



# Foton 106

Jesień  
2009

Pismo dla nauczycieli i studentów fizyki oraz uczniów

INSTYTUT FIZYKI ✕ UNIwersYTET JAGIELLOŃSKI  
SEKCJA NAUCZYCIELSKA POLSKIEGO TOWARZYSTWA FIZYCZNEGO

Skąd się bierze tarcie  
Meteory  
Galileusz  
Jak skakać z łódki



**Wojciech Dindorf**  
wyróżniony dyplomem Polskiego Towarzystwa Fizycznego za niekonwencjonalny wkład w kształcenie nauczycieli fizyki w Polsce (fot. Krzysztof Magda)



## Dziewczęta na fizykę i studia techniczne!

We wrześniu odbył się w Krakowie XL jubileuszowy Zjazd Fizyków Polskich. Oto trochę statystyki: w czasie porannych, najbardziej prestiżowych, sesji plenarnych wystąpiło 23 wykładowców i prowadzących sesje. Wszystko mężczyźni. Do ważnej debaty *Quo vadis polska fizyka* zaproszono 8 profesorów i jedną kobietę. W czasie pozostałych sesji na 304 fizyków prezentowały się 34 fizyczki.

Czy powyższe fakty świadczą o dyskryminacji kobiet? Niekoniecznie. Jednak jakiś szklany sufit jest widoczny, ponieważ mamy w kraju bardzo wybitne kobiety godne wystąpień plenarnych. Oczywiście nikt o zdrowych zmysłach, przynajmniej w fizyce, nie domaga się parytetu. Nauka nie jest demokratyczna i najlepsi, niezależnie od płci, powinni ją uprawiać.

Nie zwalnia nas to jednak od pytania, czy nie zniechęca się już na starcie dziewczynki mogących potencjalnie z powodzeniem konkurować z chłopcami w nauce i technice. Nie ulega też wątpliwości, że młode kobiety mają obiektywne bariery utrudniające pełne oddanie się nauce.

Stale jeszcze istnieją uprzedzenia kulturowe. Te, na szczęście, można zmienić, i chyba się ostatnio zmienia na lepsze. Uczelnie techniczne przy nadchodzącej posusze studentów wabią dziewczęta. A przecież istnieje rozwiązanie: **należy po prostu dobrze uczyć**. Dobrze, to znaczy tak, by uczniów zainteresować, i by oni rozumieli to, czego się uczą. Zainteresowanie osiągamy przede wszystkim przez odpowiedni dobór materiału i przykładów. Jak wiadomo uczniowie są różni: i techniczni, i filozofujący, i tacy rozwiązujący chętnie łamigłówki. Wiadomo, że dziewczęta częściej interesują się problemami związanymi z biologią i kosmologią, a chłopców raczej pociąga technika. **Nauczanie to sztuka doboru tematów**, przykładów i zadań. Trudna sztuka, wymagająca dużo od nauczyciela nie tylko rzemiosła, ale i entuzjazmu.

Jeszcze mały drobiazg, ważny w przyciąganiu do uprawiania fizyki i techniki: zachęta, w postaci satysfakcjonującej kariery zawodowej.

Redakcja *Fotonu*, jak zwykle podsuwa Państwu materiały interesujące rozmaitych uczniów. Zachęcamy do lektury.

Z.G-M



## Contents

Girls, let's study physics and engineering <i>Zofia Gołąb-Meyer</i> .....	1
Friction –where it comes from? <i>Przemysław Borys</i> .....	4
Meteorites – some problems <i>Piotr Gronkowski</i> .....	27
Galileo Galilei (1564–1642) <i>Zofia Gołąb-Meyer</i> .....	38
Problems. Noises from the cave (14) – Fat and Slim <i>Adam Smólski</i> .....	44
Problems with friction Bicycle's brake – <i>Przemysław Borys</i> .....	48
Half and Rough – <i>Boris Korsunsky</i> .....	49
Experiments. How not to break a mobile phone? <i>Dominika Domaciuk</i> .....	51
22 <sup>th</sup> International Youth Physicists Tournament (IYPT) <i>Andrzej Nadolny</i> .....	53
Problems for 2010 IYPT <i>Andrzej Nadolny</i> .....	55
Polish Physical Society Awards for 2009 .....	57
Meeting of Polish Physics Demonstrators <i>Stanisław Bednarek</i> .....	59
TiPSS – Teaching Physics in Secondary School <i>Grzegorz Karwasz, Andrzej Karbowski, Krzysztof Służewski,</i> <i>Krzysztof Gołębiowski, Krzysztof Rochowicz, Magdalena Sadowska,</i> <i>Marta Juszczyńska, Przemysław Miszta</i> .....	61
Teachers Sessions during HEP Conference in Cracow 2009 .....	63



## Spis treści

Dziewczęta na fizykę i studia techniczne! <i>Zofia Gołąb-Meyer</i> .....	1
Skąd się bierze tarcie? <i>Przemysław Borys</i> .....	4
Zjawisko meteorów – wybrane zagadnienia <i>Piotr Gronkowski</i> .....	27
Galileusz (1564–1642) <i>Zofia Gołąb-Meyer</i> .....	38
Odgłosy z jaskini (14) – Grubas i chudzielec <i>Adam Smólski</i> .....	44
Kącik zadań. Zadania z tarcie Hamulce rowerowe – <i>Przemysław Borys</i> .....	48
Równia pochyła z tarcie – <i>Boris Korsunsky</i> .....	49
Kącik eksperymentatora. Jak nie rozbić komórki? <i>Dominika Domaciuk</i> .....	51
XXII Międzynarodowy Turniej Młodych Fizyków <i>Andrzej Nadolny</i> .....	53
Zadania Turnieju Młodych Fizyków 2010 <i>Andrzej Nadolny</i> .....	55
Nagrody PTF za rok 2009.....	57
Ogólnopolski Klub i Spotkania Demonstratorów Fizyki <i>Stanisław Bednarek</i> .....	59
Nauczanie fizyki w szkole średniej – Projekt TiPSS <i>Grzegorz Karwasz, Andrzej Karbowski, Krzysztof Służewski,</i> <i>Krzysztof Gołębiowski, Krzysztof Rochowicz, Magdalena Sadowska,</i> <i>Marta Juszczyńska, Przemysław Miszta</i> .....	61
Sesja dla nauczycieli: <i>O fundamentalnych problemach fizyki</i> .....	63



## Skąd się bierze tarcie?

Przemysław Borys

Katedra Fizykochemii i Technologii Polimerów,  
Wydział Chemiczny, Politechnika Śląska

### 1. Wprowadzenie

Już w szkole podstawowej każdy uczeń słyszy o tarcu. Przekazywana teoria sprowadza się zwykle do następujących praw tarcia Amontonsa i Coulomba [1, 2, 7]:

- Pierwsze prawo tarcia (Amontonsa): wartość siły tarcia jest proporcjonalna do wartości siły normalnej;
- Drugie prawo tarcia (Amontonsa): tarcie nie zależy od wielkości powierzchni stykających się ciał<sup>1</sup>;
- Trzecie prawo tarcia (Coulomba): tarcie kinetyczne nie zależy od prędkości ślizgania.

Te opisowe prawa tarcia uzupełniane są w typowych podręcznikach fizyki co najwyżej informacją o tym, że w skali mikroskopowej trące powierzchnie nie są idealnie gładkie [1]. W ogólności ten punkt widzenia jest prawdziwy, ale brakuje mu precyzji. W ten sposób stawiamy się w pozycji XVII-wiecznych uczonych (wśród nich Amontonsa), którzy nie wiedzieli nic o kluczowym dla tarcia znaczeniu adhezji, odkrytym na początku XX wieku przez Franka Philipa Bowdena i Davida Tabora.

Współczesna teoria tarcia badana jest w ramach nauki zwanej *trybologią*<sup>2</sup>. Fragmentami tej teorii zamierzam się w następujących paragrafach podzielić z czytelnikami. Przedmiotem rozważań będzie tarcie suche (bez stosowania smarów) zewnętrzne (występujące pomiędzy powierzchniami, a nie wewnątrz materiału). O tarcu wewnętrznym napomknę tylko trochę omawiając tarcie gumy. Ponieważ przedstawiany materiał nie jest łatwy, w pierwszym czytaniu proponuję pominąć treść ramek, aby nie stracić z oczu myśli przewodniej tekstu<sup>3</sup>.

### 2. Historyczne poglądy na tarcie

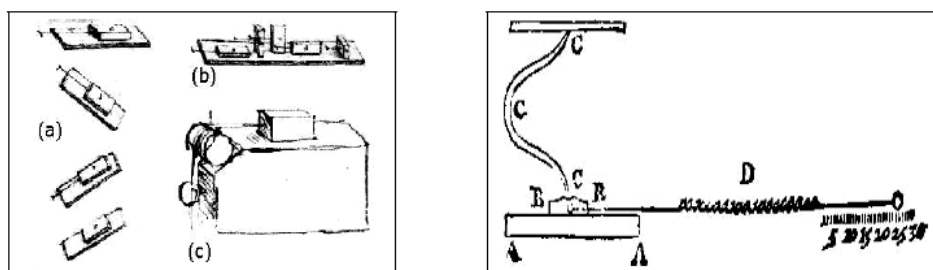
Pierwszym badaczem praw tarcia był Leonardo da Vinci pod koniec XV wieku. Badał on tarcie statyczne (rys. 1c, po lewej). Zaobserwował proporcjonalność tarcia statycznego do siły nacisku („tarcie wywołuje dwukrotne zwiększenie

<sup>1</sup> Drugie prawo tarcia było tak niezgodne z intuicją, że francuska Academie Royale, której Amontons je przedstawił, wydelegowała swojego eksperta (De la Hire) w celu jego zweryfikowania [2].

<sup>2</sup> Z greki: *tribos* (τριβος) – pocierać. Obecnie polscy trybolodzy (PAN) proponują nazwę „tribologia” [3], aby uniknąć skojarzeń z kołami zębatymi (nazwa *tryby* pochodzi bowiem z niemieckiego *treiben* – napędzać, a nie z greki [4]).

<sup>3</sup> Uczniom proponuję na początek nie wnikać w matematykę modeli Belidora, Bowdena-Tabora i Greenwooda-Williamsona, a skoncentrować się na ich opisie jakościowym.

oporu, gdy ciężar ulegnie powiększeniu dwa razy” [2] i dalej, „każde ciało stanowi opór ruchowi z siłą równą jednej czwartej swego ciężaru”<sup>4</sup> [5]). Zauważył też niezależność tarcia od pola powierzchni (rys. 1b po lewej). Choć da Vinci nie rozróżniał tarcia statycznego i kinetycznego, jego odkrycia są szokująco precyzyjne zważywszy, że w jego czasach nie istniała nawet definicja siły (Newton opracował ją dopiero 200 lat później [6]).



Rys. 1. Po lewej: rysunki Leonarda da Vinci dotyczące tarcia – a) badania na równi pochyłej, b) badania niezależności tarcia od pola powierzchni (klocek ułożony w różnych pozycjach), c) przyrząd pomiarowy, w którym po płaskiej powierzchni ciało było przesuwane za pomocą ciężarka na sznurku. Po prawej: rysunek układu pomiarowego Amontonsa (1699). Sprężyna D mierzy siłę tarcia pomiędzy materiałami A i B. Sprężyna C reguluje nacisk ([www.nano-world.org](http://www.nano-world.org))

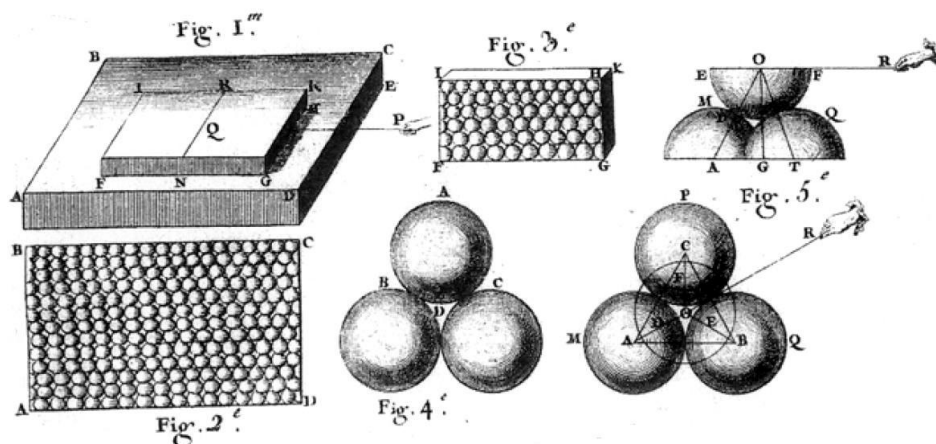
Przez kolejne 200 lat, notatki Leonarda leżały w zapomnieniu [7]. W tej sytuacji prawa tarcia zostały odkryte ponownie przez Guillaume Amontonsa (1663–1705), który złożył pracę o tarcu Francuskiej Królewskiej Akademii Nauk w 1699 r. i to jemu przysługuje chwała odkrywcy [2, 7]. Układ pomiarowy Amontonsa pokazany jest po prawej stronie na rys. 1 – badał on rozciągnięcie sprężyny podczas przesuwania przedmiotu, a więc studiował tarcie kinetyczne [5, 8]. Doszedł do tych samych wniosków co Leonardo, znanych obecnie jako dwa prawa Amontonsa, podane we wstępie artykułu. Amontons, podobnie jak da Vinci, uważał, że współczynnik tarcia jest wielkością uniwersalną. Jego wyniki wskazywały na  $\mu = \frac{1}{3}$  [5].

Opory ruchu w rozumieniu Amontonsa mogły być wynikiem dwóch efektów związanych z zazębaniem się powierzchni: wspinania się na nierówności i elastycznego pochylania nierówności. Sam Amontons ograniczył się jedynie do jakościowego opisu mechanizmu tarcia [9, 10, 11], ale późniejsi badacze proponowali bardziej szczegółowe modele. Pierwszy model przedstawił **Belidor w 1737 roku** – *wspinanie się po sobie nierówności kulistych* (rys. 2). W tym modelu powierzchnia przybliżona jest przez rzędy jednakowych kul. W spoczynku górna kula znajduje się między trzema kulami u dołu, tworząc pomię-

<sup>4</sup> Co oznacza, że współczynnik tarcia ma wartość 1/4 i jest wielkością uniwersalną.

dzy środkami kul czworoscian foremny o wysokości danej (znany) wzorem

$$h_1 = 2R\sqrt{\frac{2}{3}}^5.$$



Rys. 2. Rysunki Belidora z pracy *Architecture Hydraulique*, 1737 (wg [12])

Aby poruszyć górną płaszczyznę ponad dolną, należy wspinać się po okręgu na dwie z trzech kul podstawy, osiągając pozycję maksymalną, przy której tworzy się struktura trójkąta równobocznego o wysokości  $h_2 = R\sqrt{3}$ . Połowa tej wysokości wyznacza promień równoleżnika dolnej kuli, po którym porusza się kula górna ( $r_d = R\frac{\sqrt{3}}{2}$ ).

Ponieważ, jak wykażemy niżej<sup>6</sup>  $\mu = \operatorname{tg} \alpha$ , potrzebny jest nam tangens nachylenia zbocza, po którym wspina się kula. Dany jest on poprzez pochodną wzoru na wysokość,  $y' = \left(\sqrt{r_d^2 - x^2}\right)' = \frac{x}{\sqrt{r_d^2 - x^2}}$ .

Jak wyznaczyć punkt styku  $x^7$  o największym kącie nachylenia? Znajduje się on w dolinie, gdy kule są w spoczynku. Wiemy, że jego wysokość  $y = \frac{h_1}{2}$ <sup>8</sup>.

<sup>5</sup> Długość krawędzi czworoscianu, przechodzących przez punkty styku to  $2R$ .

<sup>6</sup> Wynik ten u Eulera jest przedstawiony bardziej czytelnie i klasycznie wiąże się wyprowadzenie tego wzoru z Eulerem. Jest to w istocie zwykły warunek równowagi sił na zboczu nierówności.

<sup>7</sup> Licząc od środka równoleżnika, po którym zachodzi wspinać.

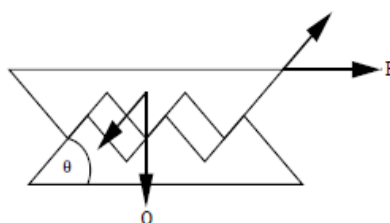
<sup>8</sup> Połowa odległości  $h_1$  między środkami kul jest odległością od środka kuli do punktu styku.



Stąd,  $x = \sqrt{r_d^2 - \frac{h_1^2}{4}} = \frac{R}{\sqrt{12}}$ . Podstawiając wszystko do wzoru na  $y'$ , uzyskamy

$y' = \frac{1}{\sqrt{8}} \approx 0,35$ <sup>9</sup>, co jest (uniwersalnym!) współczynnikiem tarcia teorii Belidora. Jest to wynik bardzo zbliżony do współcześnie mierzonego współczynnika tarcia!

Kolejny model zaproponowany został przez **Eulera w 1748 roku** – *wspinanie się jednej pilokształtnej powierzchni na drugą* (rys. 3). Euler zaproponował prostszy, bardziej czytelny model tarcia niż Belidor. Na rysunku widać, że podczas przykładania siły  $\vec{F}$  do ciała górnego, pojawia się pewna składowa, wciągająca to ciało na nierówność. Jest ona równa  $F_{\parallel} = F \cos \Theta$ .



Rys. 3. Schemat powstawania tarcia podczas unoszenia jednej powierzchni nad nierównościami drugiej

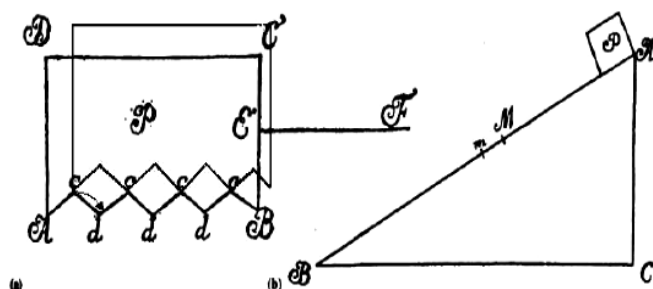
Działaniu tej siły przeciwdziała siła ciężkości  $\vec{Q}$  (ogólniej, siła nacisku na powierzchnię,  $\vec{N}$ ), poprzez składową równoległą do zbocza nierówności, tj.  $N_{\parallel} = N \sin \Theta$ .

Porównując siły, warunek ruchu zapisujemy jako  $F = N \tan \Theta$ . W modelu tym,  $\mu = \frac{F}{N} = \tan \Theta$  pełni rolę współczynnika tarcia. Siła tarcia zależy więc jedynie od ciężaru i średniego nachylenia nierówności, a nie od wielkości powierzchni.

Model ten doprowadził Eulera do rozważań nad tym, co stanie się po pokonaniu nierówności [13, 14]. Po pokonaniu drogi „pod górę”, ciało zaczyna opadać w dół. Jeśli opadając w dół jest w kontakcie z powierzchnią opadającego zbocza, dozna (dodatkowego) przyspieszenia w kierunku ruchu. Jeśli nie, dozna jedynie przyspieszającego działania siły przyłożonej. Jeśli opadając w dół spadnie na zbocze narastające w środku jego długości, droga działania siły oporów przy wciąganiu na nierówność staje się mniejsza.

<sup>9</sup> Rachunki odtworzone przez autora, niedostępne w cytowanej literaturze.

W konsekwencji, średnia siła tarcia, wyznaczana z pracy wykonanej przeciw siłom tarcia wyniesie  $F = \frac{W}{l_1 + l_2} = \frac{F_s l_1 + 0 l_2}{l_1 + l_2}$ , gdzie  $F_s$  – siła tarcia statycznego,  $l_1$  – horyzontalna droga wspinania się po nierówności,  $l_2$  – droga swobodnego opadania. W ten sposób, Euler przewidział, że tarcie kinetyczne powinno być mniejsze niż statyczne, co następnie sprawdził (rys. 4) i opisał w swojej pracy z 1750 roku [15, 16].



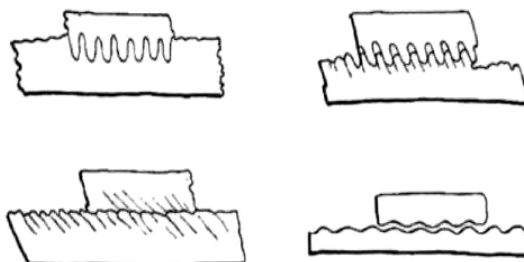
Rys. 4. Tarcie kinetyczne w modelu Eulera. Rysunek Eulera z jego pracy z 1750 (według dostępnego w Internecie rozdziału [15]). Do oryginalnego rysunku dorysowany został górny przedmiot uniesiony na szczyt nierówności i strzałeczka pokazująca kierunek opadania (rys. a)

Ostatni z omawianych modeli historycznych przedstawił **Coulomb w 1781 roku**. Było to *elastyczne odginanie nierówności połączone z koncepcją pylonkształtnych nierówności Eulera*.

Coulomb poświęcił wiele czasu doświadczeniom i zweryfikował model Eulera w odniesieniu do różnych materiałów. Uzyskiwał rozmaite wartości tarcia kinetycznego, ale co ważniejsze odkrył, że tarcie statyczne nie jest stałe! [14, 17, 18, 19]. Okazało się, że im dłużej zostawić metal na drewnie, tym większa siła tarcia. Inne materiały wykazywały podobne zachowania, choć wartość siły tarcia statycznego stabilizowała się znacznie szybciej i można było przeoczyć ten efekt.

Model tarcia, mający odzwierciedlić to zjawisko ukazuje rys. 5. Początkowo nierówności obydwu powierzchni zazębiają się, uniemożliwiając ruch. Po przyłożeniu siły poziomej, nierówności elastycznie się pochylają, a ciało górne wspinie się na ich szczyt. Następnie, po uwolnieniu ze szczeliny, ciało „płynie” nad sprasowanymi nierównościami [2, 7]. Kluczem do modelowania zmiennego w czasie tarcia statycznego było stwierdzenie, że nierówność jednej powierzchni nie jest łatwo wpasować się w doliny powierzchni drugiej. Potrzeba czasu, aby zaszły odpowiednie odkształcenia, aby wyprzeć wodę (smar) z dolin, itd. Oczywiście im większe obciążenie tym łatwiej te zmiany zachodzą, tym

większe zazębienie w stanie ustalonym i tym większa siła tarcia statycznego [18].



Rys. 5. Schemat powstawania tarcia podczas pochylania nierówności. (Z oryginalnej pracy Coulomba, „Teoria Maszyn Prostych”, 1781, dostępny np. w [10])

Omawiane modele historyczne nie biorą pod uwagę problemu, że ciało po wzniesieniu na szczyt nierówności uzyskuje energię wystarczającą do pokonania kolejnych wzniesień. Aby istniało tarcie potrzebny jest jakiś mechanizm rozpraszania energii. Problem podjął w 1804 roku John Leslie, który upatrywał strat energii w plastycznym odkształcaniu nierówności na skutek uderzenia po opadnięciu na dno doliny [2].

W dzisiejszych czasach, nierówności geometryczne (tzw. teoria chropowatości, ang. *roughness theory*) nie są już uważane za główne źródło tarcia w zastosowaniach technicznych. W 1921–1928 W. Hardy wykonał doświadczenie, w którym pokrył powierzchnię szklaną warstwą kwasu tłuszczowego grubości ok. 2 nm. Ponieważ nierówności szkła były znacznie wyższe, warstewka ta nie powinna mieć wpływu na tarcie generowane chropowatością. Efekt pomiaru wskazał jednak spadek współczynnika tarcia z wartości 0,6 do ok. 0,06! Nie możliwe, żeby odpowiadała za to zmiana chropowatości [13].

Teoria ta nie jest jednak bezużyteczna. Współcześnie ma ona zastosowanie do opisu tarcia płyt tektonicznych [9, 17] oraz w teoriach tarcia w skali nano – do tarcia atomowego, gdzie rzeczywiście powierzchnię można interpretować po części jako złożoną z twardych kuleczek, pomiędzy którymi występują zagłębienia [20, 21, 22, 23].

### 3. Wpływ adhezji – droga do tradycyjnej teorii tarcia

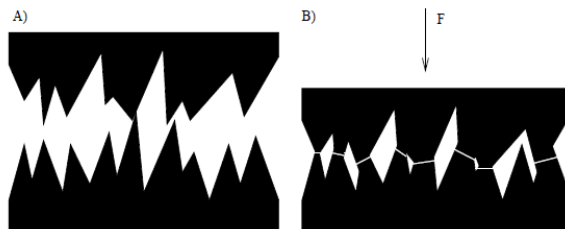
Przedstawione powyżej poglądy uwzględniają tarcie wywołane chropowatością powierzchni. Nie jest to jedyna możliwość. We współczesnej technice obowiązuje adhezyjny model tarcia, wprowadzony w połowie XX wieku przez Bowdena i Tabora [2]. Zanim jednak sformułowali oni swój model tarcia, konieczne było wykonanie pewnych drobnych kroków i spostrzeżeń. Pierwszy taki krok wykonał John Theophilus Desaguliers w 1734. Zauważył on, że „doświadczenie pokazuje, iż dwie płaskie powierzchnie metalu można wypolerować tak

*mocno, że tarcie pomiędzy nimi zaczyna wzrastać. To paradoks mechaniczny: powód jego pojawienia wynika z uwzględnienia przyciągania kohezji pomiędzy metalami, gdy zbliżamy je do siebie w ich połączeniu” [2, 16].*

Desaguliers używając słowa „kohezja”, miał na myśli to samo, co Bowden i Tabor mówiąc o adhezji [2]. Prace nad adhezją zostały, niestety, wstrzymane na 100 lat przez Coulomba w 1781. Rozważając jej wpływ na tarcie uznał, że przeczy prawom Amontonsa (adhezja jest tym silniejsza im większa powierzchnia styku, a tarcie jest niezależne od tej powierzchni) [2, 24, 25]<sup>10</sup>.

Rozwiązanie tej trudności nastąpiło dopiero w 1939 przez Bowdena i Tabora [2, 5, 7, 13, 24, 26, 27]. Teoria ta jest do dziś aktualna i odwołują się do niej nawet współcześni badacze z zakresu „nano”, określając granice jej stosowalności.

Autorzy spostrzegli, że dwa ciała stykają się nie na całej pozornej powierzchni kontaktu  $A$ , lecz tylko na pewnym jej podzbiorze  $A_r$ , gdzie nierówności zachodzą na siebie. Ponieważ  $A_r$  jest stosunkowo małe, ciśnienie wywierane na nierówności  $P = \frac{N}{A_r}$  jest bardzo duże i prowadzi do plastycznych odkształceń materiału. Odkształcanie następuje tak długo, aż sumaryczna powierzchnia  $A_r$  po odkształceniu zmniejszy ciśnienie na nierównościach do wartości krytycznej (zwanej twardością  $H = 3Y$ , gdzie  $Y$  – granica plastyczności, por. rys. 6 oraz ew. ramki 1 i 2, gdzie szczegółowo objaśniono pojęcie twardości).



Rys. 6. Efekt plastycznego płynięcia kontaktów pod obciążeniem. Kontakty przestają być punktowe, a ich powierzchnia zmniejsza naprężenie kontaktowe poniżej granicy plastyczności

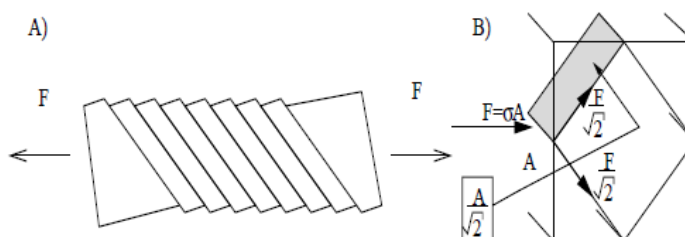
Ostatecznie, sumaryczna powierzchnia kontaktów okazuje się stała<sup>11</sup>, niezależnie od pozornej powierzchni stykających się ciał i wynosi  $A_r = \frac{N}{H}$ . Wprowadzamy więc adhezję bez pogwałcenia drugiego prawa Amontonsa.

<sup>10</sup> Co ciekawe, ten sam Coulomb dwa lata wcześniej, w 1779 wprowadził swój słynny wzór [3, 22]  $F = fN + A$  z członem adhezyjnym  $A$ .

<sup>11</sup> Bowden i Tabor potwierdzili to pomiarami prądu elektrycznego płynącego przez takie mikrokontakty. Opór elektryczny kontaktu jest odwrotnie proporcjonalny do jego powierzchni [2, 23].

Ramka 1

Żeby zrozumieć prawa plastyczności, trzeba mieć wyobrażenie o tym jak zachodzą odkształcenia plastyczne. W próbie rozciągającej cylindra (gdzie wyznaczamy  $Y$ ) odkształcenie wcale nie następuje dzięki naprężeniom normalnym. Naprężenia<sup>a</sup> normalne jedynie indukują naprężenia ścinające, umożliwiające poślizgi płaszczyzn kryształicznych materiału<sup>b</sup>. Ilustruje to rysunek A poniżej (według [7]):



Widać tu, jak ukośne poślizgi powodują efektywne wydłużenie próbki i przewężenie w środku. Nietrudno domyślić się, że na ścinanie ukośnych płaszczyzn kryształu przeznaczana jest tylko część naprężenia normalnego. Wobec tego próg plastyczności dla naprężeń ścinających powinien być mniejszy niż dla naprężeń rozciągających. Rzeczywiście,  $Y_t = 0,5Y$ , gdzie  $Y_t$  to próg naprężeń ścinających.

Relację tę łatwo wyprowadzić z rysunku B): Siła normalna, działająca na próbkę rozchodzi się na elementy ukośne jak pokazano na rysunku. Jeśli siła normalna ma wartość odpowiadającą progowi plastyczności,  $F = AY$ , gdzie  $A$  – przekrój próbki, to składowe ukośne w próbce będą miały wartość  $F_t = \frac{F}{\sqrt{2}}$  (wyliczone np. ze wzoru na przekątną kwadratu). Siła ta działa na nowej powierzchni wewnętrznego sześciangu, której bok ma wartość  $A_t = \frac{A}{\sqrt{2}}$ . W związku z tym, naprężenie ścinające, działające stycznie do powierzchni  $A_t$  wyniesie  $Y_t = \frac{F_t}{A_t} = \frac{1}{2} \frac{F}{A} = \frac{1}{2} Y$  <sup>c</sup> [28].

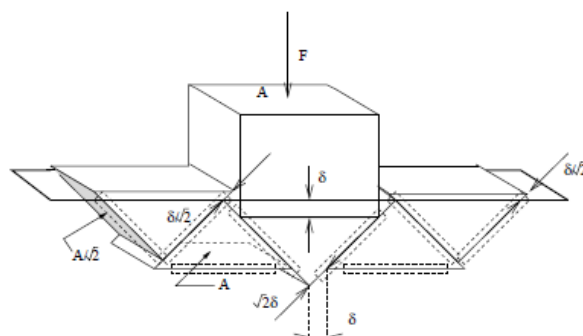
<sup>a</sup> Pojęcie naprężenia  $\sigma$  określa siłę  $F$ , działającą na zadaną powierzchnię  $A$  ( $\sigma = F/A$ ). Wyróżniamy naprężenia normalne, gdy siła działa prostopadle do powierzchni i ścinające, gdy siła jest równoległa do powierzchni.

<sup>b</sup> Pod warunkiem, że rozpatrujemy kryształ, ale nie będziemy komplikować i tak złożonego obrazu szczegółami, które niewiele wnoszą do zrozumienia.

<sup>c</sup> Ostatnia równość na mocy założenia, że  $F/A = Y$ , tj. dostarczono siłę wystarczającą do odkształcenia rozważanego sześciangu.

Ramka 2

Materiał z poprzedniej ramki to pierwszy krok do zrozumienia, dlaczego  $H = 3Y$ , tzn. dlaczego materiał wydaje się twardszy niż pokazuje jego granica plastyczności.



Na rysunku powyżej schematycznie pokazane jest wgniatanie nierówności w płaską powierzchnię, zbudowaną z trójkątów<sup>a</sup> prostokątnych o nachyleniu  $45^\circ$  (zgodnym z nachyleniem płaszczyzn największych naprężeń ścinających) i polu podstawy  $A$  (polu ramienia  $A/\sqrt{2}$ ). Aby nastąpiło plastyczne odkształcenie, wszystkie poruszające się ścianki trójkątów (linie przerywane na rysunku) muszą osiągnąć granicę plastyczności. To powód, dla którego  $H > Y$ : nie wystarczy uplastycznianie ścianek jednego trójkąta. Siłę  $F$  konieczną do takiego odkształcenia można znaleźć z warunku na pracę: jeśli siła  $F$  wgnia trójkąt na odległość  $\delta$ , praca ta musi być równa sumie prac wykonywanych przez siły ścinające działające na każdej ślizgającej powierzchni na przesuwaniu trójkątów między sobą (siły te równe są na każdym boku naprężeniu ścinającemu granicy plastyczności –  $Y/2$ ). Uzyskujemy:

$$F\delta = 2 \cdot \sqrt{2} \cdot \delta \cdot \frac{Y}{2} \frac{A}{\sqrt{2}} + 4 \cdot \frac{\delta}{\sqrt{2}} \cdot \frac{Y}{2} \frac{A}{\sqrt{2}} + 2 \cdot \delta \cdot A \frac{Y}{2} \quad (2.1)$$

skąd widać,  $\frac{F}{A} = H = 3Y$  [29].

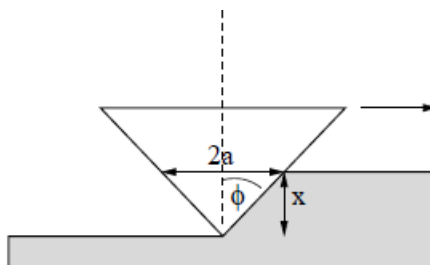
<sup>a</sup> Ściśle: graniastosłupów.

Dysponując stałą powierzchnią  $A_r$ , Bowden i Tabor postulowali, że siła tarcia pochodzi ze ścinania połączeń adhezyjnych między materiałami. W pierwszej ramce ustaliliśmy, że naprężenie ścinania wiąże się z granicą plastyczności relacją  $Y_t = 0,5Y$ . W związku z tym, możemy oczekiwać siły tarcia

$$F = Y_t \cdot A_r = \frac{0,5YN}{3Y} = \frac{1}{6}N; \quad A_r = \frac{N}{H} = \frac{N}{3Y} \quad (1)$$

co jest wynikiem trochę mniejszym niż uzyskany przez Amontonsa i Leonarda, ale rozsądnym w pierwszym przybliżeniu (Problem pojawia się, gdy rozpatrujemy tarcie metali w próżni. Tam, po oczyszczeniu powierzchni metalu z tlenków i zanieczyszczeń, osiągnęte są współczynniki tarcia nawet na poziomie  $\mu = 40$ . Co na to poradzić? Jak rozciągnąć teorię na zakres takich wartości?).

Istnieje kilka możliwości. Po pierwsze, Bowden i Tabor wprowadzili pojęcie złożenia [3, 7], tzn. wydzierania twardymi nierównościami jednego materiału rowków na drugim materiale. Do wykonania tej czynności potrzebne jest doprowadzenie kontaktu z miękkim materiałem do granicy plastyczności, a więc nierówność musi wyrzeć na nim naprężenie  $3Y$  (rys. 7). Przekrój czołowy rowka jest trójkątny, więc jego pole powierzchni  $A_{rr} = ax = a^2 \text{ctg } \varphi$ . Dla takiej powierzchni, siła tarcia równa jest  $F_r = A_{rr}H = H a^2 \text{ctg } \varphi$ .



Rys. 7. Wydrapywanie rowka twardą nierównością w miękkiej powierzchni

Aby wyznaczyć współczynnik tarcia, musimy wiedzieć, jaka jest siła nacisku na powierzchnię. W górnej części stożka mamy powierzchnię kołową

$A_{up} = \pi \frac{a^2}{4}$ , skąd nacisk obciążonej połowy stożka  $L = \frac{HA_{up}}{2} = H\pi \frac{a^2}{2}$ . Dysponując naciskiem  $L$  i siłą tarcia  $F_r$ , obliczamy współczynnik tarcia jako:

$$\mu = \frac{F_r}{L} = \frac{2}{\pi} \text{ctg } \varphi \quad (2)$$

dla typowych nierówności spotykanych w pomiarach mamy  $\varphi > 80^\circ$ , więc  $\mu \sim 0,1$ .

Wciąż za mało!!! Co tu zrobić? Są jeszcze dwie odpowiedzi na to pytanie. Po pierwsze, pomiędzy stykającymi się powierzchniami zachodzi efekt umocnienia (ang. *work hardening*) [3, 7]. Najbardziej narażona na odkształcenia jest warstwa powierzchniowa metalu i dość szybko wyczerpuje ona możliwości korzystania z ułatwień w poślizgu płaszczyzn materiału. Takimi ułatwieniami są dyslokacje, zanieczyszczenia powodujące wewnętrzne naprężenia materiału. Po ich usunięciu, pozostaje samodzielnie włożyć ciężką pracę w wywołanie pełnych naprężeń ścinających.

Można powiedzieć: co z tego? Materiał jest twardszy, ale maleje powierzchnia kontaktu i efekt się kasuje, dając znów uniwersalną wartość współczynnika tarcia. Ale nie do końca! Powierzchnia kontaktu wciąż może się powiększać przez płynięcie głębszych warstw materiału. Natomiast odporność na ścinanie złącz adhezyjnych jest silnie zależna od właściwości powierzchniowych. Tak więc czynnik  $0,5Y$  z równania (1) zastępujemy nowym,  $0,5Y_1$ ,  $Y_1 > Y$ . To generuje wzrost siły tarcia.

Nie jest to jedyna możliwość zwiększania dostępnego tarcia. Kolejną taką możliwością jest wzrost powierzchni złącza na skutek przyłożenia naprężenia ścinającego (np. podczas ślizgania czy prób rozpoczęcia ruchu w tarciu statycznym). W takim przypadku, początkowe naprężenie jest na granicy plastyczności  $\sigma_y = P_0$ . Po przyłożeniu naprężenia ścinającego, warunek granicy plastyczności się zmienia i wyraża za pomocą:

$$\sqrt{\sigma_y^2 + 4\tau_{xy}^2} = P_0 \quad (3)$$

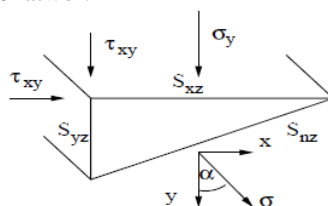
(wyprowadzenie wzoru – ramka 3). Naprężenie ścinające działa na tej samej powierzchni  $A$  co naprężenie  $\sigma_y$ , więc możemy wyciągnąć  $A$  przed pierwiastek i obliczyć powierzchnię:

$$A = \frac{\sqrt{L^2 + 4F_t^2}}{P_0} \quad (4)$$

gdzie  $\overset{\cdot}{L}$  to siła nacisku, a  $\overset{\cdot}{F}_t$  to siła ścinająca. Widzimy znaczne możliwości wzrostu powierzchni kontaktu, a przez to i siły tarcia.

### Ramka 3

Skąd bierze się wzór na naprężenie główne<sup>a</sup> (wzór (4)) w obecności naprężenia ścinającego? Uzasadnimy ten wzór w przybliżeniu dla małych kątów odkształcenia, kiedy można to zrobić dość łatwo<sup>b</sup>.



Na rysunku przedstawione są dwie powierzchnie w układzie kartezjańskim, poddane działaniu naprężeń  $\sigma_y$  i  $\tau_{xy}$ <sup>c</sup>. Interesuje nas, jakie naprężenie normalne  $\sigma$  powstanie na płaszczyźnie ukośnej. W tym celu musimy najpierw obliczyć składowe  $x$  i  $y$  naprężenia  $\sigma$  działającego na powierzchni ukośnej. Z trygonometrii widać, że zachodzą relacje między polami:  $S_{yz} = S_{nz} \sin \alpha$ ,  $S_{xz} = S_{nz} \cos \alpha$ . Zapiszmy warunek równowagi sił na trójkącie:



$$xS_{nz} = \tau_{xy}S_{xz} \quad (3.1)$$

$$yS_{nz} = \sigma_y S_{xz} + \tau_{xy}S_{yz} \quad (3.2)$$

(zwracamy uwagę, że naprężenie ścinające działa na stycznej powierzchni, nie prostopadłej!). W powyższym wzorze po podstawieniu relacji trygonometrycznych można skrócić  $S_{nz}$  i dostać wzory na naprężenia  $x$  i  $y$ . Dysponując nimi, można następnie obliczyć naprężenie normalne na płaszczyźnie ukośnej:

$$\sigma_n = x \sin \alpha + y \cos \alpha \quad (3.3)$$

$$\sigma_n = \sigma_y \cos \alpha + 2\tau_{xy} \sin \alpha \cos \alpha \quad (3.4)$$

Aby znaleźć układ, w którym nie ma naprężeń ścinających, szukamy tego, w którym  $\sigma_n \rightarrow \max$ . A więc liczymy pochodną i przyrównujemy do zera:

$$-2\sigma_y \cos \alpha \sin \alpha + 2\tau_{xy}[\cos^2 \alpha - \sin^2 \alpha] = 0 \quad (3.5)$$

Dwa ostatnie równania przybliżamy dla małych kątów,  $\sin \alpha \approx \alpha$ ,  $\cos \alpha \approx 1$ :

$$\sigma_n = \sigma_y + 2\tau_{xy}\alpha \quad (3.6)$$

$$0 = -2\sigma_y\alpha - 2\tau_{xy}\alpha^2 + 2\tau_{xy} \quad (3.7)$$

Rozwiązując trójmian kwadratowy i wstawiając obliczone  $\alpha$  do wzoru na  $\sigma_n$ , uzyskujemy ostatecznie:

$$\sigma = \sqrt{\sigma_y^2 + 4\tau^2} \quad (3.8)$$

<sup>a</sup> Naprężenie główne, to naprężenie znajdujące się w układzie odniesienia, w którym brak naprężeń ścinających.

<sup>b</sup> Uproszczenie wykonane przez autora.

<sup>c</sup>  $\tau_{xy}$ , co widać na rysunku, zawsze działa parami: inaczej badany element zaczął by wirować.

#### 4. Nierówności sprężyste

Do tej pory rozpatrywaliśmy nierówności, które pod obciążeniem płyną plastycznie. Nie zawsze tak się zdarza, istnieją bowiem materiały, w których zamiast odkształceń plastycznych mamy do czynienia z odkształceniami sprężystymi. Guma jest tu najbardziej znanym przykładem takiego materiału [30], a siła tarcia gumy skaluje się jak  $F \sim N^{2/3}$  (czyli niezgodnie z prawami Amontonsa).

Co ciekawe, z czasem odkryto wiele materiałów *spełniających* prawa Amontonsa, które pracują w zakresie odkształceń elastycznych (zmierzona powierzchnia rzeczywistego kontaktu jest zbyt duża by wywołać odkształcenie plastyczne) [31]. Tę sytuację wyjaśnili Greenwood i Williamson dopiero w 1966 roku [7]. Nim jednak zajmiemy się takimi szczegółami, warto zapoznać się z teorią odkształceń sprężystych, występujących między stykającymi się powierzchniami sferycznymi, o wypadkowym promieniu krzywizny  $R$ , zaproponowaną przez Hertza [7, 28, 32].

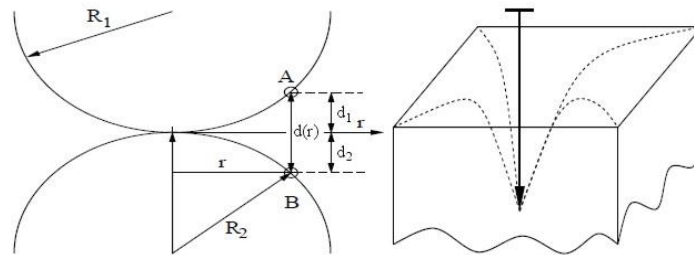
Teoria Hertza wyprowadzana została przez niego w wieku 22 lat „z nudów” podczas przerwy świątecznej w 1882 roku<sup>12</sup> [28]. Szczegóły tego wyprowadzenia są dość złożone (szkic w ramce 4), ale najważniejszy wniosek teorii jest następujący:

$$a = \left( \frac{3}{4} \frac{RL}{E} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (5)$$

gdzie:  $a$  – promień kontaktu między powierzchniami,  $L$  – nacisk na powierzchnię,  $E$  – moduł Younga. Z równania płynie niezwykle ważny wniosek: dla odkształceń sprężystych, powierzchnia styku skaluje się z obciążeniem jak  $A = \pi a^2 \sim L^{\frac{2}{3}}$ ! To zupełnie inaczej niż w teorii plastycznej, gdzie  $A \sim L$ .

#### Ramka 4

Aby wyprowadzić relację Hertza, potrzebujemy informacji o deformacji dwóch stykających się powierzchni sferycznych. Ilustracji tego problemu służy rys. poniżej z lewej strony.



Jeśli dwie elastyczne kule, spoczywające początkowo na sobie, zostaną ściśnięte to utworzy się kontakt. Jak mocno trzeba odgiąć wierzchołek kuli, aby utworzyć kontakt o promieniu  $r$ ? Jaka jest spoczynkowa odległość punktów A i B z rysunku? Odległość można wyznaczyć z tw. Pitagorasa (trójkąt zaznaczony na dolnej półkuli):

$$R_2^2 = r^2 + (R_2 - d_2)^2 = r^2 + R_2^2 - 2R_2d_2 + d_2^2 \approx r^2 + R_2^2 - 2R_2d_2 \quad (4.1)$$

ostatnie przybliżenie można zrobić gdyż  $d_2 \ll R_2$ . Stąd,  $d_2 \approx \frac{r^2}{2R_2}$ . Podobnie, dla

górnjej półkuli,  $d_1 \approx \frac{r^2}{2R_1}$ , a  $d(r) = d_1 + d_2 = \frac{r^2}{2R}$ , gdzie promień zastępczy

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}.$$

<sup>12</sup> Warto zwrócić uwagę, że Coulomb nie mógł mieć o niej pojęcia formułując swój model sprężysty.

Interesuje nas następnie, jaki rozkład odkształcenia sprężystego powierzchni jest konieczny aby zbliżyć półkule do siebie o  $\delta$ ? Odpowiedź to  $w(r) = \delta - d(r) = \delta - \frac{r^2}{2R}$ .

To ważny rezultat, gdyż w teorii sprężystości możemy powiązać rozkład odkształcenia z rozkładem ciśnienia na powierzchni kontaktu. Z kolei dysponując ciśnieniem, możemy wyznaczyć relację Hertza między powierzchnią kontaktu a obciążeniem.

Aby znaleźć związek ciśnienia z odkształceniem, musimy spojrzeć na rys. po prawej. Pokazany tam jest schematycznie gwóźdź wbity w sprężystą powierzchnię. Widać, że odkształcenie pojawia się również poza obszarem oddziaływania ciśnienia (naciśku gwóźdźa) i ma kształt, na oko, hiperboliczny!

Teoretycznie można wykazać (teoria Boussinesq), że istotnie, rozkład odkształcenia przyjmuje postać:

$$w(r) = \frac{1}{\pi E} \frac{L}{r} \quad (4.2)$$

gdzie  $E$  – moduł Younga,  $L$  – obciążenie w punkcie. Jeśli obciążenie  $L$  wyrazić za pomocą ciśnienia na powierzchni  $dxdy$ , uzyskamy  $w(r) = \frac{1}{\pi E} \frac{p(x, y) dxdy}{\sqrt{x^2 + y^2}}$ .

Można zatem odgadnąć, że gdy mamy do czynienia z ciągłym rozkładem ciśnienia na danej powierzchni, to odkształcenie w punkcie  $(x, y)$  będzie sumą odkształceń, generowanych przez ciśnienia każdego punktu powierzchni. Napiszemy:

$$w(r) = \frac{1}{\pi E} \iint_S \frac{p(x', y') dxdy}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2}} \quad (4.3)$$

„można łatwo pokazać”, że dla naszego  $w(r)$  <sup>a</sup>, że rozwiązaniem tego równania jest

$$p(r) = p_0 \sqrt{1 - \frac{r^2}{a^2}} \quad (4.4)$$

gdzie  $a$  to *promień kontaktu*, a  $p_0 = \frac{2Ea}{\pi R}$ . Jeśli scałkować to ciśnienie po całym kontakcie, to dostaniemy obciążenie normalne,

$$L = \int_0^a p(r) 2\pi r dr = \frac{2}{3} p_0 \pi a^2 = \frac{4}{3} \frac{Ea^3}{R} \quad (4.5)$$

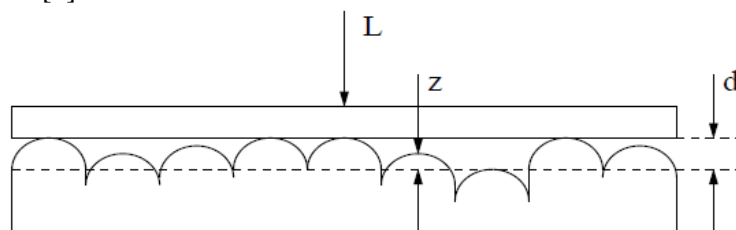
skąd już prosta droga do relacji Hertza. Omówienie teorii Hertza wypada jeszcze zakończyć typowym pytaniem: a co wy porabiacie w święta?

<sup>a</sup> Koszmarne rachunki (wersja skrócona, bez szczegółów obliczania całek) dostępne online przez Google Books w monografii Johnsona, s. 59.

Jest to duży kłopot, gdyż w modelu adhezyjnym siła tarcia jest proporcjonalna do powierzchni. Znaczyłoby to, że w kontakcie sprężystym, siła tarcia nie

spełnia praw Amontonsa i zamiast do  $L$  jest proporcjonalna do  $L^{\frac{2}{3}}$ . O ile jest to prawda w przypadku materiałów takich jak guma, to istnieje wiele materiałów, które odkształcają się sprężysto, a mimo to spełniają prawa Amontonsa [31].

Rozwiązaniem tego problemu jest model Greenwooda-Williamsona, w którym zakłada się, że nierówności mają pewien rozkład wysokości swojego położenia (rys. 8). W takim przypadku, w miarę zwiększania nacisku  $L$ , nie zachodzi jedynie sprężyste odkształcenie wierzchołków  $A \sim L^{2/3}$ . W miarę postępowania odkształcenia, górna powierzchnia zaczyna być podpierana *nowymi* nierównościami dolnej powierzchni. To zaburza skalowanie, a przy odpowiednim rozkładzie wysokości nierówności – prowadzi do amontonsowskiej zależności  $A \sim L$  [7].



Rys. 8. Model Greenwooda-Williamsona.  $L$  – obciążenie,  $d$  – odległość między powierzchniami,  $z$  – wysokość nierówności

Greenwood i Williamson założyli rozkład wysokości nierówności  $z$  (rys. 8) w postaci funkcji wykładniczej,  $\psi(z) = M \exp(-z/\sigma)$ , gdzie  $M$  to stała normująca,  $\sigma$  to współczynnik chropowatości (odchylenie standardowe rozkładu).

Typowa prezentacja modelu Greenwooda Williamsona [7] polega na zapisaniu (bez dowodu) formuł na średnie pole kontaktu, a następnie podzieleniu obciążenia  $L$  przez to pole by wykazać, że ciśnienie kontaktowe w tym modelu jest stałe. Ponieważ nie chcę, by czytelnik musiał w cokolwiek wierzyć na słowo, my postąpimy inaczej: nie wyprowadzimy ostatecznych wzorów, a zatrzymamy się na etapie, gdzie można pokazać niezależność ciśnienia od powierzchni<sup>13</sup>.

Aby rozpocząć obliczenia, potrzeba wspomnieć wzór Hertza (5). Przekształcając go, uzyskujemy wzór na  $L$ ,

$$L = \frac{4}{3} \frac{Ea^3}{R} = \frac{4}{3} E \sqrt{R} 2^{3/2} d_2^{3/2} = C_1 d_2^{3/2} \quad (6)$$

gdzie  $a = \sqrt{2Rd_2}$  (ramka 4), a  $C_1 = \frac{4}{3} E \sqrt{R} 2^{3/2}$  jest stałą upraszczającą zapis.

Równanie to wiąże odkształcenie wierzchołka z jego obciążeniem. Całkowite

<sup>13</sup> Oryginalne uproszczenie wyprowadzeń wprowadzone przez autora.

obciążenie, niesione przez wszystkie  $N$  wierzchołków stykających się z górną powierzchnią ( $z > d$ ) wyrażamy średnią po rozkładzie  $\psi$ :

$$\begin{aligned} L &= NC_1 \int_d^\infty (z-d)^{3/2} \psi(z) dz = NC_1 \int_0^\infty t^{3/2} \psi(t+d) dt = \\ &= NC_1 \exp\left(-\frac{d}{\sigma}\right) \int_0^\infty t^{3/2} \psi(t) dt = NC_1 \exp\left(-\frac{d}{\sigma}\right) E[t^{3/2}] \end{aligned} \quad (7)$$

W drugiej linijce wykorzystaliśmy fakt, że  $\psi(t)$  jest funkcją wykładniczą i można rozbić  $\exp[-(t+d)/\sigma] = \exp(-t/\sigma) \exp(-d/\sigma)$ . W ten sprytny sposób powodujemy, że całka nie jest zależna od  $d$  (stopnia zbliżenia powierzchni, wyrażającego zależność od  $L$ , tym większego im większe  $L$ ). Zależność od  $d$  można wyjąć przed nawias. Sama całka natomiast, nie będąc zależną od żadnego parametru, staje się zwyczajną liczbą (pewną stałą, momentem  $E[\cdot]$ <sup>14</sup> rozkładu chropowatości).

W podobny sposób można policzyć sumaryczną powierzchnię kontaktu przy zadanym „ściśnięciu”  $d$ . Pole pojedynczego kontaktu to  $\pi a^2 = 2\pi R d_2 = C_2 d_2$  (znów,  $C_2$  to stała wprowadzona by nie pisać wciąż  $2\pi R$ ). Sumaryczny kontakt obliczamy jako:

$$\begin{aligned} A &= NC_2 \int_d^\infty (z-d) \psi(z) dz = NC_2 \int_0^\infty t \psi(t+d) dt = \\ &= NC_2 \exp\left(-\frac{d}{\sigma}\right) \int_0^\infty t \psi(t) dt = NC_2 \exp\left(-\frac{d}{\sigma}\right) E[t] \end{aligned} \quad (8)$$

Dzieląc  $L$  przez  $A$ , uzyskujemy średnie ciśnienie kontaktów

$$P = \frac{C_1 E[t^{3/2}]}{C_2 E[t]} = \text{const} \quad (9)$$

A więc dostajemy proporcjonalną do obciążenia zależność powierzchni styku. Uratowaliśmy teorię adhezyjną! Siła tarcia adhezyjnego jest przecież proporcjonalna do tej powierzchni i wobec tego jest proporcjonalna do obciążenia, zgodnie z prawami Amontonsa.

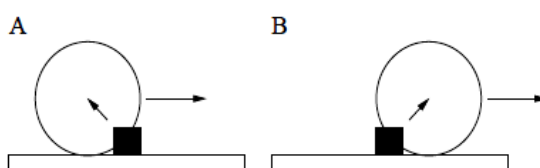
## 5. Tarcie gumy

Guma jest materiałem, który łączy w sobie przewidywania modelu Hertza i Bowdena Tabora [30]. Siła tarcia w przypadku tego materiału zależy bowiem od nacisku jak  $F \sim N^{2/3}$ . Jeśli zapisać równanie na siłę tarcia z użyciem współczynnika  $\mu$ , dostaniemy  $F = \mu N$ ,  $\mu = \mu_0 N^{-1/3}$ , tj. współczynnik tarcia dla gumy maleje ze wzrostem obciążenia. Dlatego samochody wyścigowe używają szerokich opon.

<sup>14</sup>  $n$ -tym momentem rozkładu nazywamy całkę  $\int_{-\infty}^{\infty} x^n \psi(x) dx$ .

Tarcie adhezyjne w przypadku gumy nie wyczerpuje jednak wszystkich możliwości. Drugim istotnym wkładem do siły tarcia, szczególnie w przypadku opon, jest mechanizm deformacyjny. Guma, napotykając na drodze na nierówności, odkształca się na nich sprężyście, lecz z uwagi na duże tarcie wewnętrzne<sup>15</sup> [2], powrót ze stanu odkształcenia nie jest natychmiastowy.

Z powodu tej bezwładności odkształceń, na gumę trzeba podziać siłą przy „nacieraniu” na nierówność, ale po jej minięciu, guma nie potrafi sprężyście od niej odskoczyć i „odzyskać” energii (rys. 9).



Rys. 9. Ilustracja tarcia deformacyjnego dla gumowej opony, mijającej nierówność. W przypadku A, pojawia się siła hamująca, a po minięciu nierówności (B) przeszkoda na drodze przyspiesza ruch pod warunkiem, że opona elastycznie powraca do stanu wyjściowego. Jeśli ten proces jest utrudniony, pojawia się tarcie

Warto zauważyć, że w przypadku obecności smaru między gumą a nawierzchnią, mechanizm deformacyjny tarcia daje główny wkład do siły tarcia gumy. Takim smarem w przypadku opon samochodowych może być np. wilgoć na drodze.

## 6. Ruch przerywany (*stick-slip*)

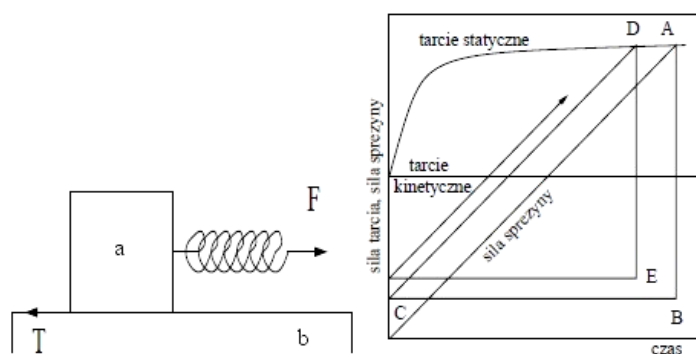
Jeżeli tarcie kinetyczne jest mniejsze od tarcia statycznego, w ruchu ciał można oczekiwać tzw. ruchu przerywanego (*stick-slip motion*) [2, 7]. Istnieje kilka wariantów tego ruchu [7], np. poślizg sterowany prędkością, czasem, przemieszczeniem. Różnią się one sposobem modelowania przejścia od tarcia przy prędkości zerowej do tarcia kinetycznego przy niezerowej prędkości  $v$ .

Podstawowy model ruchu przerywanego pokazuje rys.10 po lewej [2]. W tym modelu zakładamy, że ciało pociągane jest za pomocą sprężyny, przenoszącej z zewnątrz siłę  $F$ <sup>16</sup>. Do momentu osiągnięcia przez  $F$  wartości siły tarcia statycznego, ciało  $A$  pozostaje w bezruchu. Po przekroczeniu tej bariery, ciało  $A$  zaczyna gwałtownie przyspieszać. Jeśli przyspieszając ciało zmniejsza naprężenie sprężyny (np. gdy prawy koniec sprężyny porusza się ze stałą prędkością), to naprężenie może opaść poniżej wartości siły tarcia kinetycznego,

<sup>15</sup> Tarcie pomiędzy cząsteczkami polimeru tworzącego gumę.

<sup>16</sup> Ponieważ nie ma w rzeczywistości ciał doskonale sztywnych, model ten jest jak najbardziej realistyczny.

a wtedy ruch ustaje. Znow trzeba czekać, aż sprężyna się rozciągnie i da możliwość pokonania tarcia statycznego.



Rys. 10. Model ruchu przerywanego. Po lewej model pomiarowy, po prawej – ruch sterowany czasem

Powyższy model jest szczególnym przykładem ruchu sterowanego prędkością. Zależnie od wartości prędkości zmienia się siła tarcia. W ogólności, zależność siły tarcia od prędkości nie musi być bistabilna, jak powyżej, a może zmieniać się jak dowolna malejąca z prędkością funkcja ciągła (np. funkcja liniowa [7]).

Innym modelem ruchu przerywanego jest ruch sterowany czasem (rys. 10 po prawej [7]). W takim przypadku, po rozpoczęciu doświadczenia, tarcie statyczne narasta od wartości tarcia kinetycznego do punktu *A*. Z kolei siła sprężystości (przy stałej szybkości rozciągania) rośnie prostoliniowo od zera do punktu przecięcia z siłą tarcia statycznego (punktu *A*). W tym momencie następuje poślizg. Ciało zaczyna przyspieszać i zatrzymuje się przy rozciągnięciu sprężyny poniżej wartości tarcia kinetycznego<sup>17</sup>, w punkcie *B*. Od tego momentu rozpoczyna się kolejny cykl narastania wartości tarcia statycznego i siły sprężystości (z jedną różnicą: siła sprężystości nie narasta tym razem od zera). Po osiągnięciu przez siłę sprężystości wartości siły tarcia statycznego mamy kolejny poślizg itd., cykl się powtarza wielokrotnie w ciągu ruchu.

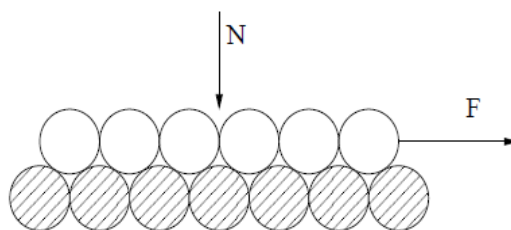
Najbardziej znanym „codziennym” przykładem ruchu przerywanego jest ruch kiepskich piór wycieraczek po szybie samochodu. Często też taki rodzaj ruchu można zaobserwować u rowerzystów ze źle wyregulowanymi hamulcami („głośne” hamulce).

<sup>17</sup> Poniżej, bo tarcie kinetyczne musi zrównoważyć nie tylko siłę sprężystości, ale i bezwładność.

### 7. Atomowe modele tarcia – wprowadzenie

Rozważania prowadzone do tej pory uwzględniały wiele różnych aspektów tarcia, ale były to raczej teorie ciągłe, nie zakładające atomowej struktury materii. W takiej ciągłej teorii możliwe jest wyobrażenie sobie sytuacji, w której mamy do czynienia z dwiema idealnie wypolerowanymi powierzchniami. Jeśli przemieścimy je względem siebie, ich stan energetyczny nie ulega żadnym chwilowym zmianom i nie potrzeba wykonać pracy przeciw żadnym siłom [7]. Tymczasem jeśli uwzględnić atomową strukturę materii okazuje się, że powierzchnie muszą poruszać się w periodycznym potencjale sił związanym z siecią atomową. Potrzeba więc włożyć pewną pracę, by wspiąć się na zbocze potencjału, a następnie przy zejściu z takiego zbocza część uzyskanej energii tracimy. Z tej przyczyny obecnie postuluje się, że ciągłe modele tarcia załamują się w skali atomowej [20, 33].

W skali atomowej koncepcja odkształcania nierówności traci swój zasadniczy sens i, co już sygnalizowaliśmy we wstępie historycznym, bardziej adekwatne stają się modele wyjaśniające tarcie na gruncie teorii chropowatości. Jednym z pierwszych takich modeli jest model kostki brukowej (ang. *cobblestone model* [7]), będący ukłonem w kierunku pracy Belidora z 1737. Deriagin [22] zaproponował w ramach tego podejścia model tarcia pokazany na rys. 11.



Rys. 11. Atomowy model tarcia Deriagina

Siła tarcia równa jest tu  $F = f_0(N + N_0)$ .  $N$  to nacisk wynikający z obciążenia, a  $N_0$  to dodatkowa siła wynikająca z oddziaływania molekularnego.  $f_0$  wyraża tangens największego kąta znajdującego się na trajektorii środka ciężkości poruszającej się powierzchni.

Co ciekawe widać stąd, że amontonsowski współczynnik tarcia  $\mu = \frac{F}{N}$  nie jest stały, ale rośnie<sup>18</sup> gdy  $N \rightarrow 0$ .

Rozważając model Deriagina, nietrudno przypomnieć sobie argumentację Lesliego [2] odnośnie konieczności wytracania energii podczas ruchu po nierównościach. Skoro w skali atomowej trudno niekiedy mówić o plastycznym

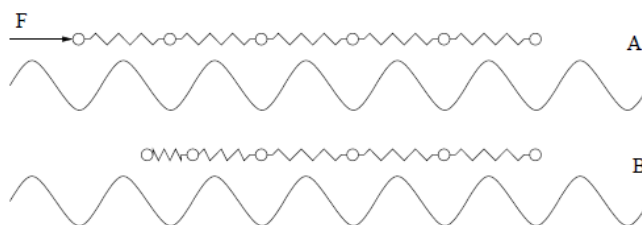
<sup>18</sup> Do nieskończoności!



odkształcaniu (np. w ruchu po gładkiej w skali atomowej powierzchni rozłupanej miki), to czym wyjaśnić straty energii? Odpowiedzią są *fonony* [23, 33]. Powierzchnie opadając w doliny nierówności wzbudzają atomy do drgań mechanicznych, generujących fale dźwiękowe, zamieniane ostatecznie na ciepło.

### 8. Model Frenkel-Kontorova-Tomlinsona

W 1929 roku G.A. Tomlinson w Wielkiej Brytanii, a w 1930 Y. Frenkel w Rosji, prowadzili badania nad ruchem atomów jednej powierzchni w potencjale generowanym przez drugą powierzchnię. Stworzyli oni dwa modele, operujące w podobnym formalizmie. Prezentowany tutaj – skonstruowany został przez Frenkela<sup>19</sup> (rys. 12A) [7].



Rys. 12. Atomowy model tarcia Frenkela-Kontorova

Na rysunku w dolnej części pokazano potencjał dolnej powierzchni, natomiast u góry znajdują się atomy górnej powierzchni. Atomy górnej powierzchni połączone są między sobą sprężynkami, które odzwierciedlają siły przyciągania-odpychania<sup>20</sup> występujące pomiędzy nimi.

Aby górną powierzchnię wprowadzić w ruch, należy przyłożyć do niej siłę  $\vec{F}$ . Spowoduje ona kompresję pierwszej sprężynki i przeskok atomu do drugiej studni potencjału. Teraz dwa atomy będą rozpychać się w obrębie jednej studni potencjału (rys. 12B). Efektywnie obniża to barierę potencjału, którą musi pokonać atom-sąsiad by z niej wyskoczyć. W ten sposób następuje szybka propagacja zaburzenia na drugi koniec styku i znów każdy atom leży w jednej studni potencjału.

Co dzieje się, jeśli stykają się materiały o niejednakowej sieci krystalicznej? Wówczas może się zdarzyć, że na skutek niedopasowania wymiarów przestrzennych sieci krystalicznej, w niektórych studniach z konieczności będą znajdowały się po dwa atomy (jak na rys. 12B, lecz bez przyłożenia zewnętrznej siły). W takim przypadku, wewnątrz podwójnie obsadzonych studni poten-

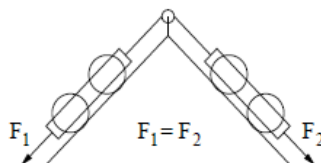
<sup>19</sup> Model Tomlinsona jest podobny, jednak atomy nie są połączone sprężynkami między sobą. Sprężynki atomowe są podłączone do sztywnej zewnętrznej prowadnicy [7]. Właśnie sposób połączenia sprężynek różnicuje te dwa modele.

<sup>20</sup> Np. potencjał typu Lennarda-Jonesa.

cjału pojawiają się naprężenia, obniżające efektywną wysokość bariery do pokonania. Tarcie maleje!

Co ciekawe, jeśli dobierzemy dwie powierzchnie w taki sposób, że ich sieci krystaliczne są zupełnie nieskorelowane ze sobą (ang. *incommensurate*), to możemy oczekiwać ciekawego zjawiska nadsmarowności (ang. *superlubricity*). Efekt ten bierze się stąd, że w takich materiałach nie ma możliwości ustawienia pojedynczych atomów górnej powierzchni nad środkami studni potencjałów powierzchni dolnej. W konsekwencji, sprężynki między atomami muszą być rozciągnięte lub ściśnięte by dopasować się do tej sieci.

Podczas próby poruszenia ciała górnego, należy przyłożyć siłę, która zrównoważy opory ściskania/rozciągania sprężynek międzyatomowych. Okazuje się jednak, że w przypadku nieskorelowanych sieci krystalicznych, dokładnie tyle samo atomów pokonuje drogę „pod górkę” w potencjale, ile opada w nim „na dół”. Wypadkowo, konieczna do zainicjowania ruchu siła okazuje się zerowa (analogicznie jak na poglądowym mechanicznym rys. 13) [7].



Rys. 13. Ilustracja schematu równoważenia sił w modelu FKT

## 9. Podsumowanie

Prezentowany artykuł ma w zamierzeniu przedstawić studentom fizyki (i uczniom szkół średnich, którym jednak zalecam nie zagłębiać się od razu w treść ramek i co bardziej zawiłych wzorów) złożoną tematykę procesów tarcia i pokazać pewien przegląd teorii. Jak widać z pracy, teoria nie jest jednolita i istnieje wiele rozmaitych poglądów na tarcie. Wiele modeli zostało pominiętych z braku miejsca (np. tarcie w obecności smarów, koncepcja tarcia elektronicznego, związana ze zrywaniem ładunków powierzchni, model szczotkowy tarcia), czy z braku informacji o ich istnieniu (nawet pomimo zbadania pokazanej literatury).

Wśród pominiętych problemów znalazł się jeden, do którego chciałbym się jeszcze krótko odnieść<sup>21</sup>: dlaczego w teorii adhezyjnej tarcie statyczne jest wyższe niż kinetyczne? Bowden i Tabor przedstawili wiele pomysłów, z których moim zdaniem najciekawszy polegał na dyfuzyjnym przebijaniu warstwy zanieczyszczeń między powierzchniami w miarę upływu czasu [2].

Na zakończenie warto wspomnieć o współczesnym podejściu do analizy teoretycznej tarcia. Otóż na chwilę obecną nie tworzy się już teorii kompleksowo

<sup>21</sup> Pytali mnie o to kiedyś studenci podczas laboratorium z fizyki.

wyjaśniających tarcie jako zależne od chropowatości, adhezji, itd. Zamiast tego zaprzęga się komputery do symulacji metodą dynamiki molekularnej [20], a następnie włączając/wyłączając potencjały krótko i długozasięgowe próbuje się wyciągać wnioski odnośnie charakteru procesów biorących udział w tarcu między badanymi powierzchniami.

Chcę też dodać uwagę odnośnie wstępu historycznego: jest to tematyka traktowana niezwykle pobieżnie w większości podręczników. Istnieje co prawda monografia Dowsona, jednak najbliższa biblioteka, która ją posiada znajduje się w Niemczech. Staralem się zaprezentować tu historię rozwoju poglądów na tarcie uzgodnioną pomiędzy wszystkimi dostępnymi mi pozycjami literaturowymi.

Mam dużą nadzieję, że ten artykuł stanie się ogólnodostępnym załącznikiem do rozwijania wiedzy o tarcu. Z tej przyczyny w jego przygotowanie włożone zostało wiele pracy. Z cytowanych pozycji literaturowych, najbardziej inspirujące były dla mnie [2, 7, 28, 32], a w dalszej kolejności warto przejrzeć [5, 14, 18, 20, 22, 33]. Proszę ostrożnie podchodzić do pozycji [3] – fragmenty historyczne są tu mało precyzyjne.

## Literatura

- [1] R. Resnick, D. Halliday, *Fizyka*, PWN 1997
- [2] F.P. Bowden, D. Tabor, *Wprowadzenie do trybologii*, WNT 1980
- [3] M. Hebda, A. Wachal, *Trybologia*, WNT 1980. Dostępna online: <http://www.tribologia.org/ptt/try/tr.htm>
- [4] *Słownik wyrazów obcych* online, PWN, <http://swo.pwn.pl>
- [5] J. Wisniak, *Guillaume Amontons*, Revista CENIC Ciencias Quimicas, 36, 187, 2005
- [6] Wikipedia: Isaac Newton
- [7] C.M. Mate, *Tribology on the small scale*, Oxford University Press, 2008
- [8] H.J. Guntherodt, H. Burkhart, M. Guggisberg, T. Gyalog, E. Meyer, *Friction Module*, <http://www.nano-world.org>
- [9] J. Lemaitre, *Handbook of Materials Behaviors Models*, Academic Press, 2001
- [10] R. Capuder, *Microscopic Description of Friction*, [http://mafija.fmf.uni-lj.si/seminar/files/2008\\_2009/microscopic\\_description\\_of\\_friction.pdf](http://mafija.fmf.uni-lj.si/seminar/files/2008_2009/microscopic_description_of_friction.pdf)
- [11] R. Overney, *Introduction to Tribology – Friction*, <http://depts.washington.edu/nanolab/ChemE554/Summaries ChemE 554/Introduction Tribology.htm>
- [12] P. Mascheretti, A. De Ambrosis, L. Borghi, U. Besson, *Breve storia delle ricerche e delle teorie sull'attrito*, <http://fisicavolta.unipv.it/didattica/SeqAttr/DocC.pdf>
- [13] K.C. Ludema, *Friction, Wear, Lubrication*, CRC Press, 1996
- [14] K. Hutchison, *Forces and facts*, Nuova Voltiana, 1, 2000
- [15] E. Meyer, T. Gyalog, R.M. Overney, K. Dransfeld, *Nanoscience: Friction and rheology on nanometer scale*, World Scientific, 1998

- [16] E. Bergli, *A simple model for the physics of surface contact and adhesion*, praca doktorska, Wydział Fizyki, Uniwersytet w Oslo, 2001
- [17] A.N. Schofield, *Behaviour of a soil paste continuum*, University of Cambridge Technical Report, 2000  
[http://www-civ.eng.cam.ac.uk/geotech\\_new](http://www-civ.eng.cam.ac.uk/geotech_new)
- [18] J. Renwick, *Elements of mechanics*, Carey & Lea, 1832  
<http://www.archive.org>
- [19] G. Bartels, *Mesoscopic aspects of friction*, praca doktorska uniwersytetu w Duisburg-Essen (dostępna on-line)
- [20] Y. Mo, K.T. Turner, I. Szulfarska, *Friction Laws at the nanoscale*, Nature, 457, 1116, 2009
- [21] J. Gao, W.D. Luedtke, D. Gourdon, M. Ruths, J.N. Israelachvili, U. Landman, *Frictional Forces and Amontons' Law: From the Molecular to the Macroscopic Scale*, J. Phys. Chem. B, 108, 3410, 2004
- [22] A. Vilde, G. Sevostjanovs, J. Nowak, *Theories of Friction and their Applicability to Soil*, TEKA Kom. Mot. Energ. Roln. – OL PAN, 7, 250, 2007
- [23] A. Berman, J. Israelachvili, *Amontons' law at the molecular level*, Tribology Letters 4, 95, 1998
- [24] E.R. Booser, *CRC Handbook of Lubrication: Theory and Design*, CRC Press, 1983
- [25] D.E. Packham, *Handbook of Adhesion*, Wiley, 2005
- [26] P.J. Blau, *Friction Science and Technology*, CRC Press, 2009
- [27] G.W. Stachowiak, A.W. Batchelor, *Engineering Tribology*, BH, 2001
- [28] S. Timoshenko, J.N. Goodier, *Theory of Elasticity*, McGraw-Hill, 1951
- [29] M.F. Ashby, H. Jones, *Engineering Materials 1*, Elsevier, 2005
- [30] R.H. Smith, *Analyzing friction in the design of rubber products and their paired surfaces*, CRC Press, 2008
- [31] I.L. Singer, H.M. Pollock, *Fundamentals of Friction*, Springer, 1992
- [32] K.L. Johnson, *Contact Mechanics*, Cambridge University Press, 1985
- [33] J. Krim, *Friction at the atomic scale*, Scientific American, październik 1996



## Zjawisko meteorów – wybrane zagadnienia

*Piotr Gronkowski*

*Instytut Fizyki, Uniwersytet Rzeszowski*

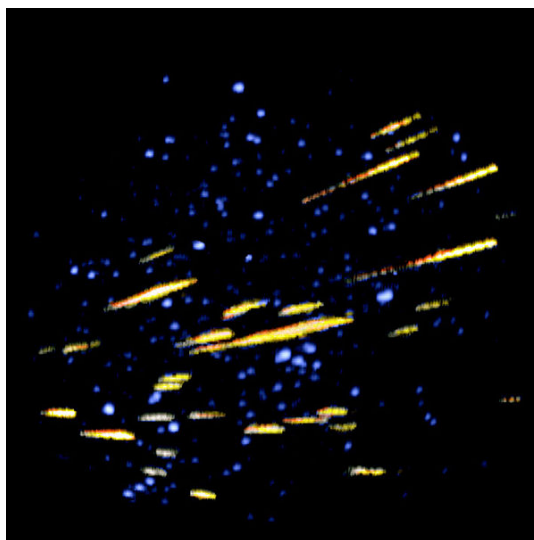
Patrząc w bezchmurną noc na niebo możemy czasami dostrzec jasne smugi sprawiające wrażenie przelatujących gwiazd. Zjawisko to otrzymało nazwę meteorów.

Wywołują je drobne bryłki materii wpadające z przestrzeni kosmicznej w atmosferę Ziemi. Warto zwrócić uwagę na pewną subtelność językową związaną ze zjawiskiem meteorów. Otóż drobne ciało krążące w Kosmosie nazywamy meteoroidem. Gdy wpadnie ono w atmosferę Ziemi to właśnie zjawisko świetlne związane z jego przelotem nazywamy meteorem natomiast pozostałość po nim, która nie uległa wyparowaniu lub dezintegracji w atmosferze Ziemi, lecz dotarła do jej powierzchni, nazywana jest meteorytem. Wymiary meteoroidów nie są ściśle zdefiniowane. Na ogół przyjmuje się, że ich średnice zawarte są w szerokim przedziale wartości od 100  $\mu\text{m}$  do 10 metrów. Ciała kosmiczne mniejsze od dolnej granicy tego przedziału uważamy za pyły, natomiast ciała o wymiarach powyżej 10 metrów należą już do asteroidów. Należy jednak zaznaczyć, że niektórzy astronomowie przyjmują znacznie wyższy górny zakres wymiarów meteoroidów – rzędu kilkudziesięciu metrów.

Meteoroid po wпадnięciu w atmosferę Ziemi zderza się z molekułami powietrza, przekazując im swoją energię kinetyczną. Powoduje to bardzo duży wzrost temperatury powietrza, co może powodować ich wzbudzenia termiczne. Jednocześnie sam meteoroid może ulec znacznemu nagrzanu i rozżarzeniu, następnie może zacząć się topić, a w końcu wrzeć i parować (jest to zjawisko ablacji). W konsekwencji, z powierzchni meteoroidu wrywane są atomy, które rozpraszają się wzdłuż trasy jego przelotu. Atomy te, zderzając się z molekułami gazów atmosferycznych, powodują ich nagrzewanie, a następnie przechodzenie w stan wzbudzenia i jonizacji.

Zjawiska te prowadzą w ostateczności do wypromieniowywania kwantów światła przez wzbudzone cząsteczki powietrza wokół drogi meteoroidu, a więc powodują obserwowane smugi świetlne (rys. 1). Długoletnie obserwacje prowadzą do wniosku, że meteory zaczynają świecić na wysokości około 100–130 km, a gasną na wysokości 70–90 km nad Ziemią. Część czołowa meteoroidu doznaje olbrzymiego ciśnienia fali uderzeniowej powietrza, co może prowadzić do jego rozpadu i szybkiego wyparowania. Jednak większe bryłki materii nie ulegają całkowitej dezintegracji w atmosferze i docierają do powierzchni Ziemi. Przelot meteoroidu przez atmosferę Ziemi trwa co najwyżej kilka sekund i w tym czasie

zakreśla on łuk na sferze niebieskiej o długości dochodzącej nawet do kilkudziesięciu stopni.

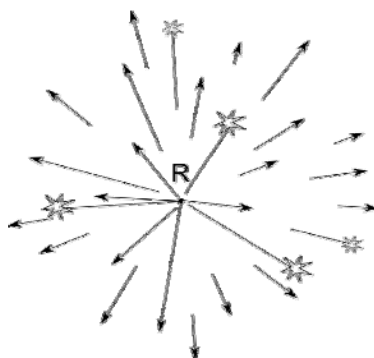


Rys. 1. Rój meteorów. Świetliste smugi to promieniujące molekuly gazów atmosferycznych pobudzone do świecenia przez zderzenia z atomami gorącej materii meteoroidowej (Fot. NASA)

Przed świtem dostrzegamy znacznie więcej meteorów niż po zachodzie Słońca. Wynika to z geometrii ruchu obrotowego i orbitalnego Ziemi, czego rezultatem jest to, że w drugiej połowie nocy wpadają w atmosferę Ziemi zarówno meteoroidy prześcigające Ziemię, jak i ją doganiające, natomiast po zachodzie Słońca do atmosfery dostają się tylko te, które prześcigają naszą planetę.

Prędkość zanurzającego się w atmosferze meteoroidu jest wypadkową prędkości orbitalnej Ziemi w ruchu wokół Słońca, która wynosi około 30 km/s oraz prędkości meteoroidu względem Słońca. Dla brył materii poruszających się po orbitach parabolicznych, a więc zbliżających się do Słońca z bardzo odległych rejonów Kosmosu wynosi ona w pobliżu Ziemi około 42 km/s. Dlatego szybkość meteoroidu lecącego w Kosmosie na spotkanie Ziemi wynosi około  $30 + 42 = 72$  km/s, a szybkość meteoroidu, doganiającego Ziemię wynosi tylko  $42 - 30 = 12$  km/s. Wynika stąd, że prędkości poszczególnych meteoroidów wpadających do atmosfery mogą się znacznie różnić między sobą, gdyż leżą one w przedziale od 12–72 km/s. Często tory meteoroidów nie są chaotycznie rozrzucone na sferze niebieskiej, lecz sprawiają wrażenie jakby zbiegały się w pewnych szczególnych punktach nieboskłonu nazywanych radiantami (rys. 2). Poszczególne radianty są pozornymi miejscami, skąd zaczynają się tory określonej rodziny, czyli roju meteorów. Roje meteorów swą nazwę zawdzię-

czą gwiezdozbiorem, w których położone są ich radianty. I tak, *Perseidy* oglądane co roku w drugiej dekadzie sierpnia swój radiant mają w gwiezdozbiore Perseusza, a *Leonidy*, występujące w listopadzie, mają swój radiant położony w gwiezdozbiornie Lwa (Leo).



Rys. 2. Schematyczny szkic roju meteorów; R oznacza radiant strumienia

Generalnie, roje meteorów związane są z kometami obiegającymi Słońce. Gdy kometa zbliża się do Słońca z głębi Układu Słonecznego, jej jądro będące konglomeratem lodów, pyłów i brył skalnych zaczyna sublimować. Molekuły sublimujących lodów unoszą z sobą pyły kometarne. Jądro kometarne może wydzielać większe bryłki materii w wyniku wyrzutów silnych strumieni gazów (tzw. dżetów) z jam znajdujących się w jego warstwach podpowierzchniowych lub w wyniku zderzeń z bryłkami skalnymi krążącymi w Kosmosie, szczególnie w pasie planetoid. W ten sposób wzdłuż orbity komety tworzy się chmura składająca się z pyłów i sporadycznie mniejszych lub większych brył materii. Jeśli eliptyczna orbita komety przebiega dostatecznie blisko orbity Ziemi (lub się z nią przecina), to wtedy regularnie w określonych dniach roku możemy obserwować roje meteorów (rys. 3).



Rys. 3. Powstawanie roju meteorów po rozpadzie komety. Kometa (K) krążąc wokół Słońca (S) może przecinać orbitę Ziemi (Z). Blisko Słońca jądro komety sublimując traci lody kometarne będące specyficznym lepiszczem spajającym pyły i większe okruchy skalne. W konsekwencji, po pewnym czasie jądro komety pozbawione naturalnego lepiszcza rozpada się na małe fragmenty, a siły perturbacyjne pochodzące głównie od planet rozpraszają „gruz kometarny” wokół pierwotnej orbity. Kolejne stadia ewolucji przedstawiają rysunki a, b, c

Innym źródłem meteoroidów w Układzie Słonecznym są prawdopodobnie planetoidy. Planetoidy, szczególnie te, których orbity zawarte są w pasie asteroidów mogą ulegać wzajemnym kolizjom, powodującym ich rozkruszanie i rozdrabnianie. W ten sposób mogą powstawać meteoroidy pochodzenia planetoidalnego. Ich torzy przelotu przez ziemską atmosferę są rozmieszczone chaotycznie i zasadniczo nie wybiegają z określonego radiantu w odróżnieniu od torów meteorów pochodzenia kometarnego.

Głównym celem prezentowanego artykułu jest zachęcenie nauczycieli fizyki pracujących w liceach ogólnokształcących w klasach o profilu matematyczno-fizycznym do przedstawienia uczniom zagadnienia przelotu meteoru przez atmosferę Ziemi w taki sposób, aby był on dla nich w pełni zrozumiały. Dlatego poniżej przedstawiono na tyle uproszczony opis tego zagadnienia, aby mógł on być właśnie zaprezentowany ambitnym uczniom – miłośnikom astronomii w trakcie zajęć pozalekcyjnych np. na kółku przedmiotowym z fizyki. Zaprezentowany zostanie zarówno szkic metody użytecznej dla rozwiązań numerycznych jak i pewne rozważania natury ściśle analitycznej. Oczywiście, pomimo pewnych przybliżeń i uproszczeń, prezentowany opis oparty jest o naukowe podstawy astrofizyki drobnych ciał kosmicznych.

Rozpatrzmy zatem bliżej ruch meteoroidu, który wpadł w ziemską atmosferę. Dla uproszczenia dalszych rozważań założymy, że porusza się on w kierunku pionowym ku powierzchni Ziemi. Wtedy równanie jego ruchu może być przedstawione w następującej postaci:

$$m(t)\frac{dv(t)}{dt} = -\Gamma S(t)\rho_p [h(t)]v^2(t) + m(t)g - f \frac{dm(t)}{dt}u. \quad (1)$$

Pierwszy składnik po prawej stronie reprezentuje siłę oporu atmosfery Ziemi, drugi jest siłą ciężkości działającą na ciało, a trzeci składnik uwzględnia zjawisko ablacji i określa siłę oddziaływania na rozpatrywany przez nas meteoroid, pochodząca od molekuł odrywających się od niego w wyniku parowania.

W tym równaniu  $m(t)$ ,  $v(t)$ ,  $t$ ,  $\Gamma$ ,  $S(t)$ ,  $\rho_p [h(t)]$ ,  $g$ ,  $\frac{dm(t)}{dt}$ ,  $u$  oznaczają odpowiednio: masę ciała kosmicznego – meteoroidu, jego prędkość, czas, współczynnik oporu atmosfery, przekrój czołowy ciała, gęstość atmosfery, przyspieszenie grawitacyjne, tempo utraty masy przez meteoroid w wyniku ablacji oraz prędkość względną odrywających się od niego molekuł. Prędkość ta jest rzędu prędkości termicznej atomów materii meteorytowej w temperaturze ablacji i wynosi około 1000 m/s. Czynniki  $f$  charakteryzuje kierunkowość procesu ablacji i jest zawarty w przedziale od  $-1$  do  $1$ . Dla izotropowego procesu przyjmujemy  $f=0$ . Jeżeli założymy, że przelatujący meteoroid ma kształt kulisty to  $\Gamma = 1$  oraz  $S(t) = \pi r^2(t)$  gdzie  $r(t)$  jest jego promieniem.



Ponieważ prędkość  $v(t)$  meteoru lecącego z przestrzeni kosmicznej w dół ku Ziemi ma zwrot przeciwny do wysokości  $h$  liczonej od jej powierzchni w górę, dlatego mamy zależność:

$$\frac{dh(t)}{dt} = -v(t) \quad (2)$$

W wyniku zjawiska ablacji meteoroid traci masę, przy czym tempo jej utraty jest skomplikowaną funkcją wielu czynników takich jak jego prędkość, temperatura, kształt, skład chemiczny oraz wysokość nad powierzchnią Ziemi. W celu uproszczenia naszych rozważań przyjmiemy, że tempo utraty masy przez meteor jest stałe. Wyznamy je szacunkowo w oparciu o następującą oczywistą zależność:

$$\frac{dm(t)}{dt} = 4\pi\rho_m r^2 \frac{dr}{dt} \approx 4\pi\rho_m r^2 \frac{\Delta r}{\Delta t} \quad (3)$$

Załóżmy, że meteoroid o promieniu  $r(0) = 100 \mu\text{m}$  i gęstości  $\rho_m = 3000 \text{ kg/m}^3$  wpada do atmosfery Ziemi. Obserwacje meteorów w atmosferze Ziemi prowadzą do wniosku, że czas ich przelotu przez nią jest bardzo krótki, rzędu sekundy.

Jeśli założymy, że promień wpadającego do atmosfery meteoroidu jest znacznie większy niż pozostałość po nim w postaci dolatującego do powierzchni Ziemi meteorytu ( $\Delta r \cong r(0)$ ) oraz, że ( $\Delta t \cong 1\text{s}$ ) to otrzymamy:

$$\frac{dm(t)}{dt} \approx 10^{-7} \frac{\text{kg}}{\text{s}} \quad (3a)$$

W ten sposób układ równań (1), (2), (3a) można rozwiązać numerycznie, przy czym należy oczywiście uwzględnić, że  $m(t) = \frac{4}{3}\pi r^3(t)\rho_m$ .

Załóżmy, że gęstość powietrza  $\rho_p[h(t)]$  zmienia się wykładniczo z wysokością  $h$  nad powierzchnią Ziemi w następujący sposób:

$$\rho_p[h(t)] = \rho_0 e^{-h/H}; \quad (3b)$$

gdzie  $\rho_0 = 1,225 \text{ kg/m}^3$  oznacza gęstość powietrza przy powierzchni Ziemi natomiast  $H = 8,4 \text{ km}$  jest wysokością nad powierzchnią Ziemi, na której gęstość powietrza maleje  $e$ -krotnie ( $e \approx 2,71$  jest podstawą logarytmów naturalnych). Warunki początkowe i wartości parametrów fizycznych dla powyższego układu można przyjąć następująco:

$$\begin{aligned}
 r(0) &= 100 \text{ } \mu\text{m}, \\
 h(0) &= 130 \text{ km}, \\
 v(0) &= 40 \text{ km/s}, \\
 m(0) &= 1,256 \cdot 10^{-8} \text{ kg}, \\
 g &= 9,8 \text{ m/s} = \text{const.}
 \end{aligned}$$

Oprócz powyższego opisu dogodnego do zastosowań numerycznych zjawisko meteorów można analizować metodą analityczną, której wybrane elementy przedstawiono poniżej. Numeryczna analiza równania (1) prowadzi do wniosku, że w czasie przelotu ciała kosmicznego przez atmosferę dominująca jest siła oporu, wobec której siła ciężkości jest zaniedbywalnie mała i dlatego równanie (1) przy założeniu, że proces ablacji ma charakter izotropowy można sprowadzić do następującej postaci:

$$m \frac{dv}{dt} = -\Gamma S \rho_p v^2. \quad (4)$$

W tym równaniu i następnych przyjęto analogiczne oznaczenia jak poprzednio, dlatego np.  $m$  oznacza bieżącą masę meteoroidu, a  $v$  jego aktualną prędkość (w ten sposób pomijamy wyrażanie tych wielkości jako funkcji czasu).

Meteoroid poruszający się z prędkością  $v$  zderzając się w czasie  $dt$  z cząsteczkami powietrza o masie  $dm_p = S \rho_p v dt$  nadaje im energię kinetyczną  $1/2 v^2 dm_p$ . Opisuje to następujące równanie:

$$\frac{1}{2} v^2 dm_p = \frac{1}{2} v^2 \rho_p S v dt. \quad (5)$$

W dalszych rozważaniach założymy, że ruch meteoru w atmosferze jest zeterminowany przez równanie (4) natomiast gęstość powietrza określa równanie (3b). Wykorzystując zależność (2) można na podstawie równań (3b) i (4) uzyskać następujący związek łączący bieżącą prędkością meteoru z aktualną gęstością atmosfery:

$$\ln(v/v_\infty) = -\frac{S}{m} H \rho_p. \quad (6)$$

gdzie  $v_\infty$  jest prędkością meteoroidu w bardzo dużej odległości od Ziemi.

Energia kinetyczna meteoroidu jest zamieniana na energię kinetyczną cząsteczek atmosfery. W wyniku zderzeń z nimi powierzchnia meteoroidu nagrzewa się co prowadzi zgodnie z prawem Stefana-Boltzmana do emisji promieniowania termicznego z jego całej powierzchni kuli równej  $4S$  oraz może być przyczyną zjawiska ablacji. Po uwzględnieniu równania (5) bilans energetyczny dla tych procesów ma więc postać:

$$\frac{1}{2} S \rho_p v^3 dt = 4 S \sigma T^4 dt + Q_a |dm|; \quad (7)$$

gdzie  $Q_a$  oznacza ciepło właściwe ablacji,  $|dm|$  jest wartością bezwzględną ubytku masy meteoroidu w czasie  $dt$  spowodowanego procesem ablacji,  $\sigma$  jest stałą Stefana-Boltzmana oraz  $T$  oznacza temperaturę powierzchni meteoroidu. Załóżmy, że  $\Lambda_{pr}$  i  $\Lambda_a$  oznaczają ułamki energii kinetycznej molekuł atmosfery zamieniane odpowiednio na energię wypromieniowaną oraz ciepło ablacji ( $\Lambda_{pr} + \Lambda_a = 1$ ). Wtedy możemy zapisać:

$$\frac{1}{2} \Lambda_{pr} S \rho_p v^3 dt = 4 S \sigma T^4 dt \quad (8)$$

$$\frac{1}{2} \Lambda_a S \rho_p v^3 dt = Q_a dm \quad (9)$$

Z równania (8) uzyskamy:

$$T^4 = \frac{\Lambda_{pr} \rho_p v^3}{8 \sigma}. \quad (10)$$

Po uwzględnieniu równania (6) wyrażenie na temperaturę powierzchni meteoroidu przyjmie postać:

$$T = \sqrt[4]{\frac{\Lambda_{pr} \rho_m r v^3 \ln(v_\infty / v)}{6 \sigma H}}; \quad (11)$$

W tym równaniu  $\rho_m$  oznacza gęstość meteoroidu.

Na podstawie zależności (11) można zbadać przebieg zmienności funkcji  $T(v)$ . W ten sposób można się przekonać, że temperatura powierzchni kosmicznego intruza przelatującego przez atmosferę jest maksymalna, gdy jego prędkość jest równa  $e^{1/3} v_\infty$ . Temperatura ta określona jest następującą relacją:

$$T_{\max} = \sqrt[4]{\frac{v_\infty^3 \rho_m r}{18 e \sigma H}}; \quad (12)$$

gdzie  $e$  oznacza podstawę logarytmów naturalnych (przyjęto  $\Lambda_{pr} = 1$  co oznacza, że rozpatrujemy sytuację tuż przed wystąpieniem ablacji). Ma to miejsce na wysokości rzędu 100 km. Dlatego meteory rozbłyskują i gasną wysoko nad powierzchnią Ziemi. Tylko największe z nich nie ulegają w atmosferze całkowitej dezintegracji i osiągają powierzchnię Ziemi.

Równanie (12) wskazuje na to, że maksymalna temperatura powierzchni meteoru jest rosnącą funkcją jego promienia. Dla żelazowo-skalnej materii mete-

orytowej temperatura topnienia jest rzędu 1500 K. Dlatego z ostatniego równania możemy oszacować minimalny promień meteoroidu  $r_{\min}$ , który wpadając w atmosferę Ziemi ulegnie ablacji:

$$r_{\min} = \frac{18e\sigma T_{\max}^4 H}{v_{\infty}^3 \rho_m}. \quad (13)$$

Ponieważ minimalna prędkość, z jaką drobne bryłki kosmicznej materii wpadają w atmosferę Ziemi jest rzędu drugiej prędkości kosmicznej dla naszej planety równej 11,2 km/s, więc na podstawie ostatniego wzoru wnioskujemy, że  $r_{\min} \approx 84 \mu\text{m}$ , jeśli przyjmiemy, że  $\rho_m = 1000 \text{ kg/m}^3$  (jest to rząd typowej gęstości dla meteoroidów pochodzących z dezintegracji komet) lub  $r_{\min} \approx 28 \mu\text{m}$  jeśli założymy, że  $\rho_m = 3000 \text{ kg/m}^3$  (dla meteoroidów pochodzących ze wzajemnych zderzeń planetoid).

Średnia obserwowana prędkość małych meteoroidów wpadających w atmosferę jest równa 40 km/s i na podstawie wzoru (13) wnioskujemy, że przeciętnie ich najmniejsze promienie są rzędu  $r_{\min} \approx 1,8 \mu\text{m}$  lub  $r_{\min} \approx 0,6 \mu\text{m}$  odpowiednio dla meteoroidów pochodzenia kometarnego i planetoidalnego. Dlatego drobny submikronowy pył kosmiczny nie osiąga temperatury topnienia i może przetrwać spadek na Ziemię lub też unoszony przez prądy powietrza przebywać długi czas w atmosferze. Ponieważ przelot meteoru przez atmosferę Ziemi w kierunku radialnym trwa bardzo krótko – rzędu kilku sekund dlatego ciepło przewodzone do jego wnętrza jest zanedbywalnie małe i temperatura jego najgłębszych warstw praktycznie nie wzrasta. Dlatego nie może dziwić nas zaobserwowany fakt, że gdy uderzający o ziemię meteoryt czasami się rozłupuje, to wtedy na powierzchni jego odsłoniętego wnętrza pojawia się szron. Dzieje się tak pomimo tego, że temperatura jego topiącej się powierzchni może znacznie przekraczać 1000 K. Mówiąc obrazowo wnętrze meteorytu przynosi nam na Ziemię nieco kosmicznego mrozu. Dlatego niektórzy astrobiolodzy wysuwają przypuszczenie, że meteoryty mogą być w skali kosmicznej roznosicielami prymitywnych form życia. Niska temperatura wnętrza meteorytu może sprawiać, że formy te nie ulegają zniszczeniu w czasie jego przelotu przez atmosferę Ziemi.

Molekuły gorącego powietrza bombardując meteor powodują jego nagrzewanie się, a następnie topnienie i odparowywanie – ablację. Przyjmijmy, że ułamek energii kinetycznej molekuł powietrza równy  $\Lambda_a$  (jest to tzw. współczynnik transferu ciepła ablacji) jest zużytkowany na ablację meteoru. Proces ten ujmuje ilościowo poniższe równanie:

$$Q_a dm = -\frac{1}{2} \Lambda_a v^2 \rho_p S v dt ; \quad (14)$$

gdzie  $Q_a$  oznacza ciepło ablacji. Znak minus po prawej stronie równania wynika z faktu, że  $dm$  oznacza ubytek masy meteoroidu. Szybkość utraty masy meteoru jest więc równa:

$$\frac{dm}{dt} = -\frac{\Lambda_a S v^3 \rho_p}{2Q_a}. \quad (15)$$

Z równań (4) oraz (15) po prostych przekształceniach uzyskamy:

$$\frac{dm}{m} = \sigma v dv; \quad (16)$$

gdzie  $\sigma = \frac{\Lambda_a}{2\Gamma Q_a}$  oznacza współczynnik ablacji.

Całkując ostatnie równanie:

$$\int_{m_\infty}^m \frac{dm}{m} = \int_{v_\infty}^v \sigma v dv \quad (17)$$

łatwo możemy pokazać, że :

$$m = m_\infty \exp \frac{\sigma(v^2 - v_\infty^2)}{2} \quad (18)$$

W dwóch ostatnich formułach  $m_\infty$  oraz  $m$  oznaczają odpowiednio początkową masę meteoroidu (który w bardzo dalekiej odległości od naszej planety miał prędkość  $v_\infty$ ) oraz końcową masę powstałego z niego meteorytu, który uderzył w powierzchnię Ziemi z prędkością  $v$ . W oparciu o powyższą formułę można łatwo pokazać, że masa tego meteorytu, jest silnie malejącą funkcją jego prędkości początkowej  $v_\infty$ . Tak więc w wyniku ablacji drobne ciała kosmiczne mogą ulec unicestwieniu w atmosferze Ziemi lub nawet czasami odbić się od niej, jeśli zderzenie jest skośne.

Ciała o wymiarach kilkudziesięciu metrów mogą, lecz nie muszą dotrzeć do powierzchni Ziemi – zależy to od ich kształtu, gęstości, wytrzymałości i kierunku ruchu względem Ziemi. Generalnie przyjmuje się jednak, że wpadające w atmosferę ziemską większe ciała o średnicach co najmniej 100 metrów docierają do powierzchni Ziemi powodując zniszczenia.

Tak więc uderzenie kosmicznego intruza o powierzchnię Ziemi może mieć różnorakie destruktywne konsekwencje, których zakres zależy od jego wielkości, prędkości, nachylenia toru względem powierzchni Ziemi oraz miejsca upadku. Najczęściej jest to wydrążenie niewielkiego krateru. Jednak w ekstremalnych przypadkach może nastąpić lokalne trzęsienie Ziemi, a nawet częściowa lub całkowita destrukcja powierzchni naszej planety i zagłada jej biosfery,

a przy uderzeniu o powierzchnię morza lub oceanu – powstanie fali tsunami, która niesie za sobą różnorakie katastroficzne konsekwencje. Warto w tym miejscu przypomnieć, że prawdopodobnie upadek asteroidy o średnicy rzędu 10 km około 65 mln lat temu w okolicach dzisiejszej miejscowości Chicxulub w Meksyku przyczynił się do wyginięcia dinozaurów.



Rys. 4. Krater Barringera w Arizonie. Pozostałość po kosmicznej kolizji z bardzo dużym meteorytem żelaznym (lub małą asteroidą), o średnicy około 50 metrów, jakiej uległa Ziemia około 50 000 tysięcy lat temu. Średnica krateru wynosi około 1200 m, a głębokość 120 metrów (Fot. NASA)

Na zakończenie naszych rozważań dotyczących destrukcyjnych konsekwencji upadku ciała kosmicznego na powierzchnię Ziemi przedstawimy uproszczony sposób wyznaczania wymiarów krateru zderzeniowego w zależności od energii uderzającego meteorytu.

W czasie zderzenia z Ziemią energia kinetyczna meteorytu  $E_k$  jest używana głównie na rozkruszenie jej powierzchni. Dlatego spełniona jest następująca zależność:

$$E_k \cong wV, \quad (19)$$

gdzie  $w$  i  $V$  oznaczają odpowiednio energię potrzebną na rozkruszenie jednostki objętości warstwy powierzchniowej gruntu oraz objętość wydrążonego krateru zderzeniowego. Przyjmujemy, że krater ma kształt sferycznego wydrążenia (fragmentu kuli) o średnicy  $D$ . Jeśli stosunek jego maksymalnej głębokości do średnicy jest równy  $\mu$  to wzór (19) można przedstawić w następującej postaci:

$$E_k \cong \pi\mu(3 + 4\mu^2)D^3w/24. \quad (20)$$

Stąd wnioskujemy, że średnica utworzonego krateru jest w przybliżeniu proporcjonalna do pierwiastka sześciennego z energii kinetycznej meteorytu:

$$D \propto \sqrt[3]{E_k}. \quad (21)$$

Jest to ważny wniosek mający szerokie zastosowanie w badaniu kraterów utworzonych przez meteoroidy bombardujące powierzchnię nie tylko Ziemi, ale również inne planety Układu Słonecznego oraz ich księżyce. Zliczanie kraterów pochodzenia zderzeniowego położonych na powierzchniach planet, ich księżyców, planetoid jak również – od niedawna – jąder kometarnych ma istotne znaczenie dla wyznaczania populacji drobnych ciał kosmicznych krążących w Układzie Słonecznym.

Kontemplując w pogodną noc zjawisko „gwiazd spadających” – meteorów pamiętajmy zatem, że ich przyczyną są drobne okruchy materii kosmicznej wpadające do atmosfery ziemskiej, które są pozostałością po jakiejś komecie lub planetoidzie. Być może to właśnie one docierając do Ziemi kilka miliardów lat temu rozsiały na niej cud życia.



Rys. 5. Artystyczna wizja upadku asteroidy o średnicy rzędu 10 km około 65 mln lat temu w okolicach dzisiejszej miejscowości Chicxulub w Meksyku. Zdarzenie to prawdopodobnie przyczyniło się do wyginięcia dinozaurów (Fot. NASA)

### Literatura

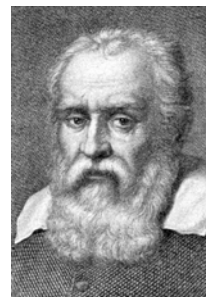
- [1] Artymowicz P., 1995, *Astrofizyka układów planetarnych*, PWN, Warszawa
- [2] Enz Ch.P., v. Meyenn K. (ed.), 1995, *The Solar System*, Springer, New York
- [3] Mc-Fadden L., Weissman P., Johnson T. (ed.), 2007, *Encyclopedia of the Solar System*, second edition, Elsevier, Amsterdam
- [4] Gronkowski P., 2009, *Zderzenia ciał kosmicznych – wybrane zagadnienia*, Urania – Postępy Astronomii, 1, 14
- [5] Rogers L.A., Hill K.A., Hawkes R.L., 2005, *Mass loss due to sputtering and thermal processes in meteoroid ablation*, *Planetary & Space Science*, 1341, 53



## Galileusz (1564–1642)

*Zofia Gołąb-Meyer*

Czterysta lat temu włoski uczyony Galileusz znajdował się w apogeum działalności naukowej. Czterysta lat temu rodziła się współczesna nauka. To było bardzo dawno. Z jednej strony jakby nic nie przypominało naszego obecnego życia, a z drugiej strony, jeśli wejrzymy uważniej w życiorys Galileusza, zobaczymy współczesne nam problemy, tyle że w innej dekoracji. Gdyby wehikuł czasu przeniósł Galileusza do współczesności, prawdopodobnie odnalazłby się on w niej doskonale.



Galileusz urodził się w Pizie 15 lutego, 2,5 godziny po wschodzie Słońca. W tamtych czasach nowonarodzonym dzieciom stawiano horoskopy – Galileusz też się tym potem parał, „dorabiał” sobie w ten sposób – dlatego znana jest dokładna godzina narodzin. Pochodził z licznej rodziny. Jego ojciec był wybitnym człowiekiem, znawcą teorii muzyki, kompozytorem, muzykiem instrumentalistą. Za życia osiągnął on pewną sławę, zapisał się trwale w historii muzyki. Był człowiekiem wszechstronnym – nie tylko światłym teoretykiem, biegłym w matematyce, ale i człowiekiem zaradnym, potrafiącym zapewnić byt rodzinie. Handlował wełną. Galileusz miał w ojcu pierwszego nauczyciela. Jeden z braci Galileusza był muzykiem, podobnie jak jego trzech bratanków. W tym czasie w Polsce zarówno na dworze królewskim (Władysław IV) jak i na dworach magnackich (np. Radziwiłłów) kwitło życie artystyczne. Zatrudniano muzyków, często właśnie z Włoch. Zarówno brat Galileusza, jak i bratankowie byli zatrudniani na polskich dworach.

Mimo trudności komunikacyjnych Europa tworzyła wspólnotę intelektualną. W Padwie, gdzie Galileusz był wykładowcą, miał studentów z Polski. Galileusz prowadził coś w rodzaju bursy. Słynny krakowski uczyony Brożek, zwolennik Kopernika, też pobierał nauki w Padwie. Odwiedzał Galileusza także królewicz, przyszły król Władysław IV.

Gdy Galileusz skończył 11 lat wysłano go do w szkoły zakonnej u jezuitów przy klasztorze Santa Maria di Vallombrosa niedaleko Florencji. Gdy w wieku 15 lat zakomunikował ojcu, że chce zostać mnichem – ojciec natychmiast zareagował zabierając go z tego klasztoru. Jako siedemnastolatek rozpoczął studia medycyny (rodzice wybierają dzieciom praktyczne zawody) na Uniwersytecie w Pizie. Studiów tych nie ukończył – zainteresowała go matematyka. Dawał prywatne lekcje matematyki we Florencji i Sienie. Karierę akademicką rozpoczął



jako wykładowca matematyki na uniwersytecie w Pizie, a następnie przeniósł się na Uniwersytet w Padwie, gdzie wykładał geometrię, mechanikę i astronomię. Był charyzmatycznym wykładowcą i zawsze miał liczne grono uczniów.

Galileusz wprawdzie się nie ożenił, ale żył i mieszkał z Marią Gambą, z którą dochował się trojga dzieci – dwóch córek i syna. Córki ze związku pozamałżeńskiego bez znacznego posagu miały do wyboru w miarę znośną drogę życiową: klasztor. Obie córki Galileusza zostały więc wysłane do zakonu. Jako jego córki zyskały niebywałą szansę otrzymania dobrego wykształcenia. Starsza – biegła w językach, filozofii i w astronomii – była prawdziwą intelektualną partnerką swego wybitnego ojca. Towarzyszyła mu w podróży, w tym w bardzo przykrych wyprawie na proces inkwizycji do Rzymu.

Lista dokonań Galileusza jest imponująca. Galileusz już za życia stał się bardzo znanym uczonym, myślicielem. Równocześnie był człowiekiem czynu, o talentach inżynierskich i menedżerskich. Prowadził warsztat przyrządów naukowych i z dużym talentem dbał o ich reklamę i dystrybucję, zdając sobie sprawę z ich użyteczności gospodarczej i militarnej. Oprócz wielkich dzieł pisywał również popularne, tak by były dostępne nie tylko dla kolegów po fachu, naukowców. Publikował je po włosku, a nie po łacinie.

Dokonań Galileusza w porządku chronologicznym przedstawiają się następująco:

- W 1581 roku Galileusz zbadał prawa ruchu wahadła, obserwując wahania lampy zawieszanej na długim sznurze. Stwierdził, że okres wahadła zależy tylko od długości wahadła i nie zależy od masy ciężarka wahadła. Może się to wydawać błahe, ale przed Galileuszem nikt tego nie zauważył. To stwierdzenie miało doniosłe znaczenie.

- W roku 1586 zbudował wagę hydrostatyczną. Galileusz nie stronił od pomysłów inżynierskich. To dawało mu fundusze na następne badania i realizację kolejnych pomysłów.

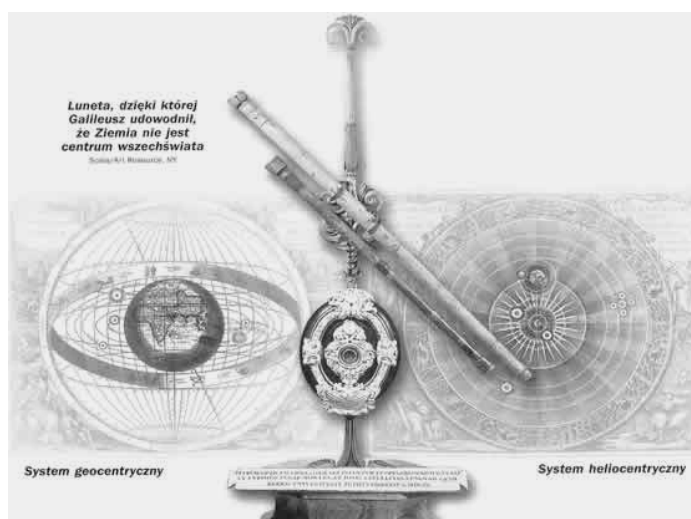
- W latach 1595–1598, Galileusz udoskonalił tzw. „kompas geometryczny i wojskowy”, nadający się do wykorzystania przez mierniczych i wojskowych. Za jego pomocą można było dokładniej ustawiać działa do strzału oraz obliczać odpowiednią ilość prochu dla wystrzelenia danej kuli armatniej.

- W 1600 roku udowodnił (legenda mówi, że rzucając ciała z Krzywej Wieży w swoim rodzinnym mieście), że czas spadku swobodnego nie zależy od masy spadających ciał. W 1602 roku sformułował prawo swobodnego spadania ciał. To było kolejne doniosłe odkrycie!



Krzywa wieża w Pizie

- Około 1606–1607 roku skonstruował termometr wykorzystujący rozszerzalność cieplną substancji. Termometry oparte na pomysle Galileusza można kupić obecnie w supermarketach jako sympatyczne gadzety.
- W roku 1609 uczony skonstruował lunetę o 30-krotnym powiększeniu, którą wykorzystywał do prowadzenia obserwacji astronomicznych. Jej obiektyw stanowiła dwuwypukła soczewka o długim ognisku, natomiast okular stanowiła soczewka dwuwklęsła o krótkim ognisku. W tym samym roku jako jeden z pierwszych zastosował ją do obserwacji astronomicznych. Dzięki lunecie odkrył góry na Księżycu, których wysokość zmierzył na podstawie pomiaru długości cienia rzuconego przez nie na powierzchnię Księżyca. Luneta była obiektem zainteresowania władców. Oczywiście, miała militarne znaczenie.



- Galileusz zaobserwował również plamy na Słońcu, dzięki którym stwierdził, że obraca się ono wokół własnej osi. Obserwacje Drogi Mlecznej ukazały, że stanowi ona skupisko gwiazd. Korzystając z lunety, odkrył cztery księżyce Jowisza: Io, Europę i Kallisto i Ganimedes. Księżyce te nazywane są galileuszowymi. Odkrycie to miało duży wpływ na filozofię nauki – pokazało, że nie wszystkie ciała we Wszechświecie muszą krążyć wokół Ziemi.
- Jako pierwszy zaobserwował kwadry Wenus i Merkurego, co było kolejnym potwierdzeniem teorii heliocentrycznej Kopernika.
- **Sformułował prawo, które znamy obecnie jako pierwszą zasadę dynamiki (zasadę bezwładności).** Przeprowadzając eksperymenty, Galileusz doszedł do wniosku, że warunkiem ruchu jednostajnego prostoliniowego jest brak sił (lub ich równoważenie się), a nie (jak sądzono wcześniej) – niezrównoważone oddziaływanie innych ciał. Oczywiście, prawo to nie zostało jeszcze przez Galileusza sformułowane w ten sposób.

- W roku 1611 Galileusz opublikował dzieło *Przesłanie z gwiazd*, w którym zawarł swoje obserwacje.

W 1616 roku Kościół katolicki zabronił uczonemu publicznego głoszenia teorii heliocentrycznej Kopernika. Jeszcze w tym samym roku *De revolutionibus orbium coelestium* Mikołaja Kopernika zostało wpisane na indeks ksiąg zakazanych (pozostało tam do 1822 roku).

- W 1626 r. rozpoczął prace nad wielkim dziełem *Dialogi o dwóch systemach świata: ptolemeuszowym i kopernikowym*, które zostało opublikowane sześć lat później w 1632 r. Dzieło to zawierało uzasadnienie teorii heliocentrycznej Kopernika, a także wyniki badań. Ze względu na wydanie tego dzieła Kościół wytoczył mu proces za złamanie zakazu głoszenia teorii Kopernika. W wyniku procesu Galileusza został skazany na dożywotni areszt domowy w Arcetri pod Florencją oraz cotygodniowe odmawianie siedmiu psalmów pokutnych przez trzy lata. To dzieło również trafiło do indeksu ksiąg zakazanych. Pozostało tam do 1835 roku. Legenda głosi, że Galileusz ubrany w czasie odczytywania wyroku w pokutną koszulę miał wypowiedzieć słowa „a jednak się rusza” (*e pur si muove*). Po procesie Galileusz nie zaprzestał pracy. Obserwując przez swoją lunetę Księżyc odkrył jego kołysanie się, czyli librację. Skonstruował też zegar wahadłowy.



Frontispis łacińskiej wersji *Dialogu* Galileusza, Leyden 1700. Przedstawieni są Arystoteles, Ptolemeusz i Kopernik



Galileusz przed rzymską inkwizycją

Znajdując się w areszcie Galileusz pozbawiony był możliwości podróży. Jednak do Galileusza pielgrzymowali uczeni i możni Europy, między innymi przyszły król Polski Władysław IV.

Pod koniec życia, astronom stracił wzrok (być może od obserwowania Słońca bez odpowiedniego zabezpieczenia), jednak nie powstrzymało go to przed dokończeniem **najważniejszego dzieła *Dyskusje i dowody matematyczne dwóch nauk***, dotyczącego praw swobodnego spadania ciał, ruchu wahadeł i innych zagadnień mechaniki. To doniosłe dla nauki dzieło opublikowano w Holandii. Galileusz poważnie rozważał druk w Polsce, w której panowała w tych latach stosunkowo duża wolność słowa.

Galileusz zmarł w 1642 roku mając 78 lat, w roku, w którym urodził się największy geniusz fizyki Izaak Newton.

Kościół katolicki w 1992 oficjalnie zrehabilitował Galileusza. Największą szkodą dla rozwoju nauki było wpisanie dzieła Kopernika i Galileusza na tzw. indeks ksiąg zakazanych. Spowolniło to rozwój nauki. Ingerencje polityki w naukę (a proces Galileusza był w dzisiejszym sensie polityczny) zawsze mają zgubny wpływ na naukę.

Konflikty z władzami kościelnymi nie przeszkadzały Galileuszowi być nabożnym człowiekiem.

### **Od Redakcji:**

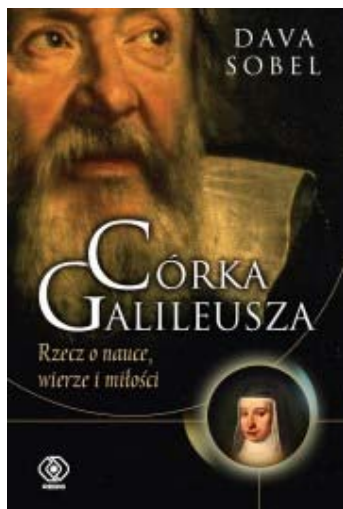
Konsekwencją zasady bezwładności Galileusza jest zachowanie płaszczyzny drgań wahadła. Wahadło, które może drgać w każdej płaszczyźnie pionowej zostało wykorzystane przez Jeana Bernarda Léona Foucaulta do wykazania ruchu obrotowego Ziemi. By zaobserwować efekt tego ruchu wahadło musi być długie. Najdłuższe w Polsce (46,5 m) znajduje się w Kościele św. św. Piotra i Pawła w Krakowie, gdzie w każdy czwartek odbywają się jego demonstracje.

Wahadło Foucaulta posiada m.in. Instytut Fizyki Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu. Można zobaczyć je także wewnątrz Wieży Radziejewskiego w Muzeum Mikołaja Kopernika we Fromborku, w Planetarium Śląskim w Chorzowie, w Gdańsku w Politechnice Gdańskiej, w Poznaniu w Collegium Physicum na Uniwersytecie im. Adama Mickiewicza, w Warszawie w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego oraz w Centrum Astronomicznym im. Mikołaja Kopernika, a także w wieży Zamku Książąt Pomorskich w Szczecinie, gdzie znajduje się najcięższy w Polsce obciążnik ważący 76 kg.

Polecamy lekturę internetowego czasopisma „Zwoje”:

- George V. Coyne, SJ: *Galileo: for Copernicanism and for the Church*, Zwoje 3/36, 2003
- George V. Coyne, SJ: *Galileusz: po stronie Kopernikanizmu i po stronie Kościoła* (in Polish), Zwoje 3/36, 2003
- Fragmenty dyskusji w PAU: *Galileusz. Czy Kościół się pomylił?* (in Polish), Zwoje 3/36, 2003
- Karolina Targosz: *Polski wątek w życiu i sprawie Galileusza* (in Polish), Zwoje 3/36, 2003
- Andrzej Krasieński: *Sprawa Galileusza* (in Polish), Zwoje 5/25, 2000

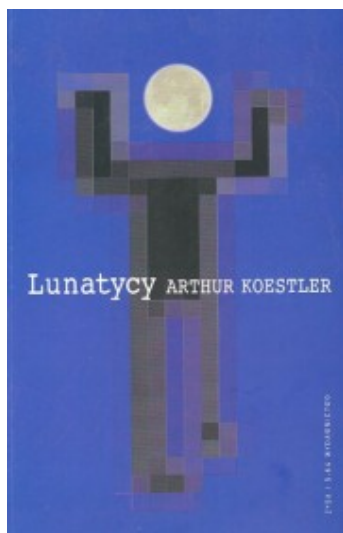
Redakcja ponadto poleca:



*Córka Galileusza*, Dava Sobel, Wydawnictwo: Rebis, 2008

Dava Sobel, od lat zafascynowana Galileuszem i listami jednej z jego córek, klauzurowej zakonnicy, napisała niezwykłą biografię człowieka, którego Albert Einstein nazwał ojcem nowożytnej nauki. *Córka Galileusza* to książka niezwykła ze względu na piękny styl oraz klarowną wizję epoki, którą roztacza przed czytelnikiem. Autorka wplata w swą opowieść o wielkim uczonym listy córki do ojca, ukazuje nam go z zupełnie innej strony, niż dotąd był znany.

Nowatorska praca historyczna i znakomita opowieść.



*Lunatycy*, Arthur Koestler, ZYSK I S-KA, 2002

Szczególnie polecamy rozdziały o Galileuszu i Keplerze. Arthur Koestler to jeden z najwybitniejszych myślicieli XX wieku. Książka jest osobistą i spekulatywną analizą kontrowersyjnego tematu wpływu nauk ścisłych na humanistykę – wpływu badania natury przyrody na badanie natury człowieka.

Odkrycia nauki mogą wpłynąć na zmianę hierarchii wartości, na społeczeństwo, kulturę czy obyczaje. Autor śledzi ten widoczny w europejskiej kulturze wpływ „nauk ścisłych” na „humanistykę”, próbując wskazać wspólne miejsca ich spotkania i dialogu. Dzieli się obserwacjami z zakresu psychologii odkrycia naukowego, które bardziej „kojarzy się z zachowaniami lunatyka niż elektronicznego mózgu”. Koestler porusza również wątki nauki i religii, a także psychologii procesu odkrycia. Wielkich uczonych zdejmuje z piedestału, podejmując próbę zbadania ukrytego funkcjonowania twórczego umysłu, przez co rzuca nowe światło na tych myślicieli.

(Źródło: Internet)



## Odgłosy z jaskini (14) Grubas i chudzielec

Adam Smólski

Oto zadanie, które miało trafić do zestawów „Lwiątko 2007”:

*Grubas (GR) i chudzielec (CH) na jeziorze zamierzają skoczyć z łódki do wody tak, by odepchnąć ją z możliwie największą prędkością. Siły oporu pomijamy. W jakiej kolejności powinni skoczyć?*

- A. Koniecznie GR, CH.
- B. Koniecznie CH, GR.
- C. Koniecznie obaj jednocześnie.
- D. Kolejność nie ma znaczenia, a skok jednoczesny daje gorszy efekt.
- E. Kolejność nie ma znaczenia i taki sam efekt da skok jednoczesny.

Kombinujemy następująco: jeśli pasażerowie łódki skaczą jeden po drugim, to pierwszy z nich przekazuje pęd nie samej łódce, ale łódce obciążonej jeszcze ciałem drugiego. Dopiero drugi „odrzuca” pustą łódkę. Aby więc skaczący przekazali samej łódce łącznie jak największy pęd, muszą obaj „skoczyć jako pierwsi”, to znaczy jednocześnie. Odpowiedź C.

Zadanie wymyślił grubas i jak zwykle bardzo był z siebie zadowolony. Ale chudzielec miał wątpliwości i zadanie zdyskwalifikowaliśmy. Wątpliwości dotyczyły tego, czy wynik nie zależy przypadkiem od przyjętego modelu. Spróbuję to tutaj częściowo zbadać.

Oznaczmy masy grubasa, chudzielca i łódki odpowiednio przez  $m_g$ ,  $m_c$  i  $M$ . Załóżmy na początku, że skoczek odbija się od łódki z tą samą względem niej prędkością, niezależnie od tego, czy na łódce jeszcze ktoś siedzi. Niech dla grubasa ta prędkość będzie oznaczona jako  $v_g$ , a dla chudzielca  $v_c$ .

Jeśli pierwszy skoczy grubas, przekaże łódce – i chudzielcowi – pęd o wartości  $m_g v_g$ , z czego łódka „dostaje”  $m_g v_g \cdot \frac{M}{M + m_c}$ . Skaczący jako drugi chu-

dzielec przed skokiem ma skierowany „do tyłu” pęd o wartości  $m_c V$ , gdzie  $V$  to prędkość, z jaką już płynie łódka, a po skoku pęd  $m_c(v_c - V)$ , bo prędkość chudzielca względem wody to po skoku  $v_c - V$ . Zmiana pędu chudzielca ma wartość  $m_c v_c$  i taki pęd zostanie przekazany łódce. Łącznie łódka uzyska pęd

$m_g v_g \cdot \frac{M}{M + m_c} + m_c v_c$ , czyli prędkość  $\frac{m_g v_g}{M + m_c} + \frac{m_c v_c}{M}$ . Gdyby pierwszy ska-

kał chudzielec, byłoby to  $\frac{m_c v_c}{M + m_g} + \frac{m_g v_g}{M}$ . Za to gdy skaczą razem, przekazują

łódce pęd  $m_g v_g + m_c v_c$ , co daje prędkość  $\frac{m_g v_g}{M} + \frac{m_c v_c}{M}$ , większą jak widać od obydwu poprzednich. Na razie nasz model potwierdza intuicję grubasa, odpowiedź C.

Tyle, że nasze początkowe założenie jest mocno podejrzan. Grubas nie odepchnie się od ciężkiej łódki z tak dużą prędkością, z jaką jest w stanie odepchnąć od siebie lekką łódkę. Dociążenie łódki chudzielcem może tu wiele zmienić.

Aby nasz model był bliższy rzeczywistości, przyjmijmy, że każdy ze skoczków, niezależnie od warunków w jakich skacze, wkłada w odbicie zawsze tę samą energię,  $E_g$  w przypadku grubasa i  $E_c$  w przypadku chudzielca. Prędkość łódki (względem wody) po skoku pierwszego skoczka oznaczmy  $V_1$ , końcową zaś  $V_2$ . Prędkości skoczków względem łódki to jak poprzednio  $v_g$  i  $v_c$ . Niech  $M$  – masa pustej łódki. Przypuśćmy, że pierwszy skacze grubas.

Zasada zachowania pędu daje nam dwa równania na cztery niewiadome  $V_1$ ,  $V_2$ ,  $v_g$  i  $v_c$ :

$$\begin{cases} (M + m_c)V_1 = m_g v_g \\ M(V_2 - V_1) = m_c v_c \end{cases}$$

a zasada zachowania energii następne dwa:

$$\begin{cases} E_g = \frac{1}{2}(M + m_c)V_1^2 + \frac{1}{2}m_g v_g^2 \\ E_c = \frac{1}{2}M(V_2 - V_1)^2 + \frac{1}{2}m_c v_c^2 \end{cases}$$

Rozwiązanie ze względu na  $V_2$  daje

$$V_2 = \sqrt{\frac{2m_g E_g}{(M + m_g)(M + m_g + m_c)}} + \sqrt{\frac{2m_c E_c}{M(M + m_c)}}.$$

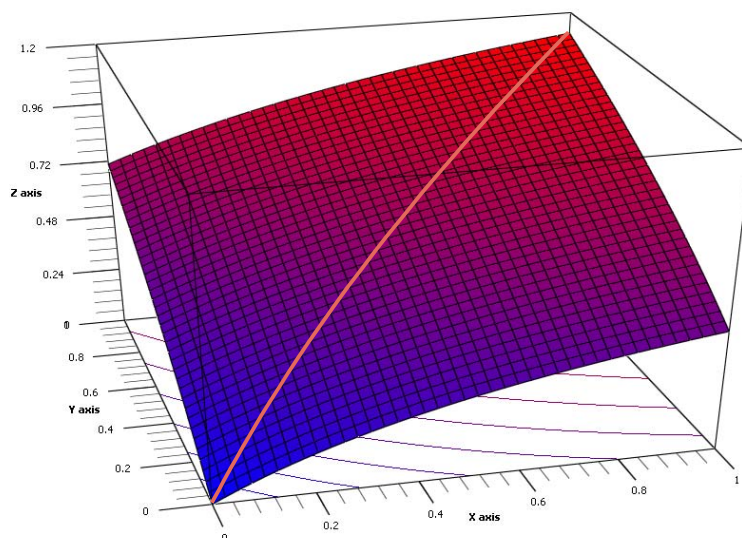
Niewiele widać po tak skomplikowanym wyniku. Przyjmijmy dodatkowe upraszczające (i chyba sensowne) założenie, mianowicie że energie  $E_g$  i  $E_c$  są proporcjonalne do mas skoczków. Konkretnie, wprowadźmy zmienne  $x = \frac{m_g}{M}$ ,

$y = \frac{m_c}{M}$  i niech  $E_g = E \cdot x$ ,  $E_c = E \cdot y$ .

Otrzymujemy

$$V_2 = \sqrt{\frac{2E}{M} \left( \frac{x}{\sqrt{(1+x)(1+x+y)}} + \frac{y}{\sqrt{1+y}} \right)}.$$

Oto wykres czynnika w nawiasie (pokazana jest także linia odpowiadająca  $x = y$  oraz rzuty poziomic na płaszczyznę  $xy$ ):



Interesujmy się obszarem  $x, y \leq 1$ , czyli sytuacją, gdy żaden z pasażerów nie jest cięższy od pustej łódki.

Powierzchnia wykresu nieznacznie „przechyla się” na stronę  $x > y$ . Oznacza to, że jeśli grubas jest faktycznie cięższy od chudzielca i skacze jako pierwszy, końcowa prędkość łódki jest mniejsza, niż przy odwrotnej kolejności. Przemawiałoby to za odpowiedzią B. Ale wyższość B nad A jest minimalna!

Musimy jeszcze sprawdzić, co się dzieje przy skoku jednoczesnym. Mamy wtedy równania  $MV = m_g v_g + m_c v_c$  oraz  $E_g + E_c = \frac{1}{2} MV^2 + \frac{1}{2} m_g v_g^2 + \frac{1}{2} m_c v_c^2$  ( $V$  to prędkość końcowa łódki). Trochę za mało jak na trzy niewiadome. Dołożmy  $v_g = v_c$ , bo tak chyba należy rozumieć równoczesność skoku (skoczko- wie tworzą jeden czworonożny obiekt). Wówczas

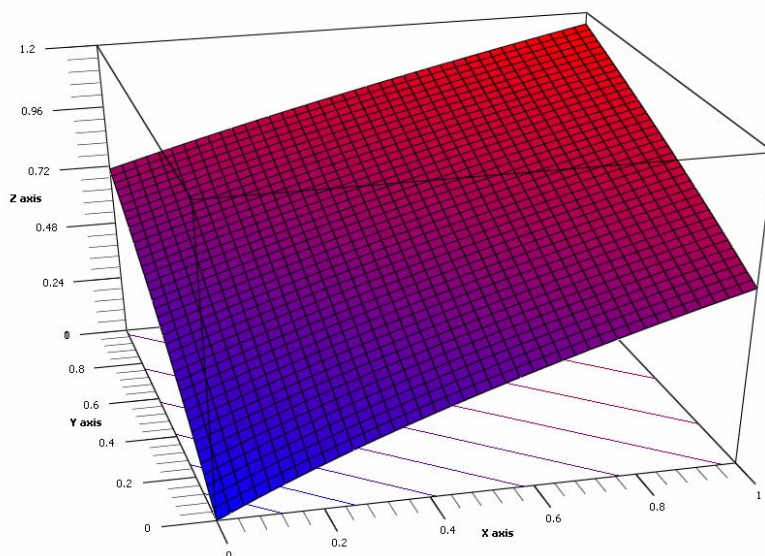
$$V = \sqrt{\frac{2(m_g + m_c)(E_g + E_c)}{M(M + m_g + m_c)}}.$$



Przy  $x, y$  zdefiniowanych jak poprzednio

$$V = \sqrt{\frac{2E}{M}} \cdot \frac{x+y}{\sqrt{1+x+y}}.$$

Więcej to czy mniej niż przy wariancie B? Popatrzmy na wykres drugiego czynnika:



To jest praktycznie tyle samo, co przy chudzielcu skaczącym jako pierwszy, oraz wyraźnie więcej niż przy pierwszym – grubasie. Formalnie rzecz biorąc, jest to minimalnie więcej także niż w wariancie B. Zatem i tym razem początkowa intuicja grubasa – odpowiedź C – potwierdza się, przynajmniej przy wszystkich poczynionych przez nas dalej założeniach. Jak byłoby w innych, bardziej skomplikowanych modelach (na przykład gdy każdy skoczek jest ściśniętą i masywną sprężyną), nie wiem. Dlatego na zadanie do Lwiątko problem na pewno się nie nadawał!



## KĄCIK ZADAŃ

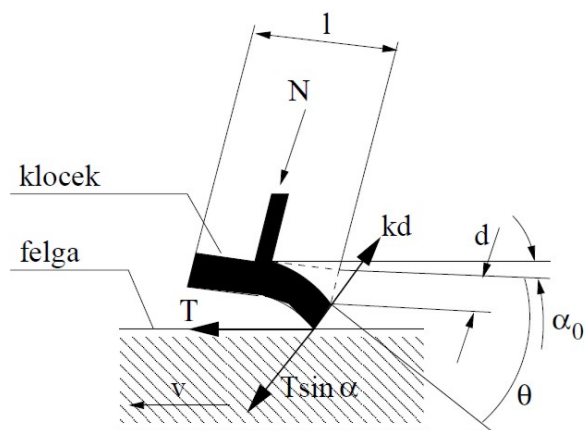
### Zadania z tarciem

Przemysław Borys  
Boris Korsunsky

#### 1. Hamulce rowerowe (Przemysław Borys)

*Pytanie:* z jaką częstotliwością bucą źle ustawione hamulce rowerowe? Zadanie jest próbą ilustracji ruchu w tarciu przerywanym. Jakościowy przebieg zjawiska można zaobserwować doświadczalnie: dotyczy hamulców, które mają ostry kąt natarcia na felgę. Bliższy feldze fragment klocka łapiąc z nią kontakt ugina się, odpychając pozostałą część klocka od felgi. Uginanie trwa tak długo, aż zerwana zostanie siła tarcia statycznego w kontakcie. Kłoczek ześlizguje się i odgina do pozycji pierwotnej. Równocześnie, ponieważ był oddalony od felgi, po osiągnięciu kształtu pierwotnego, opada z hukiem na felgę (ważne założenie o rozdzieleniu skal czasowych zjawisk). Cykl się powtarza generując dźwięk.

Dane:  $v = 10 \text{ km/h}$ ,  $l = 4 \text{ cm}$ ,  $N = 1000 \text{ N} = \text{const}$  (ręka kierowcy naciska klamkę ze stałą siłą),  $f = 0,7$  (współczynnik tarcia statycznego klocka o felgę), początkowy kąt nachylenia klocka (nacierającego kontaktu względem jego ugięcia) –  $20^\circ$ . Sprężystość klocka oszacowana następująco: palcami, naciskając kłoczek siłą rzędu  $200 \text{ N}$ , można ugiąć kłoczek o  $1 \text{ mm}$ . Stąd  $k = 200 \text{ kN/m}$ .



#### Rozwiązanie:

Siła tarcia statycznego  $T$  ma wartość  $fN$  ( $700 \text{ N}$ ).  $kd$  to siła sprężystości klocka generowana przy odginaniu, równoważona składową siły tarcia  $kd = T \sin \alpha$ . Kąt  $\alpha$  jest sumą kąta początkowego  $\alpha_0$  i kąta  $\theta$  wynikłego z odkształcenia klocka. Możemy napisać:

$$kd = T \sin \alpha \approx T \left( \frac{2d}{l} + \alpha_0 \right) \quad (1)$$

gdzie dla małych wychyleń klocka zachodzi relacja  $\theta \approx \frac{d}{l/2}$ . Z tego,

$$d = \frac{T\alpha_0}{k - \frac{2T}{l}} = 1,48 \text{ mm} \quad (2)$$

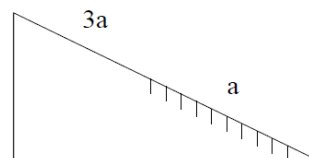
Całkowity kąt to  $\alpha = \frac{2d}{l} + \alpha_0 = 24,2^\circ$ . Przy tym ugięciu klocka, felga pokonuje odległość  $s = \frac{l}{2}(\cos \alpha_0 - \cos \alpha) = 0,557 \text{ mm}$ , co odpowiada częstotliwości  $f = v/s = 5 \text{ kHz}$ . Co ciekawe, z modelu wynika, że jeśli zwiększymy prędkość to wzrośnie częstotliwość dźwięku, dochodząc przy 30 km/h do granicy słyszalności.

## 2. Równia pochyła z tarciem (Boris Korsunsky)

*TPT, 47, Sept. 2009, p. 392; „Physics Challenge for Teachers and Students”; Weston High School, Weston, MA 02493; „Half and Rough”, korsunbo@post.harvard.edu*

Mały klocek ześlizguje się po równi pochyłej, której powierzchnia w górnej połowie jest gładka, zaś dolna jest chropowata. Przyspieszenie klocka na górnej połowie jest trzy razy większe od przyspieszenia na dolnej. Czas ześlizgu klocka z równi wynosi  $t_1$ .

Następnie równię odwrócono tak, że górna połowa jest chropowata, a dolna gładka. Ponownie spuszczone z równi klocek, którego czas ześlizgu tym razem wynosił  $t_2$ . Kąt nachylenia równi do podłoża zachowano ten sam. Należy znaleźć stosunek  $t_1/t_2$ .



### Rozwiązanie (Redakcja):

Oznaczamy przez  $s$  długość równi. Dla ruchu w pierwszej połowie toru prędkość początkowa wynosi zero, przyspieszenie oznaczmy  $3a$ , zatem korzystamy ze wzoru  $\frac{s}{2} = 3a \cdot \frac{t^2}{2}$ . Stąd wyliczamy czas ześlizgu na pierwszej połowie toru

$$\text{w pierwszym przypadku } t_{11} = \sqrt{\frac{s}{3a}}$$

$$\text{oraz osiągniętą prędkość } v_{11} = 3at_{11} = \sqrt{3sa}.$$

W drugim przypadku odwróconej równi mamy  $t_{21} = \sqrt{\frac{s}{a}}$  i  $v_{21} = at_{21} = \sqrt{sa}$ .

Rozpatrujemy teraz ruch na dolnej połowie równi. W pierwszym przypadku mamy (przyspieszenie  $a$ )

$$\frac{1}{2}s = \sqrt{3sa} \cdot t + \frac{at^2}{2}.$$

Rozwiązanie tego równania kwadratowego:

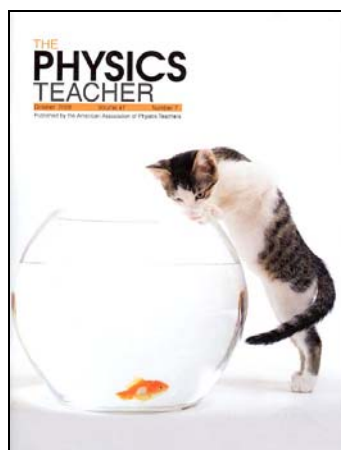
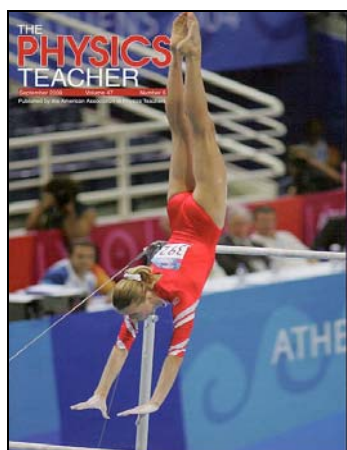
$$t_{12} = -\sqrt{3\frac{s}{a}} + 2\sqrt{\frac{s}{a}}.$$

Dla odwróconej równi  $\frac{1}{2}s = \sqrt{sa} \cdot t + \frac{3a}{2}t^2$ . Dodatkowo rozwiązanie tego równania  $t_{22} = \sqrt{\frac{s}{a}}$ .

Całkowity czas ześlizgu w pierwszym przypadku  $t_1 = t_{11} + t_{12}$ , zaś w drugim przypadku  $t_2 = t_{21} + t_{22}$ . Po podstawieniu mamy

$$\frac{t_1}{t_2} = \frac{\frac{1}{\sqrt{3}} - \sqrt{3} + 2}{1 + \frac{1}{3}} = 0,63.$$

Zachęcamy Czytelników *Fotonu* do stałego odwiedzania rubryki w *TPT*.





## KĄCIK EKSPERYMENTATORA

### Jak nie rozbić komórki?

*Dominika Domaciuk*

*III LO im. Unii Lubelskiej w Lublinie*

Tuż po dzwonku na lekcję na ławkach szkolnych zwykle leżą telefony komórkowe, których uczniowie nie zdążyli jeszcze schować. Może to być okazją do wykonania ciekawego pokazu. Potrzebujemy jedynie telefonu, sznurka, ołówka i paczki zapalek (rys. 1).

Dla większego efektu wybieramy najdroższy telefon i przywiązujemy do cienkiego sznurka o długości ok. 130 cm. Następnie trzymając za drugi koniec sznurka, mniej więcej w połowie sznurka podkładamy długi, okrągły ołówek. Sznurek z ołówkiem trzymamy poziomo. Komórka powinna zwisać swobodnie mniej więcej 70 cm nad podłogą. Co się stanie, jeżeli puścimy koniec sznurka? Komórka oczywiście uderzy o podłogę. Zgadnij, co trzeba zrobić, aby nie spadła?



Rys. 1.

Możemy przywiązać do końca sznurka jakiś przedmiot. Rozglądamy się po sali lekcyjnej; na biurku leżą: gruby słownik, zszywacz do papieru, piórnik i pudełko zapalek. Uczniowie pewnie podpowiedzą, że przywiązanie do drugiego końca sznurka rekwizytu o masie podobnej do masy telefonu powinno go uchronić przed rozbitiem. My jednak spróbujemy z lekkim pudełkiem zapalek.

Przywiązujemy pudełko do drugiego końca sznurka. Jeżeli właściciel komórki zaczyna protestować, to tym bardziej możemy udawać, że przeprowadzamy to doświadczenie po raz pierwszy. Trzymamy zapalaki tak, aby fragment



Rys. 2.

sznurka od ołówka do zapalek był ustawiony poziomo. Trzymamy za koniuszek ołówka a następnie puszcza my pudełko zapalek (rys. 2).

Ku ogólnemu zdziwieniu telefon nie uderzył o podłogę. Komórka po chwili spadania zatrzymała się, gdyż sznurek owinął się dookoła ołówka. Pokaz jest bardzo efektowny, ale jak uzasadnić takie zachowanie rekwizytów? Przeanalizujmy wszystko po kolei (rys. 3).



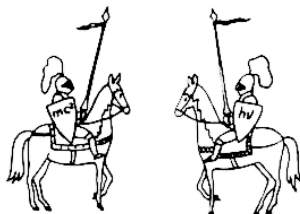
Rys. 3

Telefon spada ruchem przyspieszonym i ciągnie za sobą zapalniczkę. Tak jak odchylone z położenia równowagi wahadło – zapalniczki poruszałoby się po okręgu, ale ponieważ sznurek się skraca, to zapalniczki poruszają się po torze spiralnym. Zgodnie z zasadą zachowania momentu pędu „jeżeli punkt materialny poruszający się po okręgu zmniejsza swoją odległość od osi obrotu, to zwiększa się jego prędkość kątowna”. Wiedzą o tym wykonujący piruety łyżwiarze, którzy składając i rozkładając ręce zwiększają lub zmniejszają prędkość swoich obrotów. Wiedzą o tym również sportowcy wykonujący skoki do wody: pływak skacząc z trampoliny odbija się od deski, nadając sobie małą prędkość dookoła poziomej osi. Spadając przyjmuje nową pozycję, w której jego moment bezwładności jest 3–4 razy mniejszy niż poprzednio. Dzięki temu pływak może wykonać jeden lub kilka obrotów, zanim znów wpadnie wyprostowany do wody. Także w tym przypadku mamy do czynienia ze wzrostem prędkości kątowej pudełka zapalniczek. Porusza się ono po spirali, owijając się coraz szybciej i po coraz to mniejszym promieniu wokół ołówka.

Początkowo tarcie sznurka o ołówek jest niewielkie, bo niewielka jest powierzchnia styku, więc praktycznie nie spowalnia ono spadku komórki. Jednak podczas ruchu sznurek owija się wokół ołówka, przez co przylega do niego coraz dłuższy jego fragment. Następuje zwolnienie ruchu, aż do całkowitego zatrzymania spadającej komórki.

Tak więc udało nam się nie rozbić drogiego telefonu, a przy okazji wyjaśnić na przykładach jedną z zasad mechaniki. Na zakończenie możemy jeszcze zapytać uczniów, kiedy planety krążą szybciej – gdy znajdują się bliżej czy dalej macierzystej gwiazdy? Albo, po co helikopterowi małe śmigło na ogonie? A dla naprawdę ciekawskich uczniów zostawmy pytanie: dlaczego kot zawsze spada na cztery łapy?

Doświadczenie to zdobyło nagrodę publiczności na XL Zjeździe Fizyków Polskich w konkursie „Zgadnij i uzasadnij”.



## XXII Międzynarodowy Turniej Młodych Fizyków

Andrzej Nadolny  
Instytut Fizyki PAN, Warszawa

**XXII Międzynarodowy Turniej Młodych Fizyków (MTMF)** odbył się w dniach 21–28 lipca 2009 roku w Tianjin – trzecim co do wielkości mieście Chin (11 milionów mieszkańców), położonym niedaleko Pekinu. W Turnieju uczestniczyło 27 krajów – 17 z Europy (wliczając Gruzję), 6 z Azji, 2 z Australii i Oceanii oraz 2 z Afryki.

Gospodarzem Międzynarodowego Turnieju był Uniwersytet Nankai – jedna z wiodących uczelni Chin. Zawody odbywały się w dobrze wyposażonych i klimatyzowanych (bardzo ważne przy ponad trzydziestostopniowych upałach i dużej wilgotności powietrza) pomieszczeniach uniwersyteckich, a pracownicy naukowci Uniwersytetu zasilili szeregi jurorów Turnieju.

W czasie trwania tej imprezy odbyło się pięć „potyczek” (*Physics Fights*), w których uczestniczyły wszystkie drużyny oraz finał z udziałem trzech najlepszych drużyn. W ostatecznej klasyfikacji pierwsze miejsce i złoty medal zdobyła drużyna Korei, dwa drugie miejsca i srebrny medal przypadły drużynom Austrii oraz Nowej Zelandii. Trzydziestą drużyną uzyskało brązowy medal (trzecie miejsce). Wśród nich reprezentująca Polskę drużyna XIV Liceum Ogólnokształcącego im. Stanisława Staszica w Warszawie – zwycięzca Turnieju Młodych Fizyków 2009 – w składzie:

- Inga Rüb – kapitan
- Urszula Włodkowska
- Jan Stefan Białowicz (uczeń XXXIII LO im. Mikołaja Kopernika w Warszawie)
- Albert Sławiński
- Michał Tomaszewski

Polskiej drużynie towarzyszyli dr Andrzej Nadolny oraz Maciej Lisicki – student Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego, uczestnik polskiej drużyny, która zdobyła pierwsze miejsce na MTMF 2004 w Australii. Ze względów zdrowotnych nie mógł, niestety, polecieć do Chin ze swą drużyną nauczyciel XIV LO, mgr Stanisław Lipiński.

W skład polskiej delegacji wchodził również dr Paweł Kaczor, który – wraz z A. Nadolnym – brał udział w jury zawodów turniejowych.

W tegorocznym Turnieju dała się wyraźnie zauważyć coraz mocniejsza w ostatnich latach pozycja krajów z angielskim językiem ojczystym (urzędo-

wym): w czołowej ósemce znalazły się aż cztery drużyny z tych krajów – reprezentujące Australię, Nową Zelandię, Singapur i Wielką Brytanię.

Jak zwykle podczas MTMF organizatorzy przygotowali dla uczestników atrakcję turystyczną. Tym razem była to wyprawa na Wielki Mur Chiński w pobliżu Pekinu.

Po zakończeniu zawodów jeszcze przez dwa dni obradował Międzynarodowy Komitet Organizacyjny MTMF. Polskę reprezentował w nim dr A. Nadolny. Obok spraw organizacyjnych Komitet ustalił listę 17 problemów dla Turnieju przyszłorocznego, który odbędzie się w Wiedniu. Problemy te zostały opublikowane na stronie internetowej <http://iypt.org>.



Polska drużyna XXII Międzynarodowego Turnieju Młodych Fizyków 2009

Stoją od lewej: Maciej Lisicki – team leader, Urszula Włodkowska, Jan Stefan Białowicz, Albert Sławiński, Inga Rüb – kapitan, Michał Tomaszewski





## Zadania Turnieju Młodych Fizyków 2010

*Andrzej Nadolny*

*Instytut Fizyki PAN, Warszawa*

### 1. Działo elektromagnetyczne

Zasilany z kondensatora solenoid może być użyty do wystrzelenia małej kulki. Zbuduj takie urządzenie, stosując maksymalne napięcie 50 V. Zbadaj istotne parametry i zoptymalizuj je w celu uzyskania maksymalnej prędkości kulki.

### 2. Świetliste wzory

Z dolnego końca pionowej rurki zwisa kropla wody. Oświetl kroplę za pomocą wskaźnika laserowego i obserwuj powstałe na ekranie wzory. Zbadaj i wyjaśnij strukturę tych wzorów.

### 3. Stalowa kula

Wzajemne zderzenie dwóch dużych stalowych kul, między którymi znajduje się cienka warstwa materiału (jak np. papier) może spowodować „wypalenie” dziury w tym materiale. Zbadaj to zjawisko dla różnych materiałów.

### 4. Bańka mydlana

Wytwórz błonkę mydlaną na okrągłym pierścieniu wykonanym z drutu. Gdy w pobliżu tej błonki umiesci się naładowany przedmiot, ulegnie ona odkształceniu. Zbadaj, jak kształt błonki zależy od położenia i właściwości ładunku.

### 5. Sitko

Plastikowa siatka (sitko) przykrywa otwarty koniec cylindrycznego naczynia wypełnionego wodą. Po przykryciu siatki odwracamy cylinder. Jakie powinny być maksymalne wymiary otworów w siatce, aby woda nie wyciekła z naczynia?

### 6. Lód

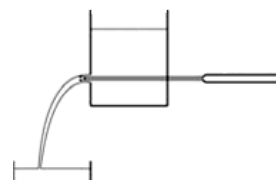
Drut z przymocowanymi na końcach ciężarkami przerzucony przez blok lodu może przejść przez lód bez jego przecięcia. Zbadaj to zjawisko.

### 7. Dwa naczynia

Dwa podobne naczynia – jedno puste, drugie napełnione wodą – są połączone giętkimi rurkami z umieszczonym niżej zbiornikiem wody. Naczynia zostają podgrzane do temperatury 100°C i przez pewien czas utrzymywane w tej temperaturze. Po zaprzestaniu grzania, podczas stygnięcia naczyń woda zostaje wciągnięta do wnętrza. Zbadaj i opisz, do której rurki woda zostanie wciągnięta szybciej i do większej wysokości. Jak to zjawisko zależy od czasu grzania?

### 8. Ciekły światłowód

Strumień wypływający z przezroczystego naczynia wypełnionego cieczą (np. wodą) jest oświetlony od



wnętrza naczynia (patrz rysunek). W jakich warunkach strumień działa jak światłowód?

### **9. Lepka woda**

Pionowy strumień wody padający na poziomy walec opływa go w taki sposób, że nie odrywa się od walca w najniższym punkcie, lecz płynie nieco dalej, zanim się od walca oderwie. Wyjaśnij to zjawisko i zbadaj, jak zależy ono od istotnych parametrów.

### **10. Spokojna powierzchnia**

Pod wpływem wiatru na powierzchni wody powstają fale. Gdy powierzchnia wody zostanie pokryta cienką warstwą oleju, fale ulegną zmniejszeniu. Zbadaj to zjawisko.

### **11. Piasek**

Po suchym piasku chodzi się „miętko” w porównaniu z piaskiem wilgotnym. Piasek o dużej zawartości wody jest znowu „miękki”. Zbadaj parametry, które wpływają na miękkość piasku.

### **12. Mokry ręcznik**

Podczas trzepania mokrego ręcznika może powstać dźwięk podobny do strzelania z bata. Zbadaj to zjawisko. Dlaczego mokry ręcznik strzela głośniejsz od suchego?

### **13. Dźwięczący pręt**

Podczas uderzania metalowego pręta trzymanego w dwóch palcach powstaje dźwięk. Zbadaj, jak zależy on od tego, w jakich miejscach pręt jest trzymany oraz uderzany.

### **14. Magnetyczna sprężyna**

Nad unieruchomionym magnesem „zawieszono” drugi (silny) magnes w taki sposób, że może on się poruszać tylko w kierunku pionowym. Zbadaj wahania tego magnesu.

### **15. Papierowy wiatromierz**

Cienkie paski papieru umieszczone w strumieniu powietrza szeleszczą. Zbadaj, jak na podstawie tego szelestu można określić prędkość strumienia powietrza?

### **16. Sprężyna**

Spiralna sprężyna zostaje wprowadzona w ruch obrotowy wokół pionowej osi. Zbadaj rozciągnięcie tej sprężyny w przypadku, gdy do swobodnego jej końca jest doczepiony ciężarek oraz gdy nie ma tego ciężarka.

### **17. Generator Kelvina**

Zbuduj generator Kelvina i zmierz najwyższą wartość uzyskiwanego napięcia. Zbadaj, jak zależy ono od istotnych parametrów.



## Nagrody PTF za rok 2009

1. Medal im Mariana Smoluchowskiego – dr **Wojciech Żurek** z Los Alamos National Laboratory za badania związków pomiędzy fizyką klasyczną i kwantową.
2. Nagroda PTF im. Wojciecha Rubinowicza – prof. dr hab. **Jerzy Jurkiewicz** z Instytutu Fizyki UJ za udział w sformułowaniu kazualnej teorii grawitacji w czterech wymiarach.
3. Nagroda PTF I stopnia im. Arkadiusza Piekary – mgr **Anna Dyrdał** za wyróżniającą się pracę magisterską *Topologiczny anomalny efekt Halla* wykonaną pod kierunkiem prof. J. Barnasia, na Wydziale Fizyki UAM w Poznaniu.
4. Nagroda PTF II stopnia – mgr **Wojciech Brzezicki** za wyróżniającą się pracę magisterską *Kwantowe przejścia fazowe w łańcuchach spinowych* wykonaną pod kierunkiem prof. dr hab. Andrzeja M. Olesia w Instytucie Fizyki UJ.
5. Nagroda PTF III stopnia – mgr inż. **Bartłomiej Grześkiewicz** za wyróżniającą się pracę magisterską *Model materiału o ujemnym współczynniku załamania dla fal elektromagnetycznych z zakresu mikrofalowego* wykonaną pod kierunkiem dr hab. Eryka Wolarza, na Wydziale Fizyki Politechniki Poznańskiej.
6. Medal i nagroda im. Krzysztofa Ernsta za popularyzację fizyki została przyznana prof. dr hab. Janowi Stankowskiemu za wszechstronną i pełną pasji działalność popularyzatorską, w szczególności za organizację warsztatów naukowych *Lato z helem*.
7. Medal i nagrodę im. Grzegorza Białkowskiego dla wyróżniających się nauczycieli otrzymała mgr **Elżbieta Kawecka** – nauczycielka z XXXV LO im. Bolesława Prusa w Warszawie (na zdjęciu obok z Prezesem R. Kulleśą) – za wkład w rozwój nowych metod nauczania fizyki, a w szczególności wspomaganych technologią informacyjną oraz pracę z nauczycielami i młodzieżą, mającą na celu zwiększenie efektywności nauczania–uczenia się.



fot. K. Magda

8. Nagrodę PTF II stopnia dla wyróżniających się nauczycieli otrzymali *ex aequo*:

- mgr **Jacek Orzechowski** – nauczyciel II LO im. Stanisława Staszica w Starachowicach – za pracę z uzdolnioną młodzieżą i wybitne osiągnięcia uczniów na arenie krajowej i międzynarodowej,
- dr **Dagmara Sokolowska** – nauczycielka z V LO im. Augusta Witkowskiego w Krakowie – za wkład w kształcenie przyszłych naukowców poprzez stosowanie nowych inicjatyw w nauczaniu.



9. Nagrodę PTF III stopnia dla wyróżniających się nauczycieli otrzymują *ex aequo*:

- mgr **Maria Puchta** – nauczycielka z Zespołu Szkół nr 5 z Oddziałami Integracyjnymi im. Stefana Kisielewskiego w Warszawie – za aktywną, twórczą pracę na rzecz poprawy jakości nauczania fizyki w gimnazjum i liceum,
- mgr **Paweł Zięba** – nauczyciel III Liceum Ogólnokształcącego we Wrocławiu – za wdrażanie indywidualnego programu nauczania fizyki i sukcesy w pracy z uzdolnionymi uczniami.

10. Dyplom specjalny otrzymuje prof. dr hab. **Andrzej Bielski** z Instytutu Fizyki UMK za długoletnią działalność na rzecz Polskiego Towarzystwa Fizycznego.

11. Dyplom specjalny otrzymuje dr **Wojciech Dindorf** za znaczny i niekonwencjonalny wkład w kształcenie nauczycieli w Polsce.

W konkursie Sekcji Nauczycielskiej PTF „Zgadnij i uzasadnij” nagrodę publiczności uzyskała pani Dominika Domaciuk (zdjęcie obok) z III LO w Lublinie za doświadczenie *Jak nie rozbić komórki*.

W konkursie na scenariusz lekcji dotyczący fizyki współczesnej I nagrodę uzyskała pani Domaciuk za scenariusz *Elektrony, cząstki, czy fale*.

II miejsce za scenariusz lekcji *Synteza termojądrowa* zajęła Zenona Stojcka z I LO w Wieluniu.





## Ogólnopolski Klub i Spotkania Demonstratorów Fizyki

*Stanisław Bednarek*

*Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej  
Uniwersytetu Łódzkiego*

O znaczeniu doświadczeń pokazowych, nazywanych też demonstracjami, dla prawidłowego nauczania fizyki na wszystkich poziomach edukacji i popularyzacji tego przedmiotu nie trzeba nikogo przekonywać. Wiele osób, wykonujących doświadczenia pokazowe z fizyki w wyższych uczelniach, określanym mianem demonstratorów, to ludzie z pasją. Mają oni interesujące i twórcze osiągnięcia w tej dziedzinie, które warto upowszechniać. Fakty te docenił prof. Wojciech Nawrocik z Uniwersytetu Adama Mickiewicza w Poznaniu i w 2000 roku zaproponował utworzenie klubu, zrzeszającego demonstratorów fizyki z całego kraju oraz organizowanie corocznych spotkań, podczas których demonstratorzy mogliby prezentować nowe i interesujące pokazy oraz doskonalić swoje umiejętności w tej dziedzinie. Inaugurując działalność Klubu prof. Nawrocik w ten sposób wyraził się o demonstratorach fizyki „Ci zapaleńcy sprawiają, że fizyka staje się jeszcze bardziej interesująca i zrozumiała.”

Na początku lipca 2009 r. Ogólnopolski Klub Demonstratorów Fizyki liczył 53 członków z 15 ośrodków edukacyjnych w kraju, w tym z 13 wyższych uczelni. Do Klubu należą również nauczyciel z Gimnazjum w Ślesinie i pracownik Planetarium Śląskiego w Chorzowie. Wśród członków jest 4 profesorów i 19 osób ze stopniem doktora. Pozostałe osoby mają stopień magistra lub magistra inżyniera. Klub ma własną stronę internetową [www.demofiz.univ.szczecin.pl](http://www.demofiz.univ.szczecin.pl), której Opiekunem jest dr Tadeusz Molenda z Uniwersytetu Szczecińskiego. Na tej stronie można znaleźć m.in. historię spotkań, listę członków Klubu, opisy interesujących doświadczeń, literaturę przydatną podczas przygotowywania doświadczeń pokazowych oraz użyteczne linki.

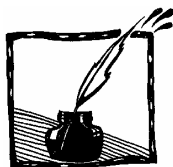
Funkcję Prezesa Klubu pełni obecnie dr Jerzy Jarosz z Uniwersytetu Śląskiego. Klub ma logo, nawiązujące do legendarnej jabłoni, pod którą odpoczywający Newton miał odkryć prawo grawitacji. Żeby zostać członkiem Klubu, należy przygotować, co najmniej jedno oryginalne doświadczenie pokazowe z fizyki, zademonstrować je podczas odbywających się co roku Ogólnopolskich Spotkań Demonstratorów Fizyki i uzyskać pozytywną ocenę tej prezentacji.

Pierwsze z serii tych spotkań miało miejsce w Poznaniu w 2001 r. W następnych latach spotkania odbywały się kolejno w: Katowicach, Lublinie, Wrocławiu, Toruniu, Krakowie, Opolu. W 2009 roku, organizatorem IX już spotkania była Pracownia Pokazowa Wydziału Fizyki i Informatyki Stosowanej Uniwersytetu Łódzkiego, kierowana przez dra Jana Olejniczaka. Spotkanie to odbyło się w dniach 24 – 26 czerwca. Wzięło w nim udział 51 zarejestrowanych

uczestników z 23 instytucji edukacyjnych z całej Polski, w tym z 16 ośrodków akademickich. Ponadto, wśród zarejestrowanych uczestników tego spotkania byli reprezentanci 2 liceów i po jednym: gimnazjum, koła naukowego studentów fizyki, wydawnictwa edukacyjnego, muzeum nauki i biura usług edukacyjnych. Wszystkich uczestników było znacznie więcej, niż 51, ponieważ spotkanie miało charakter otwarty i brali w nim udział również nauczyciele łódzkich szkół, pracownicy Wydziału Fizyki i Informatyki Stosowanej Uniwersytetu Łódzkiego a także kilku rodziców z dziećmi zainteresowanymi fizyką.

W czasie spotkania odbyło się 8 sesji, obejmujących w sumie 22 wystąpienia, w których uczestniczyło 30 osób. W ramach tych wystąpień zaprezentowano ponad 200 doświadczeń z bardzo różnych działów fizyki. Wszystkie wystąpienia reprezentowały wysoki poziom merytoryczny i dydaktyczny. Niektórzy demonstratorzy przedstawiali trudne do pokazania lub rzadko demonstrowane zjawiska, np. efekt Dopplera dla światła z wykorzystaniem interferometru Michelsona, czy kawitację. Do doświadczeń używano, zarówno prostych przedmiotów codziennego użytku i zabawek, np. piłki, elastyczna kula wodna, jak i wyrafinowanych produktów nowoczesnej technologii – mikrokontrolery czy materiały z pamięcią kształtu.

W przerwach między sesjami uczestnicy spotkania wzięli udział w dwóch wycieczkach – do Muzeum Kinematografii w Łodzi oraz do Muzeum Geologicznego Uniwersytetu Łódzkiego. Ponadto, mieli możliwość obejrzenia skaningowego mikroskopu tunelowego, pracującego w Zakładzie Fizyki i Technologii Struktur Nnanometrycznych Uniwersytetu Łódzkiego. Więcej informacji nt. spotkania znaleźć można na stronie internetowej [www.wfis.uni.lodz.pl/ppokaz/](http://www.wfis.uni.lodz.pl/ppokaz/). Na zakończenie spotkania głos zabrał prezes Ogólnopolskiego Klubu Demonstratorów Fizyki – dr Jerzy Jarosz, informując m.in., że X, jubileuszowe spotkanie zorganizuje Uniwersytet Śląski i będzie ono miało miejsce w Ośrodku Wypoczynkowym w Ustroniu lub w Wiśle. Zgodnie z tradycją, wszyscy uczestnicy otrzymali pamiątkowe certyfikaty, potwierdzające udział w spotkaniu, podpisane przez dra Jana Olejniczaka. Osoby, które w Łodzi po raz pierwszy prezentowały doświadczenia pokazowe w ramach tych spotkań, zostały przyjęte do Ogólnopolskiego Klubu Demonstratorów Fizyki.



## Nauczanie fizyki w szkole średniej – Projekt TiPSS (Teaching Physics in Secondary School)

*Grzegorz Karwasz, Andrzej Karbowski, Krzysztof  
Służewski, Krzysztof Gołębiowski, Krzysztof Rochowicz,  
Magdalena Sadowska, Marta Juszczyńska,  
Przemysław Miszta*  
*Zakład Dydaktyki Fizyki,  
Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu*

„Zaledwie szesnastu studentów na II roku Fizyki UJ – czyżby kryzys?” – pyta Pani Dr Zofia Gołąb-Meyer na łamach *Fotonu* 105, Lato 2009. Tak! Nie tylko na UJ, na UMK również. Bardzo krytycznie, na granicy cenzuralności wypowiedzieliśmy się o projekcie reformy oświatowej w 1997 roku<sup>1</sup>. Dziś mamy pierwsze roczniki studentów, które przeszły przez całość „zreformowanego” systemu. Ich nieumiejętność samodzielnego zdobywania wiedzy, planowania działań, kartezjańskiego, dychotomicznego formułowania tez są konsekwencjami wad systemu: „swobody” programowej, zbyt późnego wieku skolaryzacji, zbyt krótkiej nauki w liceum. Co robić? „Najgorsze co można zrobić, to reformować nieudane reformy” – odpowiada prof. Lev Pitajewski, jeden z najwybitniejszych fizyków współczesnych<sup>2</sup>. Wypada się więc z reformą pogodzić.

W tym kontekście skolaryzację w wieku 6. lat, upowszechnianie wychowania przedszkolnego oraz powrót matematyki na egzamin maturalny należy uznać za działania pozytywne. Pozostaje reforma programowa.

W miejsce dyskusji o jakości podręczników i programów z fizyki podjęliśmy projekt, przy współfinansowaniu Fundacji Systemów Edukacji (EEA Grants) TiPSS – Teaching Physics in Secondary School. Celem programu jest dostarczenie uczniom i nauczycielom nowoczesnych środków, treści i metod nauczania fizyki. Projekt opiera się o szerokie doświadczenia współpracy międzynarodowej, między innymi w projektach uprzednio skoordynowanych „Physics is Fun”<sup>2</sup> i „Minds-on Experiments in Superconductivity and Electromagnetism”.

Podstawowymi działaniami Projektu są doroczne seminaria dla nauczycieli „Komputer w szkolnym laboratorium fizycznym” odbywające się na „Mikołaja”, tj. w pierwszym tygodniu grudnia<sup>3</sup>, organizowane przy współpracy z Pol-

<sup>1</sup> G. Karwasz, *Porównanie systemów szkolnictwa w Europie*, referat na sesji dydaktycznej XXXVIII Zjazdu PTF w Warszawie (2005), <http://www.fizyka.umk.pl/~karwasz/pliki/reforma08.pps>

<sup>2</sup> [http://dydaktyka.fizyka.umk.pl/Physics\\_is\\_fun/](http://dydaktyka.fizyka.umk.pl/Physics_is_fun/)

<sup>3</sup> <http://dydaktyka.fizyka.umk.pl/komputery/>

skim Towarzystwem Fizycznym. Dzięki wsparciu finansowemu z programu „EAA Grants” seminaria te wiążą się z minimalnymi kosztami uczestnictwa.

W ramach Projektu został opracowany merytorycznie i dydaktycznie zestaw prostych doświadczeń z elektromagnetyzmu dla gimnazjum i liceum (44 doświadczenia) oraz są przygotowywane podręcznik „on-line” do I klasy gimnazjum oraz podręcznik multimedialny z elektromagnetyzmu na poziomie liceum<sup>4</sup>. Opracowywane są również materiały on-line w zakresie fizyki współczesnej. Przygotowane doświadczenia i materiały są wykorzystywane w licznych pokazach (pokazy takie można zamówić w Instytucie Fizyki UMK) oraz na wyjazdowych Festiwalach Nauki (w 2009 roku w Tucholi, Nadrożu, Lęborku). Zapraszamy do korzystania zarówno z pokazów jak i z materiałów internetowych.



Fot. 1. Pływające magnesy na łożeczkach opisane są w „Rozprawie o metodzie” Kartezjusza. Małe, lekkie magnesy „geomag” służą do pokazania zarówno ziemskiego pola magnetycznego jak i długiego zasięgu oddziaływania magnetycznego



Fot. 2. Magnetyczna pieczętka – magnes o dwóch biegunach na tej samej płaszczyźnie

PS. Na pytanie nauczycieli, czy materiały TiPSS odpowiadają treściom nowej podstawy programowej z fizyki odpowiadamy: „Nie wiemy. Ale na pewno odpowiadają one treściom FIZYKI”.

<sup>4</sup> <http://dydaktyka.fizyka.umk.pl/TPSS/materialypass.html>; Password: tips





## Sesja dla nauczycieli: *O fundamentalnych problemach fizyki*



W dniach 16–22 lipca 2009 odbyła się w Krakowie Europejska Konferencja Fizyki Wysokich Energii (EPS-HEP 2009) poświęcona podstawowym problemom oddziaływań cząstek elementarnych. Sesje dla nauczycieli: *O fundamentalnych problemach fizyki* prowadzili wybitni specjaliści z Polski i Europy.

Na stronie

<http://hep2009.ifj.edu.pl/nauczyciele.php>

znajdują się pliki z następującymi wykładami:

1. Prof. Ann Green – *Non-accelerator searches for dark matter*
2. Prof. Bob van Eijk – *Elementary Particles and the Higgs: The lightness of being*
3. Prof. Jan Królikowski – *Pytania, na które LHC powinno udzielić odpowiedzi*
4. Prof. Agnieszka Zalewska – *Przyszłe eksperymenty neutrinowe i nadzieje z nimi związane*
5. Prof. Maria Różańska – *Symetrie i ich łamanie*
6. Prof. Jan Kalinowski – *Fundamentalne problemy fizyki do rozstrzygnięcia po LHC*
7. Prof. Erik Johansson – *Frontline physics for schools with the ATLAS experiment*
8. Prof. Wojciech Nawrocik – *Czy nauka jest potrzebna i powinna być finansowana ze środków publicznych?*

# Meteory



Rój meteorów (Leonidy), Szwecja



Rój meteorów (Leonidy)



Rój meteorów (Leonidy)



Rój meteorów (Perseidy), Anglia



Rój meteorów (Perseidy), Japonia