych współpracowników Hugona Kołłątaja z czasów wielkiej reformy Akademii Krakowskiej. Ten poznańczyk z pochodzenia zapisał bardzo piękną kartę w dziejach naszej Wszechnicy. Z myślą o nim Kołłątaj już w 1776 roku zapowiadał podjęcie starań o zbudowanie osobnego budynku Obserwatorium Astronomicznego. Powrócił do tej sprawy w 1780 roku, gdy Szkoła Główna Koronna otrzymała opactwo miechowskie. Dochody z niego rektor Kołłątaj przeznaczył z jednej

¹⁶ Rozprawa ta była rozszerzoną wersją mowy Józefa Sołtykowicza, dziekana wydziału filozoficznego, jaką wygłosił w dniu 10 maja 1810 roku, w czasie wizyty Fryderyka Augusta – księcia Księstwa Warszawskiego, a zarazem – króla saskiego, w Szkole Głównej Krakowskiej.

¹⁷ J. Sołtykowicz, jw., s. 48, 102–108.

¹⁸ Jw., s. 109.

¹⁹ Jw., s. 105.

strony na pokrycie prac przy Collegium Physicum, z drugiej – na budowę wzmiankowanego Obserwatorium.



Obserwatorium Astronomiczne na Wesołej

Obserwatorium wzniesiono na Wesołej²⁰, w Ogrodzie Botanicznym, założonym w 1783 roku na pojezuickich terenach, które wcześniej należały do rodziny Czartoryskich. Pracami przy budowie od samego początku kierował Jan Śniadecki. Prace te rozpoczęto już na początku lat osiemdziesiątych, ale trwały one właściwie aż do 1 maja 1792, kiedy to nastąpiło oficjalne otwarcie Obserwatorium. Warto jednak zauważyć, że już wcześniej Śniadecki obserwował z niego zaćmienie Słońca (4 czerwca 1788) i zaćmienie Księżyca (28 kwietnia 1790).

Jan Śniadecki odszedł z Krakowa do Wilna w 1803 roku. Astronomowie odziedziczyli jednak po nim wspaniałą warsztat pracy, w którym prowadzili badania przez ponad półtora wieku. Dopiero w 1953 roku rozpoczęto na UJ dyskusje nad potrzebą zbudowania nowego obserwatorium astronomicznego. Wysoka pozycja naukowa Tadeusza Banachiewicza sprawiła, że wojsko zdecydowało się przekazać Uniwersytetowi na ten cel zbudowany w 1878 roku pierwszy pancerny fort Twierdzy Kraków, znajdujący się w Skale, noszący numer 38, a niegdyś także imię Franciszka Józefa I²¹. Prace adaptacyjne w pozyskanym forcie podjęto w 1959 roku, a zakończono w 1964. W dniu 5 maja tegoż roku, w czasie obchodów 600-lecia fundacji UJ, odbyła się uroczystość oddania do użytku Obserwatorium Astronomicznego im. Mikołaja Kopernika. Odtąd placówka ta, rozbudowywana i wzbogacana w aparaturę, służy astronomom krakowskim²².

²⁰ Warto tu dodać, że formalnie Wesoła otrzymała imię Kopernika dopiero w 1858 roku (najprawdopodobniej ze względu na Obserwatorium Astronomiczne). Nie od rzeczy będzie także dodać, że samo Obserwatorium (zwane zarazem „Gwiazdarnią”) powstało przez rozbudowanie należącego niegdyś do Czartoryskich pałacyku. W literaturze pamiątkarskiej z XIX w. można znaleźć interesujące wzmianki o podróżach prof. Śniadeckiego na koniu wzdłuż Wesołej, przez łąki św. Sebastiana do Collegium Maius (por. K. Girtler, *Pamiętniki z lat 1803–1831*. Opr. Z. Jabłoński i J. Staszek, Kraków 1971).

²¹ Bardzo poważnie rozważano w owym czasie inną lokalizację Obserwatorium – w Jerzmanowicach.

²² Por.: J. Mietelski, *Zarys dziejów Obserwatorium Astronomicznego UJ* [w:] *Złota księga Wydziału Matematyki i Fizyki*, pod red. B. Szafirskiego, Kraków 2000, s. 25–59.



Obserwatorium Astronomiczne UJ – Radioteleskop

WĘDRÓWKI FIZYKÓW

Przywoływany tu Józef Sołtykowicz w opracowaniu dziejów uniwersytetu Krakowskiego z 1810 roku szczególnie wiele miejsca poświęcił Hugonowi Kołłątajowi. Jego zdaniem, Kołłątaj *dźwignął z upadku dzieło Kazimierza W[ielkiego] i Władysława Jagielly, postawiwszy go na stopniu nierównie okazalszej świetności*²³. Był to człowiek, który, zdaniem Sołtykowicza, stworzył wizję uniwersytetu nowoczesnego, kładąc nacisk na przedmioty przyrodnicze, z fizyką eksperymentalną na czele. To za jego czasów Jan Śniadecki, jeden z czołowych profesorów Szkoły Głównej, zaczął wyklądać mechanikę i hydraulikę, ale także mechanikę popularną dla rzemieślników. Już w memoriale z 1776 roku, zatytułowanym *O wprowadzeniu dobrych nauk dla Akademii Krakowskiej*, Kołłątaj – dwudziestosześcioletni zaledwie Wizytator Akademii Krakowskiej, zaproponował wzniesienie odpowiednich pomieszczeń na laboratoria i pracownie dla Kolegium Fizycznego²⁴.

Istotnie, już w latach osiemdziesiątych XVIII wieku powstała pierwsza część Collegium Physicum na rogu ulic: św. Anny i Jagiellońskiej, dziś noszącego imię Kołłątaja²⁵. Collegium to początkowo było zwyczajną przeróbką trzech mieszczkańskich kamienic: Pryamowskiej, czyli niedokończonego konwiktu

²³ J. Sołtykowicz, *O stanie Akademii Krakowskiej od założenia jej w roku 1347 aż do teraźniejszego czasu*, Kraków 1810, s. 81.

²⁴ A. Żeleńska-Chełkowska, *Feliks Radwański. Senator Rzeczypospolitej Krakowskiej (1756–1826)*, Kraków 1982, s. 49.

²⁵ Gwoli wyjaśnienia trzeba tu dodać, że ul. św. Anny jeszcze w XV w. zwana była ul. Żydowską, zaś dzisiejsza Jagiellońska za czasów Kołłątaja zwana była Przecnicą. Święta Anna stała się patronką ulicy dopiero pod koniec XVII wieku, zaś „Jagiellońska” przyłączyła się do ulicy zwanej Przecnicą w epoce Rzeczypospolitej Krakowskiej, gdy Szkoła Główna Krakowska została nazwana Uniwersytetem Jagiellońskim (stało się to na mocy statutu z 1817 r.).

ks. Pałaszowskiego, „Pod konikiem” i trzeciej: „Pod Toporkiem”²⁶. Ze względu na wadliwe wykonanie owej przeróbki, w latach 1787–1791 wzniesiono według planów Feliksa Radwańskiego (seniora) nowy, w stylu neoklasycyżnym, gmach Collegium. Został on w epoce Rzeczypospolitej Krakowskiej „dopełniony” przez włączenie do niego powstałej w połowie XVII wieku, a teraz przebudowanej Bursy Śmieszkowskiej. Obecny kształt architektoniczny gmach ten posiada dopiero od 1839 roku.

W Collegium Kołłątaja przez przeszło sto lat oprócz katedry fizyki mieściły się także katedry fizjologii, farmakologii, anatomii porównawczej, geologii oraz chemii (ta do 1870 r.). Z tego m.in. powodu już w połowie XIX w. Stefan Kuczyński rozpoczął starania o przyznanie fizykom większej liczby pomieszczeń, ale zabiegi te nie przyniosły rezultatu. Nie poprawiła się sytuacja lokalowa fizyków także w następnych dziesięcioleciach. Dopiero tragiczna śmierć prof. Zygmunta Wróblewskiego (w kwietniu 1888 r.) i objęcie kierownictwa Zakładu Fizycznego (tak zwano wtedy katedrę) przez Augusta Witkowskiego zmieniły sytuację. Budowa nowego gmachu dla fizyków stała się celem życia tego wybitnego uczonego²⁷. I rzeczywiście, opisana niedawno przez Piotra Franaszka²⁸ batalia prof. Witkowskiego o budowę nowego gmachu dla fizyków nadawałaby się właściwie na stworzenie prawdziwej nowożytnej epepei z dziejów polskiej nauki. Na pewno znalazłyby się w niej obszerne „pieśni” poświęcone poszukiwaniom lokalizacji dla nowego gmachu (m.in. przy ul. Straszewskiego, na rogu ul. Jabłonowskich i Garncarskiej, wreszcie – przy ul. Gołębiej). Faktem jest, że sporo atramentu, a także farby drukarskiej zużyto przy dyskusjach na temat wielkości planowanego budynku, a przede wszystkim – jego stylu.



Collegium Physicum (Kołłątaja)



Collegium Kołłątaja obecnie

²⁶ Warto tu wspomnieć, że kamienica „Pod Konikiem” została w I połowie XVI w. zbudowana przez drukarza Marka Scharfenberga, w niej też przez wiele dziesięcioleci mieściła się będąca zarazem księgarnią słynna drukarnia Scharfenbergów. Na swój sposób tradycję tę kontynuuje dziś znajdująca się w Kolegium Kołłątaja Księgarnia Akademicka.

²⁷ Por.: A. Kisiel, B. Średniawa, *August Witkowski (1854–1913)* [w:] *Złota Księga Wydziału Matematyki i Fizyki [Uniwersytetu Jagiellońskiego]*, pod red. B. Szafirskiego, Kraków 2000, s. 437–445.

²⁸ P. Franaszek, *Collegium Witkowskiego*, Kraków 2014.



August Witkowski



Collegium Witkowskiego

Nie sposób mówić tu o wszystkich tych sprawach, ale godzi się wspomnieć o wielkiej „wojnie”, jaką przypadło profesorom Uniwersytetu stoczyć w owym czasie, głównie z reprezentantami stowarzyszeń kulturalnych i artystycznych Krakowa, o zlokalizowanie nowej siedziby fizyków w sąsiedztwie Collegium Novum. Stowarzyszenia te ok. 1905 roku odniosły sukces, udało im się bowiem obronić przed wyburzeniem domki przy kościele św. Idziego²⁹. Teraz, wzmocnione tym sukcesem, z tym większą energią sprzeciwiały się budowie gmachu fizyków przy ul. Gołębiej. Artyści widzieli w tym miejscu jeszcze w latach osiemdziesiątych obszerny plac z pomnikiem Adama Mickiewicza pośrodku³⁰, a po wzniesieniu tego pomnika na Rynku (w 1898 r.) – wielki Ogród Profesorski. Wśród ich argumentów pojawił się znany w II połowie XIX w. motyw uszczuplenia Plant³¹. Oczywiście, nie brakło także innych argumentów, związanych czy to z lokalizacją gmachu w pobliżu znajdującej się wówczas w Collegium Maius Biblioteki Jagiellońskiej (miała być narażona na zniszczenie wskutek ew. wybuchu gazów w gmachu), czy też z jego posadowieniem w pobliżu linii tramwaju elektrycznego³². Te i wiele innych przeszkód nie zraziły jednak

²⁹ Pisałem szeroko o tych bojach artystów i pisarzy oraz konserwatorów zabytków w studium: *Na ratunek Krzysztoforom! Z dziejów walk z burzymurkami w Krakowie*, „Krzysztofor”, t. 30, 2012.

³⁰ Pomysłodawcą takiego zagospodarowania owego terenu był Walery Rzewuski, bardzo zasłużony dla Krakowa artysta-fotograf, wieloletni członek Rady m. Krakowa, inicjator zasypania koryta tzw. „Starej Wisły”, a także budowy nowego gmachu teatru miejskiego.

³¹ Tego samego typu wojnę toczyli niektórzy strażnicy starego Krakowa z projektem budowy gmachu Collegium Novum w latach 1883–1887.

³² W memoriale jedenastu towarzystw kulturalno-artystycznych z 1910 roku czytamy: *Z drugiej strony, [budynek] w którym będą dokonywane doświadczenia, w którym możliwość katastrofy wskutek wybuchu jest większą niż gdziekolwiek, zagraża poważnie sąsiedniej bibliotece, gdzie nagromadzone są nieprzebrane skarby. Bliskość zaś linii tramwaju elektrycznego nie może korzystnie wpływać na doświadczenia* (cyt. za: P. Franaszek, jw., s. 28). O szkodliwości linii tram-

prof. Witkowskiego, który ostatecznie doprowadził do otwarcia nowego gmachu w dniu 4 marca 1912 roku³³.

Tym boleśnieszka dla całego krakowskiego środowiska fizycznego była jego nagła śmierć, która zabrała go ze świata żywych dziesięć miesięcy później, w dniu 21 stycznia 1913 roku. Prof. Witkowski zmarł, ale gmach, którego był prawdziwym ojcem, budowniczym i gospodarzem, pozostał i do dziś głosi jego chwałę jako Collegium Witkowskiego!

Kolejna przeprowadzka czekała fizyków w 1964 roku, w czasie uroczystości jubileuszu 600-lecia Fundacji Uniwersytetu. Zbudowano wówczas przy ul. Reymonta pięciokondygnacyjowy (z dwukondygnacyjową podstawą) gmach Wydziału Matematyki, Fizyki i Chemii. Jego projektantem został Stanisław Juszczyk, który zapisał się w historii architektury Krakowa jeszcze w okresie międzywojennym. W gmachu tym fizycy gospodarowali dokładnie pięćdziesiąt lat, do 2014 roku. Ale nie pozostali tu.



Budynek Wydziału Matematyki, Fizyki i Chemii (od 1964), ostatnio siedziba Wydziału Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej (do 2014), ul. Reymonta 4

Po kilkudziesięciu latach znowu zdecydowali się przenieść w nowe okolice: na powstający koło Zakrzówka Kampus 600-lecia Odnowienia Uniwersytetu Jagiellońskiego. Z przywołanego tu kontekstu historycznego wynika, że ta lokalizacja Wydziału nie była przypadkowa. Niewykluczone też, iż przy podejmowaniu decyzji o zlokalizowaniu Kampusu 600-lecia Odnowienia Uniwersytetu, w tym Wydziału Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej, w najbliższym sąsiedztwie Zakrzówka i Skalek Twardowskiego, władze Uniwersytetu oraz miasta Krakowa kierowały się zapisami w przechowywanej od XV wieku w Bibliotece Jagiellońskiej *Księdze Twardowskiego* (zwano ją także *Liber Magnus*)³⁴. Może mieli swój udział w tej ich decyzji ci, którzy przed wiekami „wspomagali” Twardowskiego: Witelon i doktor Faust? Jedno należy podkreślić: zamiast pracowni w skalnych pieczarach mają dziś nasi fizycy wspaniałe, wyposażone w najlepszą aparaturę laboratoria. Ożywia ich jednak wciąż ta sa-

wajowej w pobliżu gmachu Wydziału Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej na terenie Kampusu 600-lecia Odnowienia UJ mówiono bodaj jeszcze przed rokiem.

³³ Ze znaną w środowisku krakowskim żółcią pisał o tej sprawie Karol Estreicher w dziele: *Collegium Maius. Dzieje gmachu*, Kraków 1968, s. 250 passim.

³⁴ Księgę tę pokazywano w 2005 roku (od 11 maja do 10 czerwca) na wielkiej wystawie zatytułowanej *Skarby Biblioteki Jagiellońskiej* (w Bibliotece Jagiellońskiej). Na płótnie uwiecznił ją swego czasu Juliusz Kossak („Kłosa” 1871, nr 333). Por. także: K.W. Wójcicki, *Twardowski czarnoksiężnik*, „Kłosa” 1871, nry 333 i 334.

ma żądza poznania, która przed wiekami gnała ich duchowych Ojców z miejsca na miejsce, w nadziei, że uda im się odkryć tajemnice Natury, Wszechświata.



Znowu na Zakrzówku

Z tą ostatnią przeprowadzką naszych fizyków zamyka się na swój sposób koło historii. Czy tu pozostaną oni już na zawsze? Chyba nie. Sądzę, że za kilkadziesiąt, a może za sto lat, zdecydują się na nową przeprowadzkę. Dokąd? Tego nie byłby w stanie przewidzieć ani Witelton, ani dr Faustus, ani nasz rodzimy Mistrz Twardowski...

Od Redakcji:

O Grocie Twardowskiego: www.kktj.pl/jaskinie/jura/j_twardowskiego/twardowski.html



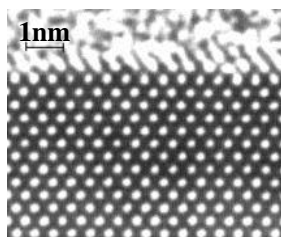
Dyfrakcja fal elektromagnetycznych na sieciach przestrzennych

Jerzy Ginter
Wydział Fizyki UW

Dyfrakcja fal elektromagnetycznych na przestrzennych strukturach periodycznych jest interesująca co najmniej w dwóch dziedzinach.

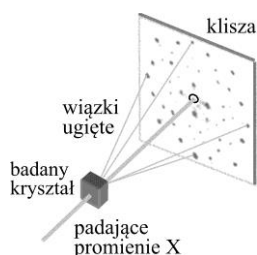
I. Dyfrakcja promieni Roentgena na kryształach

Dyfrakcję promieni Roentgena na kryształach rozpoczęły słynne prace Maxa von Lauego¹, potwierdzające atomową budowę materii i fakt, że w kryształach atomy ustawione są w regularnej sieci przestrzennej. Obecnie przestrzenny periodyczny układ atomów kryształów można wprost oglądać, na przykład za pomocą mikroskopu elektronowego (rys. 1).

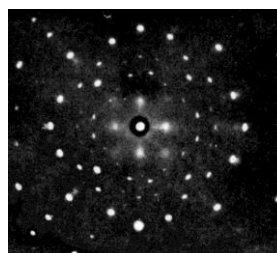


Rys. 1. Fotografia z mikroskopu elektronowego. Na dole monokryształ krzemu Si, na górze bezpostaciowa krzemionka SiO₂

W tak zwanej metodzie Lauego na monokryształ kieruje się **niemonochromatyczną** („białą”) wiązkę promieniowania rentgenowskiego o dość szerokim zakresie widmowym (rys. 2). Obraz dyfrakcyjny rejestruje się na przykład za pomocą kliszy fotograficznej. Ma on postać wielu oddzielnych punktów. Przy odpowiednim ustawieniu obraz odzwierciedla symetrię badanego kryształu (rys. 3).



Rys. 2. Zasada metody Lauego



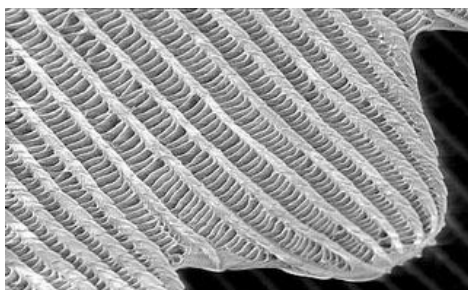
Rys. 3. Obraz dyfrakcji promieni Roentgena na kryształach NaCl uzyskany metodą Lauego

¹ Nagroda Nobla w roku 1914.

Kryształy fotoniczne

W ostatnich latach duże zainteresowanie budzą tak zwane kryształy fotoniczne. Są to struktury przestrzenne o periodyczności porównywalnej z długością fali promieniowania widzialnego, czyli rzędu 1 μm . Mogą to być:

- przestrzenne układy komórek piór ptasich czy skrzydeł motyli (rys. 4). Układy takie oświetlone światłem białym stają się kolorowe, mimo że nie zawierają barwników;
- sztucznie otrzymane przestrzenne struktury z materiałów przezroczystych². Szerokie badania tego typu układów rozpoczęła praca Eli Yablonovitcha z 1987 roku. Oczekuje się, że będą miały one szerokie zastosowanie w elektronice³.



Rys. 4. Fotografia struktury przestrzennej skrzydła motyla rusałki pawika. Źródło: Wikipedia, hasło „Structural coloration”

Uproszczony model

Precyzyjny opis właściwości wymienionych wyżej układów wymaga rozważenia rozchodzenia się fali elektromagnetycznej w ośrodku o periodycznie zmienionym współczynniku załamania⁴. Interesujące może być jednak rozpatrzenie modelu skrajnie uproszczonego – przestrzennej sieci punktowych centrów rozpraszających.

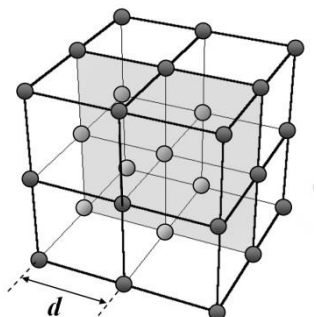
Tutaj omówimy tylko najprostszy z takich układów: jednakowych punktów odległych o d , tworzących sześcienną sieć przestrzenną, nazywaną siecią kubiczną prostą (rys. 5). Ograniczymy się przy tym do przypadku:

- kiedy promień padający jest równoległy do krawędzi sześciątów,
- obserwacja jest prowadzona w płaszczyźnie, zaciętej na rysunku 5.

² Zob. John Timmer, *Photonic crystals used to make optical RAM*, *ars technica*, May 28, 2014, <http://arstechnica.com/science/2014/05/photonic-crystals-used-to-make-optical-ram/>.

³ Warto obejrzeć w internecie obrazy, które pojawiają się na hasła „structural coloration” i „photonic crystals”.

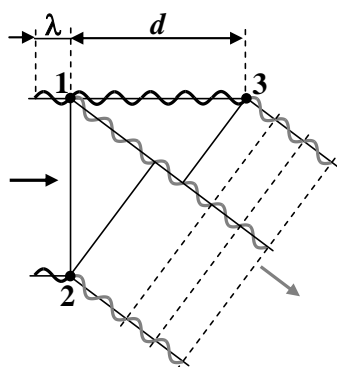
⁴ W przypadku promieni Roentgena mówimy wtedy o *dynamicznej teorii rozpraszania*.



Rys. 5. Sieć kubiczna prosta

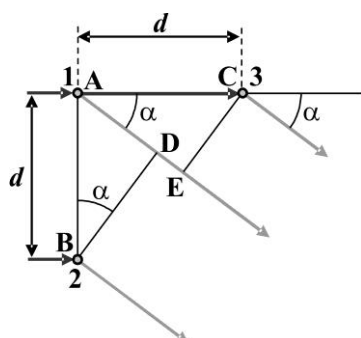
Warunki wzmocnienia promieniowania

Aby nastąpiło wzmocnienie promieniowania rozproszonego przez rozważaną sieć przestrzenną, muszą zostać spełnione **jednocześnie** dwa warunki (rys. 6):



Rys. 6. Wzmocnienie fal rozproszonych

1. muszą się wzmocniać fale należące do pionowego łańcucha centrów rozpraszających, zaznaczone na rysunku jako punkty 1 i 2;
2. muszą się wzmocniać fale, należące do poziomego łańcucha centrów rozpraszających, zaznaczone na rysunku jako punkty 1 i 3.



Rys. 7. Ilustracja warunków wzmocnienia fal

Oznacza to dwa warunki na różnicę dróg (rys. 7), które muszą zostać spełnione jednocześnie.

Pierwszy:

$$\Delta_1 = AD = d \sin \alpha = n\lambda, \quad (1)$$

jak dla zwykłej siatki dyfrakcyjnej;

drugi:

$$\Delta_2 = AC - AE = d - d \cos \alpha = d(1 - \cos \alpha) = m\lambda, \quad (2)$$

gdzie m i n to liczby całkowite.

Warunki 1 i 2 możemy też zapisać w postaci:

$$\sin \alpha = n \frac{\lambda}{d}, \quad (3)$$

$$\cos \alpha = 1 - m \frac{\lambda}{d}. \quad (4)$$

Rysunek 7 odpowiada $n = 3$, $m = 1$, $\frac{\lambda}{d} = \frac{1}{5}$.

Co wynika z warunków wzmocnienia?

Podnieśmy teraz (3) i (4) do kwadratu, dodajmy do siebie stronami i skorzystajmy ze związku $\sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha = 1$. Dostaniemy:

$$n^2 \frac{\lambda^2}{d^2} + \left(1 - m \frac{\lambda}{d}\right)^2 = 1. \quad (5)$$

Przekształćmy to wyrażenie:

$$n^2 \frac{\lambda^2}{d^2} + 1 - 2m \frac{\lambda}{d} + m^2 \frac{\lambda^2}{d^2} = 1 \quad (6)$$

$$n^2 \frac{\lambda^2}{d^2} - 2m \frac{\lambda}{d} + m^2 \frac{\lambda^2}{d^2} = 0 \quad (7)$$

$$n^2 \frac{\lambda^2}{d^2} + m^2 \frac{\lambda^2}{d^2} = 2m \frac{\lambda}{d} \quad (8)$$

Dzielimy obie strony przez $\frac{\lambda}{d}$:

$$(n^2 + m^2) \frac{\lambda}{d} = 2m \quad (9)$$

$$\lambda = \frac{2m}{n^2 + m^2} d. \quad (10)$$

Długości fali λ promieniowania rozproszonego nie mają dowolnych wartości, a jedynie takie, które spełniają warunek (10). Oznacza to, że gdybyśmy na nasz układ skierowali wiązkę monochromatyczną, moglibyśmy nie uzyskać żadnego wzmocnienia dyfrakcyjnego! Różni to dyfrakcję na sieciach przestrzennych od dyfrakcji na sieciach jedno- i dwuwymiarowych.

II. Dyfrakcja światła widzialnego

Przypuśćmy teraz, że stała sieci $d = 1 \mu\text{m}$, a na układ skierowaliśmy wiązkę światła białego, obejmującego cały obszar widzialny, od $0,4 \mu\text{m}$ (światło fioletowe) do $0,7 \mu\text{m}$ (światło czerwone). Nie przeanalizujemy dokładnie wszystkich możliwości, ograniczymy się jedynie do kilku przykładów.

Przykład 1, $m = n$

Jeżeli $m = n$, wzór (10) się upraszcza i dostajemy

$$\lambda = \frac{2n}{n^2 + n^2} d = \frac{1}{n} d. \quad (11)$$

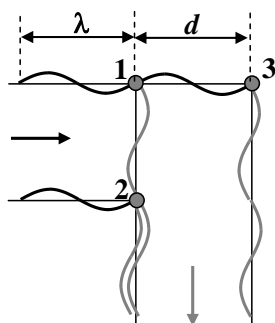
Oznacza to kolejno:

- $n = 1$: $\lambda = 1 \mu\text{m}$ – podczerwień;
- $n = 2$: $\lambda = 0,5 \mu\text{m}$ – światło widzialne zielone;
- $n = 3$: $\lambda = 0,33 \mu\text{m}$ – nadfiolet.

Za pomocą wzoru (3) ustalimy, jaki jest kąt α . Dla wszystkich trzech przypadków

$$\sin \alpha = n \frac{1}{n} d \frac{1}{d} = 1 \quad (12)$$

Zatem $\alpha = 90^\circ$, wiązka rozproszona jest prostopadła do wiązki padającej. Dla $n = 1$ przedstawia to rys. 8.



Rys. 8. Ilustracja przykładu 1

Przykład 2, $n = 0, m \neq 0$

Przypadek ten odpowiada rozpraszaniu ściśle wstecz. Ze wzoru (3) wynika, że $\sin \alpha = 0, \alpha = 180^\circ$ ($\alpha \neq 0$, patrz dalej). Wyrażenie (10) przyjmuje postać

$$\lambda = \frac{2}{m}d. \quad (13)$$

Wzór ten podobny jest do (11), ale różni się od niego o czynnik 2. Ze wzorów (13) i (4) wynika, że

$$\cos \alpha = 1 - m \frac{2}{m}d \frac{\lambda}{d} = 1 - 2 = -1, \quad (14)$$

czyli rzeczywiście $\alpha = 180^\circ$.

Wzór (13) oznacza kolejno:

- $m = 1: \lambda = 2 \mu\text{m}$ – podczerwień;
- $m = 2: \lambda = 1 \mu\text{m}$ – podczerwień;
- $m = 3: \lambda = 0,667 \mu\text{m}$ – światło widzialne czerwono-pomarańczowe;
- $m = 4: \lambda = 0,5 \mu\text{m}$ – światło zielone;
- $m = 5: \lambda = 0,4 \mu\text{m}$ – skrajny fiolet;
- $m = 6: \lambda = 0,333 \mu\text{m}$ – nadfiolet.

Przykład 3, $n = 2, m$ dowolne

W tym przypadku

$$\lambda = \frac{2m}{4+m^2}d \quad (15)$$

Oznacza to:

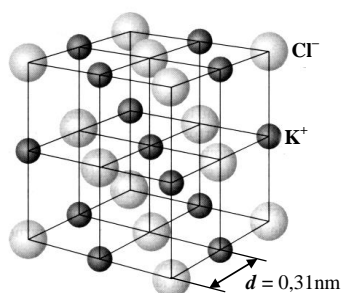
- $m = 1: \lambda = 0,4 \mu\text{m}$ – skrajny fiolet, $\sin \alpha = 0,8, \cos \alpha = 0,6, \alpha = 53^\circ$;
- $m = 2: \lambda = 0,5 \mu\text{m}$ – zieleń (patrz przykład 1);
- $m = 3: \lambda = 0,462 \mu\text{m}$ – niebieskie, $\sin \alpha = 0,92, \cos \alpha = -0,39, \alpha = 113^\circ$;
- $m = 4: \lambda = 0,4 \mu\text{m}$ – skrajny fiolet, $\sin \alpha = 0,8, \cos \alpha = -0,6, \alpha = 127^\circ$;
- $m = 5: \lambda = 0,345 \mu\text{m}$ – nadfiolet.

III. Dyfrakcja promieni Roentgena – cd.

Powróćmy do wymienionej na początku dyfrakcji promieni Roentgena na kryształach. Bliska wyżej omówionym przykładom jest dyfrakcja na kryształach chlorku potasu KCl (rys. 9). Chlorek potasu ma budowę podobną do chlorku sodu.

Natężenie fali rozproszonej na pojedynczym atomie lub jonie dla promieni Roentgena jest w pierwszym przybliżeniu proporcjonalne do liczby elektronów.

W przypadku jonu K^+ i jonu Cl^- liczba ta jest równa 18. Zatem sieć KCl dla promieni Roentgena może być potraktowana jak sieć kubiczna prosta.



Rys. 9. Budowa kryształu KCl

Wynika stąd, że wszystkie prowadzone wyżej rozważania dla fikcyjnej sieci centrów rozpraszających można po prostu zastosować do rozpraszania promieni Roentgena na KCl. Należy je tylko przeskalować, zmieniając stałą sieci z $d = 1 \mu\text{m}$ na $d = 0,31 \text{ nm}$. Na przykład dla $n = 2$, m dowolnego:

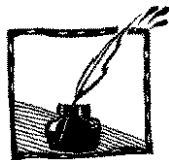
- $m = 1$: $\lambda = 0,4 \cdot 0,31 \text{ nm} = 0,124 \text{ nm}$, $\sin \alpha = 0,8$, $\cos \alpha = 0,6$, $\alpha = 53^\circ$;
- $m = 2$: $\lambda = 0,5 \cdot 0,31 \text{ nm} = 0,155 \text{ nm}$, $\sin \alpha = 1$, $\alpha = 90^\circ$; itp.

Podkreślmy:

- Różnym plamkom na fotografii typu 3 odpowiadają na ogół różne długości fali (różne „barwy rentgenowskie”), czego nie rejestruje zwykła klisza fotograficzna.
- Aby uzyskać obraz dyfrakcyjny metodą Lauego trzeba stosować wiązkę niemonochromatyczną – bo dla wiązki o jednej określonej długości fali moglibyśmy nie uzyskać żadnego wzmocnienia, a co za tym idzie, nie zaobserwować żadnego refleksu na kliszy.

Uwaga końcowa

Nasz model sieci punktowych centrów rozpraszających dotyczyć może także rozpraszania innego typu fal na strukturach przestrzennych, na przykład dyfrakcji neutronów na kryształach.



Prędkość kulki staczającej się z równi pochyłej

Zadanie z XXI Olimpiady fizycznej 1971/1972¹

Opracował Tadeusz M. Molenda

Zawody Stopnia I, zadanie teoretyczne

Na wierzchołku równi o wysokości h znajduje się kulka. Początkowe prędkości kulki (liniowa i kątowna) są równe zero. Współczynnik tarcia posuwistego (stycznego i kinetycznego) kulki o równię wynosi $f = 2/7$. Współczynnik tarcia tocznego kulki o równię równy jest zero. W pewnej chwili puszcza kulkę. Jak końcowa prędkość liniowa kulki v (tj. prędkość środka kulki w chwili, gdy mija ona najniższy punkt równi) zależy od kąta nachylenia równi α ? Zrób szkic wykresu funkcji $v(\alpha)$.

Rozwiązanie

Wprowadźmy oznaczenia:

\vec{T} – siła tarcia (stycznego lub poślizgowego) między kulką a równią,

\vec{N} – siła nacisku kulki na równię

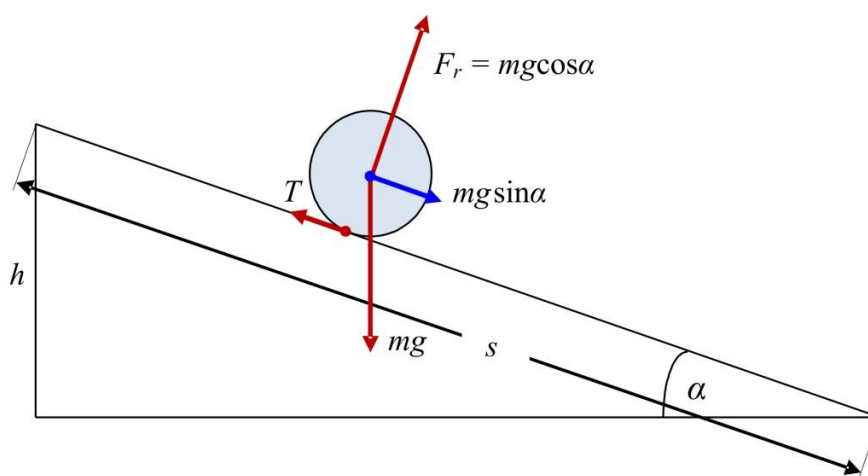
¹ Zadanie zostało udostępnione z bazy zadań Olimpiady Fizycznej w Szczecinie (www.of.szc.pl/) i dla *Fotonu* przygotowane przez przewodniczącego Komitetu Okręgowego OF w Szczecinie dra Tadeusza Molendę. W bazie znajduje się też zamieszczony w zbiorze Andrzeja Szymachy dodatek „dowcipny sposób znalezienia wzoru na moment bezwładności kuli nie odwołując się do całkowania”.

Zadanie wraz z rozwiązaniem zostało opublikowane w zbiorze „*Olimpiady Fizyczne XXI i XXII*”, WSiP, Warszawa 1975, str. 41 – 49, przez Andrzeja Szymachę ówczesnego członka Zarządu KGOF; *Zbiór zadań z olimpiady fizycznej*. WSiP, Warszawa 1987, zad. 6.2, przez Waldemara Gorzkowskiego ówczesnego członka Zarządu KGOF, późniejszego sekretarza naukowego w Komitecie Głównym Olimpiady Fizycznej.

Porównaj zadania o podobnej tematyce z olimpiad: XX OF; st. II – zad. teoretyczne T1: *Ruch kulki na równi bez poślizgu*; XXII OF, st. II – zad. doświadczalne: *Wyznaczanie współczynnika tarcia kulki stalowej o szkło*; VI Międzynarodowa Olimpiada Fizyczna – zad. T1: *Ruch walców staczających się z równi*; XXIV OF, st. II – zad. dośw. D2 – dodatkowo: *Wyznaczanie współczynnika tarcia posuwistego rurki o równię*; XXVII OF, st. I – zad. T1: *Ruch kulki z równi pochyłej z uwzględnieniem tarcia potoczystego i posuwistego*; XXVII OF, st. III – zad. T2: *Opis ruchu kulki po poziomym stole z uwzględnieniem tarcia posuwistego i potoczystego*; XXX OF, st. I – zad. T4: *Analiza ruchu z równi pochyłej kulki z tarciem tocznym*; XXXI OF; st. wstępny – zad. dośw. D1: *Wyznaczanie współczynnika statycznego tarcia potoczystego stali o szkło*; LXV OF, st. II – zad. dośw.: *Wyznaczanie współczynnika tarcia tocznego kulki stalowej o gumę oraz momentu bezwładności kulki*.

Zadania z olimpiad fizycznych są na ogół oryginalne. Pomysły pochodzą z różnych źródeł, również od nauczycieli i samych zawodników olimpiady. Propozycje zadań były zmieniane w wyniku dyskusji w Komitecie Głównym OF i często nie przypominają tekstu „pomysłodawcy” (przyt. – Tadeusz Molenda, Instytut Fizyki, Uniwersytet Szczeciński).

- \vec{F}_r – siła reakcji podłoża na nacisk kulki
 \vec{v} – prędkość liniowa środka kulki,
 \vec{a} – przyspieszenie środka kulki,
 ω – prędkość kątowna kulki,
 ε – przyspieszenie kątowe ruchu obrotowego kulki,
 I – moment bezwładności kulki względem osi przechodzącej przez jej środek,
 m – masa kulki,
 R – promień kulki.



Rys. 1. Zaznaczono siły działające na kulkę znajdującą się na równi pochyłej. Dwie siły przyłożone w środku kulki: ciężar kulki o wartości mg i siłę sprężystości równi prostopadłą do niej, skierowaną ku górze o wartości $mg \cos \alpha$ (tj. siłę reakcji na siłę nacisku N kulki na podłoże o wartości $N = mg \cos \alpha$, nie zaznaczonej na rys.). Wypadkowa tych dwóch sił jest siłą zsuwającą równoległą do równi skierowaną w dół równi o wartości $mg \sin \alpha$. Trzecią siłą działającą na kulkę jest siła tarcia posuwistego \vec{T} przyłożona w punkcie styczności kulki z podłożem równi i skierowana wzdłuż równi ku górze

Przystępując do rozwiązania tego zadania należy uświadomić sobie, że mogą tu, w zależności od wartości kąta α , wystąpić dwa zasadniczo różne przypadki: ruchu z poślizgiem i ruchu bez poślizgu. Postarajmy się zrozumieć najpierw poglądowo, dlaczego tak musi być. Zacznijmy od równi nachylonej pod bardzo małym kątem. Gdyby nie było tarcia, to składowa siły ciężkości, równoległa do równi nadalaby kulce przyspieszenie $g \sin \alpha$. Kulka poruszałaby się ruchem postępowym, nie obracając się. Innymi słowy natychmiast po zwolnieniu kulki pojawiłaby się wolno rosnąca prędkość poślizgu. Jeśli jednak tarcie występuje, to sytuacja taka jest niemożliwa, gdyż natychmiast po rozpoczęciu ruchu pojawiłaby się duża siła tarcia $mg \cos \alpha$, większa od siły

$mg \sin \alpha$ (przy dostatecznie małym kącie α) i przeciwnie do niej skierowana. Wypadkowa siły tarcia i siły $mg \sin \alpha$ byłaby skierowana przeciwnie do przyspieszenia, co jest jawnie sprzeczne z II zasadą dynamiki Newtona. Dla dostatecznie małych kątów α , w ruchu bez prędkości początkowej, nie może więc występować poślizg, lecz jedynie toczenie, w czasie którego chwilowa prędkość punktu styczności kuli względem równi wynosi zero. Jeśli nie ma poślizgu, to tarcie jest tarciem statycznym, a jak wiemy siła tarcia statycznego nie jest określona jednoznacznie przez siłę nacisku i współczynnik tarcia – ich iloczyn wyznacza tylko maksymalną możliwą siłę tarcia. Czy można wyznaczyć ruch, skoro działa na ciało siła o nieustalonej wartości? Można, jeśli posiadamy dodatkowe wiadomości o ruchu. W naszym, przypadku będzie to warunek kinematyczny mówiący, że gdy $T < fN$, wtedy prędkość liniowa równa $v - \omega R = 0$. Warunek toczenia bez poślizgu nie tylko pozwoli wyznaczyć ruch, ale i siłę tarcia potrzebną do tego, by ruch rzeczywiście spełniał ten warunek.

Wyobraźmy sobie teraz, że powtarzamy spuszczenie kulki po równi, zwiększając stale kąt nachylenia. Przekonamy się, że ze wzrostem kąta nachylenia rosła też będzie wartość siły tarcia statycznego T niezbędna do zapewnienia staczania bez poślizgu. Dla pewnego kąta osiągniemy taką wartość siły T , która równa jest fN . Przy dalszym zwiększaniu kąta α siła tarcia statycznego T nie może już rosnąć, gdyż osiągnęła swą wartość maksymalną. Musi wystąpić poślizg i nie będziemy mogli korzystać z równania $v = \omega R$, a jedynie z nierówności $v - \omega R > 0$ wyznaczającej kierunek siły tarcia „pod górę”, a więc hamującej ruch. Znowu powstaje problem, bo gubimy jedno równanie. Ale natychmiast zyskujemy drugie! Skoro kula toczy się z poślizgiem, to siła tarcia kinetycznego jest wyznaczona przez nacisk: $T = fN$, a więc znowu będziemy mieli liczbę równań wystarczającą do wyznaczenia ruchu. Po tej wyczerpującej analizie możemy przystąpić do obliczeń.

1. Toczenie bez poślizgu

Prawo dynamiki dla ruchu postępowego:

$$ma = mg \sin \alpha - T. \quad (1)$$

Prawo dynamiki dla ruchu obrotowego:

$$I\varepsilon = TR. \quad (2)$$

Brak poślizgu:

$$v = \omega R \Rightarrow a = \varepsilon R. \quad (3)$$

Nierówność tarcia statycznego:

$$T \leq fmg \cos \alpha. \quad (4)$$

Z równań (1), (2) i (3) możemy obliczyć trzy wielkości: a , T i ε . W tym celu z równań (2) i (3) znajdujemy najpierw związek

$$\frac{Ia}{R^2} = T, \quad (5)$$

który wstawiamy do (1) i otrzymujemy

$$ma = mg \sin \alpha - \frac{Ia}{R^2}. \quad (6)$$

Stąd

$$a = \frac{mg \sin \alpha}{m + \frac{I}{R^2}} = \frac{1}{1 + \frac{I}{mR^2}} g \sin \alpha, \quad (7)$$

a po wstawieniu rozwiązania (7) do (5) mamy

$$T = \frac{1}{1 + \frac{mR^2}{I}} mg \sin \alpha. \quad (8)$$

Przekonujemy się, że istotnie T rośnie wraz z kątem α . Tarcie maksymalne zostaje osiągnięte dla kąta α_0 spełniającego równanie

$$T_{max} = \frac{1}{1 + \frac{mR^2}{I}} mg \sin \alpha_0 = fmg \cos \alpha_0, \quad (9)$$

$$\operatorname{tg} \alpha_0 = f \left(1 + \frac{mR^2}{I} \right).$$

Rozwiązanie dane wzorem (7) obowiązuje więc dla kątów α spełniających warunek

$$\alpha \leq \operatorname{arctg} \left[f \left(1 + \frac{mR^2}{I} \right) \right]. \quad (10)$$

Dla tych wartości kątów możemy bez kłopotu obliczyć w elementarny sposób końcową prędkość kulki. Ponieważ długość równi wynosi $h/\sin \alpha$, a przyspieszenie dane jest wzorem (7), to ze związku

$$\frac{v^2}{2} = sa,$$

słusznego ogólnie w ruchu jednostajnie przyspieszonym bez prędkości początkowej, dostajemy:

$$v^2 = 2 \frac{h}{\sin \alpha} \frac{g \sin \alpha}{1 + \frac{I}{mR^2}} = \frac{2gh}{1 + \frac{I}{mR^2}} \quad \text{dla } \alpha \leq \alpha_0. \quad (11)$$

Zauważmy, że w przypadku toczenia bez poślizgu prędkość punktu, do którego przyłożona jest siła tarcia, wynosi zero – siła tarcia nie wykonuje zatem pracy i do wyznaczenia prędkości końcowej moglibyśmy skorzystać z zasady zachowania energii mechanicznej. Uwzględnienie energii ruchu obrotowego prowadzi właśnie do charakterystycznego czynnika $1 + \frac{I}{mR^2}$ we wzorze (11), który poza tym jest podobny do wzoru dla spadku swobodnego $v^2 = 2gh$.

Warto tutaj dodatkowo podkreślić, że do staczania się bez poślizgu konieczne jest występowanie siły tarcia. Spotykany czasami zwrot „kulka stacza się bez tarcia i bez poślizgu”, jest oczywistym błędem świadczącym o niezrozumieniu procesu staczania się. Podczas staczania się bez poślizgu siła tarcia statycznego nie wykonuje pracy.

2. Toczenie z poślizgiem

Równania (1) i (2) nie ulegają oczywiście zmianie. Zamiast równania (3) i nierówności (4) mamy w tym przypadku

$$v - \omega R > 0, \quad (12)$$

$$T = fmg \cos \alpha. \quad (13)$$

Podstawiając teraz znaną siłę T ze wzoru (13) do równań (1) i (2) dostajemy natychmiast:

$$a = g \sin \alpha - fg \cos \alpha, \quad (14)$$

$$\varepsilon = \frac{fmgR \cos \alpha}{I}, \quad (15)$$

a więc zarówno ruch postępowy, jak i obrotowy są, podobnie jak w przypadku toczenia bez poślizgu, jednostajnie przyspieszone. Możemy obliczyć prędkości – liniową i kątową – dla dowolnego czasu t :

$$v = t(g \sin \alpha - fg \cos \alpha),$$

$$\omega = t \frac{fmgR \cos \alpha}{I}.$$

Wstawiając znalezione rozwiązania do nierówności (12) dostajemy po skróceniu przez t i g

$$\sin \alpha - f \cos \alpha > \frac{f m R \cos \alpha}{I} R$$

lub po uproszczeniu

$$\operatorname{tg} \alpha > f \left(1 + \frac{mR^2}{I} \right). \quad (16)$$

Oczekiwaliśmy na podstawie dyskusji jakościowej, że warunek na toczenie z poślizgiem będzie przeciwny do warunku na toczenie bez poślizgu, ale nie zaszkoziło się o tym przekonać. Obliczenie prędkości końcowej nie nastręczy także teraz żadnych kłopotów skoro znamy przyspieszenie i przebytą odległość.

$$v^2 = \frac{2gh}{\sin \alpha} (\sin \alpha - f \cos \alpha) = 2gh(1 - f \operatorname{ctg} \alpha) \quad \text{dla } \alpha > \alpha_0. \quad (17)$$

Aby zrobić szkic wykresu, musimy podstawić wartość momentu bezwładności. W zadaniu tego typu uczeń może skorzystać ze znanego wzoru na moment bezwładności kuli bez wyprowadzenia. Podstawiając $I = \frac{2}{5}MR^2$ oraz wartość $f = \frac{2}{7}$ do wzorów (9), (11) i (17) dostajemy:

$$\operatorname{tg} \alpha_0 = \frac{2}{7} \left(1 + \frac{1}{\frac{2}{5}} \right) = 1 \Rightarrow \alpha_0 = 45^\circ,$$

$$v^2 = \frac{10}{7}gh \quad \text{dla } \alpha \leq 45^\circ, \quad (18)$$

$$v^2 = 2gh \left(1 - \frac{2}{7} \operatorname{ctg} \alpha \right) \quad \text{dla } \alpha > 45^\circ. \quad (18')$$

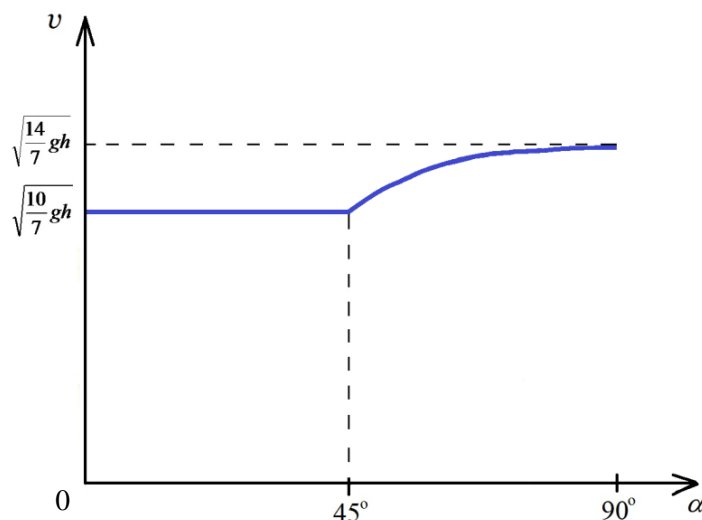
Nietrudno przekonać się, że wzory (18) i (18') przedstawiają funkcję ciągłą. Istotnie, przechodząc w drugim wzorze do granicy $\alpha \rightarrow 45^\circ$ dostajemy:

$$\lim_{\alpha \rightarrow 45^\circ} 2gh \left(1 - \frac{2}{7} \operatorname{ctg} \alpha \right) = \frac{10}{7}gh,$$

a więc tyle samo, ile daje wzór (18) obowiązujący dla $\alpha \leq 45^\circ$. Mimo ciągłości na wykresie będzie charakterystyczne załamanie, gdyż część wykresu jest oczywiście odcinkiem równoległym do osi α , a część funkcją rosnącą od wartości $\sqrt{\frac{10}{7}}gh$ dla $\alpha = 45^\circ$, do wartości $\sqrt{2gh}$ dla $\alpha = 90^\circ$. Szkic wykresu przedstawia rys. 2.

Mogłoby się na pierwszy rzut oka wydawać, że wynik jest sprzeczny z zasadą zachowania energii. Przecież dla wszystkich kątów α wysokość h , a więc i zmiana energii potencjalnej, jest ta sama. Dla $\alpha < 45^\circ$ żadna część tej energii

nie rozprasza się na ciepło (siła tarcia nie wykonuje pracy, gdy nie ma poślizgu), a mimo to końcowa prędkość jest mniejsza dla małych kątów niż dla kątów, przy których na pewno część energii mgh zamienia się na ciepło! Pamiętać musimy jednak jeszcze o energii ruchu obrotowego. Dla kątów $\alpha < 45^\circ$ jest ona stałym ułamkiem energii ruchu postępowego, a dla kątów większych zaczyna szybko maleć. Jej ubytek jest większy, niż wzrost energii kinetycznej ruchu postępowego, a więc wydzielające się ciepło jest dodatnie, o czym można przekonać się stosując wprowadzone wzory. Nie będziemy już tego robić, sprawdzimy jedynie spoglądając na wzór (18), że dla $\alpha = 90^\circ$, kiedy zniknie nacisk (kula spada po prostu obok pionowej deski), czyli kiedy znika i tarcie i ruch obrotowy, wtedy końcowa energia kinetyczna ruchu postępowego równa się po prostu mgh .



Rys. 2. Wykres zależności prędkości końcowej v kulki puszczonej z równi pochyłej z wysokości h w zależności od kąta nachylenia α równi do poziomu. Współczynnik tarcia posuwistego (statycznego i kinetycznego) kulki o równię wynosi $f = 2/7$. Współczynnik tarcia tocznego kulki o równię równy jest zero



Refleksje pozjazdowe, Kielce 2015

Edward Rydygier

W dniach 6–11.09.2015 roku w Kielcach odbył się 43. Zjazd Fizyków Polskich. Organizatorzy Zjazdu potraktowali priorytetowo sprawy edukacji i popularyzacji fizyki. Sesja specjalistyczna poświęcona dydaktyce i popularyzacji fizyki rozrosła się aż do czterech części przeprowadzonych w ciągu dwóch dni. Już w pierwszym dniu obrad, w poniedziałek, zorganizowano dwie części sesji dydaktycznej poświęcone systemowi nauczania fizyki i dydaktyce, natomiast w czwartek, dwie kolejne części poświęcone były nauczaniu pozaszkolnemu i popularyzacji fizyki przy wykorzystaniu nowych mediów.

W części pierwszej sesji „Dydaktyka i Popularyzacja” referaty wygłosili: Aneta Mika ze Szczecińskiego Wydziału Zamiejscowego Wyższej Szkoły Edukacji i Terapii w Szczycinie na temat „Miejsce nauk przyrodniczych w europejskich systemach edukacyjnych”, Marek Thomas z Wydziału Fizyki Uniwersytetu Adama Mickiewicza w Poznaniu – „Nowa matura z fizyki. Ku czemu to zmierza?”, Wojciech Małecki z Okręgowej Komisji Egzaminacyjnej we Wrocławiu „O celach nauczania fizyki wobec redefinicji kształcenia ogólnego”, Joanna Gondek z Zakładu Dydaktyki Fizyki Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Gdańskiego „Jak (nie) uczyć fizyki?”. W drugiej części sesji referaty wygłosili: Jerzy Jarosz z Pracowni Dydaktyki Fizyki Instytutu Fizyki Uniwersytetu Śląskiego pt. „Rola eksperymentu w dydaktyce nauk przyrodniczych”, Marcin Braun, autor podręczników szkolnych wydawnictwa Nowa Era „Doświadczenia w Roku Światła”, Michał Bączyk, uczeń z XIV LO im. S. Staszica w Warszawie. „Badania zachowania oscylatorów typu on-off na przykładzie oscylatora butelkowego” oraz Zaslav Adamaszek z Wydawnictwa PWN „Co Ty wiesz o swoim telefonie?”.

Obie części poniedziałkowej sesji dydaktycznej poświęcone były nauczaniu fizyki w ramach szkoły, ale prelegenci w swoich wystąpieniach podkreślili wpływ zmian cywilizacyjnych i społecznych w XXI wieku na funkcjonowanie szkoły. Szczególnie Wojciech Małecki z Okręgowej Komisji Egzaminacyjnej we Wrocławiu w swoich dwóch referatach wskazał na konieczność zmian w kształceniu ogólnym. Kształcenie ogólne w XXI w. nadal pozostaje podstawą zinstytucjonalizowanego wspomagania rozwoju dzieci i młodzieży. Ale szkoła nie jest dziś jedynym miejscem, w którym dzieci uczą się poznawać świat. Informacje o świecie oraz wiedza o nim dostępne są często poza szkołą w znacznie bardziej atrakcyjnej formie. Dlatego szkoła nie może funkcjonować nadal w ramach dotychczasowego paradygmatu i wymaga zmian. Tradycyjne rozu-

mienie celów nauczania fizyki, akcentujących zapoznanie się z wybranymi działami fizyki, sprzyja dominacji nauczyciela i narzucaniu wiedzy niekoniecznie zrozumiałej i akceptowanej przez uczących się. W obecnych warunkach cele podstawowe nauczania fizyki powinny objąć: opanowanie metod poznawania świata, stosowanie wiedzy fizycznej do opisu, wyjaśniania i przewidywania zjawisk w bliższym i dalszym otoczeniu, rozwijania umiejętności krytycznej analizy wiedzy docierającej z różnych źródeł. W ramach redefinicji kształcenia ogólnego fizyka jako przedmiot nauczania zyskuje pozycję przedmiotu kluczowego i atrakcyjnego w rozwoju poznawczym uczniów. I właśnie tę atrakcyjność fizyki zaprezentowali pozostali referenci, którzy zademonstrowali ciekawe pod kątem dydaktyki eksperymenty z wykorzystaniem tanich i niestandardowych urządzeń. Marcin Braun przedstawił na przykład prosty mikroskop z aparatu w telefonie komórkowym i z jednej dodatkowej soczewki, pozwalający przedstawić zasadę działania tego przyrządu, a przy okazji uzyskać zdjęcia o dość wysokiej jakości. Kamerę telefonu komórkowego można wykorzystać także do detekcji promieniowania podczerwonego, obserwowania jego dyfrakcji, a nawet użyć jej do wyznaczenia długości fali. Ciekawe efekty wizualne daje przepuszczanie światła zielonego przez napoje zawierające karmel, co wywołuje ich fosforyzowanie. Zaslaw Adamaszek także użył telefonu komórkowego w doświadczeniach fizycznych. Pokazał, że smartfon może służyć jako przyrząd pomiarowy lub narzędzie badawcze, Z kolei Michał Bączyk, uczeń Liceum im. Staszica w Warszawie, zademonstrował doświadczenia z zachowaniem się oscylatorów zbudowanych z niekonwencjonalnych elementów złożonych ze zwykłej butelki, słomki i kawałka plasteliny. Badany oscylator (typu on-off) może być idealnym eksponatem do pokazów, gdyż jego zachowanie jest bardzo intrygujące i przykuwające uwagę, a wytłumaczenie zachodzących zjawisk może posłużyć jako wyjście do rozważań o prostych układach drgających, czy do studiów nad zaawansowaną mechaniką płynów lub teorią synchronizacji.

Część trzecia sesji dydaktycznej została poświęcona edukacji pozaszkolnej, a referaty przedstawili: Anna Dziama z Centrum Nauki Kopernik w Warszawie pt. „Nauczanie pozaszkolne”, Grzegorz Musiał z Wydziału Fizyki Uniwersytetu Adama Mickiewicza w Poznaniu „Wymiana doświadczeń w nauczaniu fizyki w skali kraju i Europy oraz wsparcie akademickie”, Henryk Szydłowski z Wydziału Fizyki Uniwersytetu Adama Mickiewicza w Poznaniu „Próby niestandardowego nauczania fizyki” i na koniec Zofia Gołąb-Meyer z Uniwersytetu Jagiellońskiego „Czy rewolucja w nauczaniu fizyki »pożre własne dzieci«?”.

W czwartej i ostatniej części sesji dydaktycznej Tomasz Rożek, znany popularyzator fizyki i dziennikarz naukowy, wystąpił z referatem „Popularyzacja nauki w nowych mediach” (sam referat okazał się w istocie reklamą nowych mediów w popularyzacji fizyki, gdyż autor wystąpił zdalnie za pomocą Skype’a, ponieważ nie mógł osobiście przybyć na obrady). Następnie referaty wygłosili: Wojciech Małecki z Okręgowej Komisji Egzaminacyjnej we Wrocławiu

na temat „Trzy epoki popularyzacji fizyki – przykłady i refleksje”, Dobromiła Szczepaniak z Międzynarodowego Gimnazjum i Liceum Ogólnokształcącego we Wrocławiu – „SCIENTIX – o budowaniu społeczności nauczycieli przedmiotów ścisłych i przyrodniczych w Europie” i na zakończenie obrad Edward Rydygier z Zespołu Szkół „Szkola Handlowa” w Warszawie (także dziennikarz zrzeszony w Stowarzyszeniu Polskich Mediów) nt. „Rola mediów w edukacji i popularyzacji wiedzy fizycznej wśród społeczeństwa”.

Tematyka Sesji Dydaktyki i Popularyzacji została na ostatnim Zjeździe rozszerzona o nauczanie pozaszkolne oraz popularyzację nauki przy wykorzystaniu nowych mediów elektronicznych. Nauczanie pozaszkolne zostało uwzględnione już przez twórców reformy systemu edukacji. Wraz z redukcją godzin przeznaczonych na realizację programu nauczania fizyki przewidziano uczestnictwo uczniów w zajęciach i imprezach prowadzonych przez różne podmioty poza szkołą. I tak obecnie zajęcia pozaszkolne z fizyki prowadzą instytucje publiczne, organizacje pozarządowe, ośrodki akademickie i naukowo-badawcze, specjalistyczne firmy, a także osoby fizyczne. Dzieci i młodzież, w każdym niemal wieku, mogą korzystać z wykładów popularnonaukowych, warsztatów, zajęć w laboratoriach, debat i seminariów. Organizowane są imprezy masowe, jak: Festiwal Nauki, Festiwal Matematyki, Piknik Naukowy, Warsztaty Familijne, Uniwersytet Dzieci, Klub Młodego Technika, Akademia Wynalazków. Wiele informacji naukowych i popularnonaukowych można znaleźć w internecie. W Warszawie działa Centrum Nauki Kopernik rozwijające niestandardowe metody zainteresowania uczniów (a także dorosłych) nauką. Nauczanie pozaszkolne i edukacja nieformalna wydają się rewolucją w nauczaniu fizyki, lecz nie wiadomo, czy te pomysły i śmiałe metody przyjmą się jako kanon na najbliższe lata, czy też odwrotnie – doprowadzą do degradacji wykształcenia przyszłych pokoleń. Na tę niepewność w rewolucyjnych metodach nauczania zwróciła uwagę dr Zofia Gołąb-Meyer. Przypomniała, że przed reformą systemu edukacji nauczycielom fizyki wydawało się, że doskonale potrafią nauczać, mając zapewniony odpowiedni zasób godzinowy oraz pracownie fizyczne w szkołach, umożliwiające przeprowadzanie doświadczeń. Tymczasem w społecznym odbiorze fizyka stała się najbardziej nielubianym przedmiotem szkolnym, a wiedza społeczeństwa o fizyce osiągnęła żenująco niski poziom. Czy ta porażka w nauczaniu fizyki w okresie przed reformą ma skutkować obecnie wyprowadzaniem fizyki ze szkół i rewolucją w nauczaniu? Dr Gołąb-Meyer wykazała, że niezależnie od zmian w zewnętrznym otoczeniu szkoły można wskazać uniwersalny środek dobrego nauczania, a jest nim model nauczania oparty na relacjach typu mistrz–nauczyciel.

Działacze edukacyjni zwrócili uwagę na rosnącą rolę internetu w edukacji pozaszkolnej. Sposoby popularyzacji nauki za pomocą nowych mediów, takich jak Facebook, YouTube czy Twitter przedstawił red. Tomasz Rożek. Podkreślił, że we współczesnym świecie funkcjonują osoby, które tylko z tych kanałów

czerpią informacje o świecie i dlatego warto do nich dotrzeć, dostosowując treści przekazu do ich języka i konieczności formułowania myśli w 140 znakach.

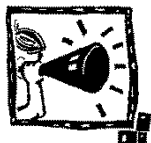
Referat aktywistów Oddziału Warszawskiego PTF, nauczycieli i działaczy Ogólnopolskiego Seminarium Dydaktyki Fizyki, Edwarda Rydygiera i Edwarda Pietrasa, stanowił kontynuację rozważań wcześniejszych prelegentów o edukacji pozaszkolnej i pozyskiwaniu wiedzy z nowych mediów, lecz w odróżnieniu od entuzjazmu poprzedników wypunktowali oni zasygnalizowane przez panią Gołąb-Meyer zagrożenia korzystania z pozaszkolnych źródeł edukacji. Autorzy zbadali założone przez twórców reformy pozyskiwanie przez społeczeństwo wiedzy naukowej ze źródeł pozaszkolnych, a szczególnie rolę edukacyjną i popularyzatorską współczesnych mediów.

[...] Poza obszerną Sesją Dydaktyki i Popularyzacji referaty dotyczące nauczania fizyki zostały zaprezentowane także w formie plakatów w Sesji Plakatuowej, którą przeprowadzono zaraz po zakończeniu ostatniej, czwartej części sesji dydaktycznej. Plakaty z zakresu nauczania fizyki zaprezentowali: Iwona Iwaszkiewicz-Kostka z Wydziału Fizyki Uniwersytetu Adama Mickiewicza w Poznaniu „Doświadczenia fizyczne w twórczej rehabilitacji dzieci”, Katarzyna Książek z Instytutu Fizyki Uniwersytetu Opolskiego „Innowacyjna metoda interdyscyplinarnej pracy z uczniami. Wirtualna Akademia Astronomii”, Anna Kamińska z Instytutu Fizyki Akademii Pomorskiej w Słupsku „Rola doświadczeń rzeczywistych i wirtualnych w nauczaniu fizyki”, Paweł Napiórkowski ze Środowiskowego Laboratorium Ciężkich Jonów w Uniwersytecie Warszawskim „Warszawski konkurs chemiczno-fizyczny EUREKA”, Agnieszka Maśka z Zespołu Szkół Ogólnokształcących nr 2 im. G. Morcinka w Rudzie Śląskiej „Fizyka yo-yo”, Witold Zawadzki z Instytutu Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego „Lwiątkowe perełki, czyli najciekawsze zadania z Polsko-Ukraińskiego Konkursu Fizycznego Lwiątko”, Dagmara Sokołowska z Instytutu Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego „Strategie oceniania w metodzie IBSE (*inquiry-based science education*). Wyniki projektu SAILS”.

Ostatniego dnia zjazdu dr Aneta Szczygielska z Instytutu Fizyki Uniwersytetu Śląskiego w Katowicach wygłosiła bardzo interesujący wykład plenarny pt. „Światło – niewidzialny posłaniec informacji”, obejmujący też pokazy doświadczeń dla uczniów. Na wykład ten przybyli licznie uczniowie ze szkół województwa świętokrzyskiego.

Następny Zjazd Fizyków zostanie zorganizowany we Wrocławiu – Europejskiej Stolicy Kultury.

Autor jest doktorem nauk technicznych, nauczycielem szkolnym i akademickim, posiada tytuł Fizyka Europejskiego EurPhys. Był delegatem Oddziału Warszawskiego PTF na Zebranie Delegatów, które odbyło się w ramach 43. Zjazdu Fizyków Polskich w Kielcach.



KOMUNIKATY

GIREP 2016 w Krakowie

W dniach od 30 sierpnia do 3 września 2016 roku Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej Uniwersytetu Jagiellońskiego będzie gospodarzem Seminarium GIREP 2016 na terenie nowego budynku na III Kampusie UJ.



Seminarium organizowane jest we współpracy z międzynarodową organizacją GIREP (*Groupe International de Recherche sur l'Enseignement de la Physique*), działającą na polu badań w dziedzinie dydaktyki fizyki już od 50 lat. GIREP zrzesza kilkuset członków zarówno z Europy, jak i z Azji, Ameryki Północnej (głównie ze Stanów Zjednoczonych) oraz Ameryki Południowej. Seminarium i konferencje GIREP odbywają się naprzemiennie, gromadząc co roku od 100 do 400 osób. Celem Seminarium jest wymiana doświadczeń w zakresie nauczania fizyki, kształcenia nauczycieli fizyki, popularyzacji fizyki oraz badań prowadzonych na polu dydaktyki fizyki.

Tegoroczne Seminarium pt. „Projekty służące poprawie nauczania i uczenia się fizyki zogniskowane na pracy w laboratorium i oparte na badaniach dydaktycznych” zostało zorganizowane w celu wymiany wyników najnowszych badań i doświadczeń w tym zakresie oraz przeprowadzenia pogłębionej dyskusji nad możliwościami rozwoju dydaktyki fizyki na wszystkich poziomach kształcenia – od szkoły podstawowej (gdzie elementy fizyki zawarte są w programie przedmiotu *przyroda*) aż po studia II stopnia, z ich laboratoriami specjalistycznymi. Panele dyskusyjne będą się toczyć wokół laboratoriów doświadczalnych, laboratoriów z wykorzystaniem multimediiów, metod oceniania uczniów i studentów podczas ich pracy doświadczalnej, a także pomysłów na proste, pogłębione doświadczenia, które można wykorzystać na każdym etapie kształcenia w celu wzbudzenia zainteresowania uczniów i studentów, rozwoju ich intuicji fizycznej oraz zobrazowania praw fizycznych bez zaangażowania dużych nakładów pieniężnych. Rezultatem Seminarium będą, jak to jest w zwyczaju konferencji GIREP, dwie publikacje artykułów pokonferencyjnych – jedna w wersji papierowej, zawierająca najlepsze artykuły, a druga – w wersji elektronicznej.

Do wygłoszenia wykładów plenarnych zostało zaproszonych sześćdziesięciu wybitnych naukowców z dydaktyki fizyki z całej Europy. Łącznie spodziewanych jest ok. 100 uczestników, prezentujących wyniki swych prac w formie krótkich wystąpień ustnych lub podczas interaktywnych sesji plakatowych.

Organizatorzy Seminarium czują się zaszczytzeni, że to właśnie Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej został wybrany na gospodarza Seminarium GIREP w roku 50. rocznicy powstania tego Stowarzyszenia. Pierwszy dzień spotkania zostanie zatem poświęcony historii organizacji GIREP i przeglądowi rozwoju edukacji fizyki w Europie i na świecie na przestrzeni półwiecza. Będziemy gościć znakomitych dydaktyków fizyki, w chwili obecnej już emerytowanych, którzy wnieśli nieoceniony wkład w rozwój edukacji i badań edukacyjnych w postaci licznych publikacji książkowych stanowiących filary dydaktyki fizyki w obecnej postaci.

Zapraszamy do odwiedzenia strony internetowej Seminarium GIREP 2016:
www.girep2016.confer.uj.edu.pl

Dagmara Sokołowska
Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej UJ

VII Ogólnopolski Festiwal „Nauki Przyrodnicze na Scenie” 2016



Krajowy Komitet Organizacyjny (KKO) uprzejmie informuje, że kolejny VII Ogólnopolski Festiwal „Nauki Przyrodnicze na Scenie” (krajowy etap europejskiego festiwalu *Science on Stage*) odbędzie się na Wydziale Fizyki UAM w dniach 16 i 17 września 2016 r.

Do udziału w festiwalu zapraszamy nauczycieli wychowania przedszkolnego, edukacji wczesnoszkolnej oraz nauczycieli nauk przyrodniczych (fizyki, chemii, biologii, geografii) oraz matematyki i informatyki ze szkół wszystkich typów, popularyzatorów, jak też dydaktyków tych nauk z wyższych uczelni z całej Polski. Nauczycieli prezentujących swoje projekty zapraszamy razem z ich uczniami.

Występy zespołów będą oceniane w trzech kategoriach:

- demonstracje zjawisk,
- działania artystyczne,
- prezentacje multimedialne.

Zgłoszenia gotowości udziału w festiwalu prosimy przysyłać do dnia **20 maja 2016 r.** drogą elektroniczną poprzez wypełnienie formularza zgłoszeniowego, który jest dostępny na portalu internetowym festiwalu (sons.amu.edu.pl, zakładka „zgłoszenia”). Wszelkie pytania prosimy kierować drogą mailową do mgr Małgorzaty Obiały (mobiala@amu.edu.pl), Sekretarza Festiwalu.

Lista projektów zakwalifikowanych do udziału w festiwalu zostanie ogłoszona przez KKO do dnia 13 czerwca 2016 r.

Przewodniczący KKO, prof. Grzegorz Musiał

Więcej informacji na stronie <https://www.facebook.com/Foton.UJ>



III Ogólnopolski Konkurs Wzrostu Kryształów dla młodzieży szkolnej

Aneta Szczygielska

Geneza konkursu wiąże się z obchodami Międzynarodowego Roku Krystalografii, które przypadły na rok 2014. Jedną z inicjatyw tych obchodów było utworzenie światowej sieci szkół, biorących udział w konkursach krajowych i w eksperymentach wzrostu kryształów. Inicjatywa ta miała dostarczyć młodzieży szkolnej podstawowych informacji na temat hodowli i wprowadzić uczniów do ekscytującego świata rosnących kryształów. Sukces i popularność konkursów spowodowały, że podobnie jak w Polsce, w wielu krajach na świecie konkursy wzrostu kryształów organizowane są co roku .

Zasady konkursu

Konkurs jest adresowany do gimnazjalnej i ponadgimnazjalnej młodzieży szkolnej. Praca konkursowa polega na wyhodowaniu dowolną metodą kryształów jak najlepszej jakości (idealną postacią jest monokryształ) dowolnie wybranych związków i przesłaniu ich w określonym terminie wraz z dokumentacją hodowli do jury konkursu (szczegóły na stronie: fizyka.us.edu.pl/index.php/pl/konkurs-wzrostu-krysztalow/274-konkurs-wzrostu-krysztalow-2016).

Do konkursu przyjmowane są wyłącznie zgłoszenia indywidualne. Praca ucznia powinna przebiegać pod kontrolą nauczyciela fizyki, chemii lub biologii. Proces otrzymywania kryształu powinien zostać udokumentowany chronologicznie w postaci np. zdjęć, filmów, opisów. Nauczyciel dokonuje wstępnej selekcji najlepszych prac w szkole i wysyła je na adres organizatorów, w terminie podanym w harmonogramie.

Po otrzymaniu prac konkursowych, na życzenie nauczyciela, może zostać przesłany na jego adres certyfikat w postaci elektronicznej, potwierdzający udział jego uczniów w konkursie.

Do otrzymanego kryształu jako załącznik musi być dołączona dokumentacja z pełnym opisem przebiegu pracy oraz etykieta informacyjna zawierająca nazwisko uczestnika, wiek, nazwę szkoły, skład chemiczny i masę kryształu.

Materiały pomocnicze dla nauczycieli i uczniów dostępne są pod adresem internetowym www.xtal.iqfr.csic.es/Cristalografia/index-en.html. Nauczyciel może wykorzystać te informacje do zaznajomienia ucznia z budową materii, strukturą kryształów, symetrią kryształów, promieniowaniem rentgenowskim i jego zastosowaniem do badania struktur krystalicznych oraz z procesami wzrostu kryształów. Na stronach internetowych pod adresami:

- www.iycr2014.org/participate/crystal-growing-competition

- www.iycr2014.org/__data/assets/pdf_file/0011/85457/CG_brochure.pdf
 - chemistry.about.com/od/growingcrystals/Growing_Crystals.htm
- dostępne są porady, informacje i przykładowe recepty na otrzymywanie monokryształów niektórych związków chemicznych.

Zgłoszenia do konkursu

- Uczniów zgłasza do konkursu nauczyciel.
- Zgłoszenia grupowe nie są przyjmowane.
- Termin tegorocznych zgłoszeń upłynął 1 marca 2016 r.

Wyniki konkursu zostaną opublikowane na stronie internetowej Instytutu Fizyki Uniwersytetu Śląskiego, biuletynie Polskiego Towarzystwa Wzrostu Kryształów oraz w mediach.

- Ogłoszenie wyników 1 czerwca 2016 r.
- Ceremonia rozdania nagród w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Śląskiego w Katowicach 7 czerwca 2016 r.

Kryteria oceny kryształów

Otrzymane kryształy są oceniane pod względem masy i jakości w skali od 0–5. Masa dostarczonych kryształów powinna wynosić co najmniej 0,5 g, aby umożliwić ocenę wizualną.

Kryteria oceny:

- zgodność z typem struktury krystalicznej, pokrój kryształu (maksymalnie 5),
 - stopień czystości (maksymalnie 5),
 - jakość krawędzi (maksymalnie 5),
 - ukształtowanie płaszczyzn (maksymalnie 5),
 - masa (maksymalnie 5),
- razem maksymalnie 20 punktów.

Nagrody

- Dla zdobywców trzech pierwszych miejsc kilkudniowy wyjazd do Europejskiego Ośrodka Badań Jądrowych CERN w Genewie, pod opieką nauczyciela zwycięzcy konkursu.
- Dyplomy i nagrody rzeczowe dla 10 finalistów i ich opiekunów.

Zapraszamy do śledzenia wyników konkursu z 2016 roku i udziału w konkursie w roku 2017.

Foton – pismo dla nauczycieli i studentów fizyki oraz uczniów
wydawane przez

Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie

ISSN 1234-4729

Biuletyn Sekcji Nauczycielskiej Polskiego Towarzystwa Fizycznego

Zespół Redakcyjny:

Zofia Gołąb-Meyer (red. naczelna), Dagmara Sokołowska (red. odpowiedzialny),
Katarzyna Cieślar, Katarzyna Dziedzic-Kocurek, Witold Zawadzki

Rada Redakcyjna:

Paweł Góra (przewodniczący), Jacek Bieroń, Ewa Dębowska, Leszek Hadasz,
Jerzy Karczmarczyk, Piotr Tomczak, Jerzy Zachorowski

Adres Redakcji:

FOTON

Instytut Fizyki UJ, ul. Łojasiewicza 11/D-2-31, 30-348 Kraków

tel.: 12 664 45 63

e-mail: foton@if.uj.edu.pl

e-mail: meyer@th.if.uj.edu.pl

www.foton.if.uj.edu.pl

<https://www.facebook.com/Foton.UJ>

Redakcja techniczna, opracowanie graficzne i skład:

Anna Gagattek, IF UJ

Projekt okładki:

Andrzej Cieślar

Druk i oprawa:

Poligrafia Salezjańska

ul. Bałuckiego 8, 30-318 Kraków

tel. 12 252 85 13

Warunki prenumeraty – *Foton* + *Neutrino*:

Cena prenumeraty rocznej wynosi 31,50 zł. Pieniądze należy wpłacać na konto:

Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej UJ

"FOTON"

Bank PEKAO S.A. O/Kraków

Nr r-ku: **07 1240 4722 1111 0000 4855 9692**

Prosimy o poinformowanie Redakcji o dokonanej wpłacie i podanie NIP

Dyfrakcja fal elektromagnetycznych
na sieciach przestrzennych



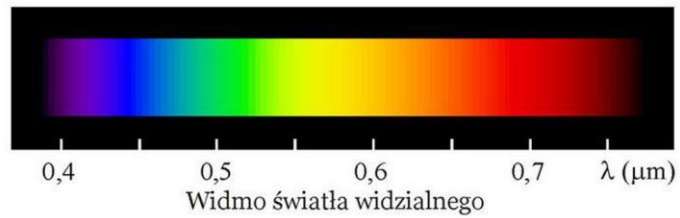
© Andreas Trepte

Zimorodek



© Kroll

Motyl rusalka pawik, "pawie oczko"



0,4

0,5

0,6

0,7

λ (μm)

Widmo światła widzialnego