

Janusz B. Kępka

Ruch

absolutny i względny

(Absolute and Relative Motion)

Warszawa 2007

© Janusz B. Kępka, wrzesień 2007

All rights reserved. No reproduction, copy or transmission of this work of physics may be made without written permission.

No paragraph of this work may be reproduced, copied or transmitted save with written permission or in accordance with the provisions of the Copyright.

Any person who does any unauthorised act in relation to this work may be liable to criminal prosecution and civil claims for damages.

First typescript 1999 by

Janusz B. Kępka ©

ISBN 978-83-922615-9-9

*Edytor: Janusz B. Kępka
ul. Łukowa 3 m 114
02-767 Warszawa*

Druk i oprawa: „KONTRAST”, Warszawa 2007
ul. Skaryszewska 12, 03-802 Warszawa
e-mail: kontrast@ekspert.net.pl

Drukarnia „KONTRAST“ nie odpowiada za formę i treści niniejszej publikacji.

Słowo wstępne

Niniejsze wydanie jest znacznym poszerzeniem oraz ulepszeniem „**Ruchu absolutnego i względnego**” z 2004 r.

Tak zakres jak i sposób prezentowania podstawowych zagadnień fizyki, i nie tylko, dosyć daleko odbiegają od rutynowych schematów podręcznikowych i większości publikacji naukowych.

W zasadzie, rozumienie znacznej części treści tej książki nie powinno sprawiać większych kłopotów przeciętnemu absolwentowi szkół średnich różnych. Uwzględniamy tu normalny program szkolny oraz naturalne prawo do zapominania wyuczonych formułek.

Natomiast nie uwzględniamy żenująco niskiego poziomu oświaty i nauki w Polsce.

Czytelnik sam osądzi ile jest warte jego t.zw. wykształcenie.

Zwykle w tym miejscu autorzy składają różnym osobom, instytucjom i fundacjom głębokie ukłony i eksponowane podziękowania za... (tu: same pozytywy).

Aby tradycji stało się zadość, czynię to więc... (tu: same negatywy).

Autor

*„Si igitur non est aliqua diversa substantia
praeter natura consistentes,
physica erit prima scientia”.*

„Otóż jeśli nie byłoby żadnej innej substancji poza tymi,
które są wytwarzane przez naturę,
to fizyka byłaby wiedzą pierwszą”.

(Arystoteles ze Stagiry, Metafizyka, VI,2)

*Spis treści:***I. Paradoksy i dowody**

1. Paradoksy Zenona z Elei	9
2. Transformacje Galileo Galilei	13
3. Arystotelesowski dowód św. Tomasza z Akwinu na istnienie Boga	15
4. Janusza B. Kępki dowód na istnienie Szatana	16

II. Dynamika

1. Zagadnienia wstępne	18
2. Dynamika Arystotelesa	23
3. Dynamika Galileo Galilei	25
4. Dynamika Isaaca Newtona	27
4.1. II zasada dynamiki I. Newtona	27
4.2. Prawo grawitacji	30
5. Dynamika Janusza B. Kępki	31
5.1. Dynamika nieliniowa	31
5.2. Moment energii	31
5.3. Siły samoistne	31
5.4. III prawo Johannesa Keplera	32
5.5. Prawo grawitacji Isaaca Newtona	32
5.6. Prawo elektryczności Charlesa Coulomba	33
6. Wahadło proste	33
7. Invers-dynamika	40

III. Ruch w ośrodku materialnym

1. Prawo Stokesa	41
2. Ciśnienie i opór ośrodka materialnego	42
3. Fale uderzeniowe Macha	44

IV. Ruch absolutny ciał materialnych

1. Układy inercjalne i nieinercjalne	46
2. Efekt Coriolisa	47
3. Wahadło Foucault	52
4. Efekt żyroskopowy	56
5. Promieniowanie Czerenkowa	58

V. Fizyka kwantowa

1. Równanie Maxa Plancka	63
2. Masy kwantowe	64
3. Efekt Comptona	65
4. Bomba atomowa a bomba wodorowa	68
5. Prawo elektryczności Janusza B. Kępki	70

VI. Rozpad i synteza układów materialnych..... 73

1. Rutheforda-Soddy'ego prawo rozpadu promieniotwórczego	75
2. Janusza B. Kępki prawo rozpadu promieniotwórczego	78
3. Janusza B. Kępki prawo syntezy	82

VII. Światło w Kosmosie

Zagadnienia wstępne	85
1. Eksperyment Galileo Galilei	87
2. Eksperyment Ole Roemera	87
3. Eksperyment Jamesa Bradleya	88
4. „Expanding Cosmos”. Prawo Hubble'a	91
5. Eksperyment Michelsona-Morleya	92
6. „Skrócenie” Fitzgeralda-Lorentza	97
7. Transformacje Lorentza – „przekształcenia Einsteina-Lorentza”	97
8. Eksperyment Kennedy'ego-Thorndike'a	100
9. Eksperyment Lattes	103
10. Analiza eksperymentu Michelsona-Morleya	105

VIII. Ruch absolutny i względny

Uwagi wstępne	109
1. Transformacje Janusza B. Kępki	110
1.1. Nieruchomy układ absolutny	110
1.2. Poruszający się układ absolutny	113
1.3. Ruch wzajemny	114
1.4. Prędkość niezmiennicza	115
2. Układ przestrzenny obserwatora	116
2.1. G-transformacja	116
2.2. L-transformacja	119
2.3. H-transformacja	122
2.4. Z-transformacja	124

IX. Efekt Dopplera

1. Układ punktowy obserwatora	126
2. Poruszające się źródło drgań	130
3. Podwójny efekt Dopplera	134

X. Układ planetarny

1. Teoria heliocentryczna.....	138
2. Centrum Wszechświata	140
3. Teoria geocentryczna – „problem Platona”	140
3.1. Ruch planet według Arystotelesa ze Stagiry	141
3.2. System geocentryczny Apoloniusza-Hipparcha.....	142
3.3. System geocentryczny Klaudiusza Ptolemeusza.....	143
4. System heliocentryczny Mikołaja Kopernika z Torunia.....	144
5. System geo-heliocentryczny Tycho Brahe	147
6. System eliptyczny Johanna Keplera	148
7. System heliocentryczny Janusza B. Kępki	152

XI. Nauki tajemne

1. Piramidiotologia.....	160
2. Gwiazdiotologia	166

XII. Nauki urojone

1. Fiki-miki matematyki.....	169
1.1. Liczby, liczby... ..	169
1.2. Rozwiązania urojone.....	179
1.3. Plusy prostopadłe do minusów	187
1.4. Co to jest parabola?	191
Albert Einstein	195
2. Alberta Einsteina przekręty	196
2.1. „Szczególna zasada względności”	197
2.2. „Ogólna teoria względności”	204

Appendix

A. Teoria barana	218
B. Małpi gaj to nie raj	219
C. Globalne ogłupianie (się) narodów	220

I. Paradoksy i dowody

I.1. Paradoksy Zenona z Elei.

Arystoteles ze Stagiry w swej *FIZYCE* mówi o paradoksach Zenona z Elei (filozof grecki, ok.490–430 p.n.e.):

„Istnieją cztery argumenty Zenona dotyczące ruchu a będące źródłem udręki dla tych, którzy je pragną rozgryźć”.

Omówimy tu dwa najbardziej znane paradoksy (argumenty) Zenona z Elei.

Czy Achilles dogoni żółwia?

Niech Achilles ściga się z żółwiem. Załóżmy, że Achilles biegnie 10 razy szybciej niż żółw, i niech początkowa odległość między nimi wynosi $l = 10$ kroków, dając w ten sposób *for* dla założenia przegranego żółwia.

Jednak można wykazać, że Achilles nie tylko, że nie prześcignie żółwia, lecz nawet go nie dogoni! Rzeczywiście. Jeżeli Achilles przebiegnie 10 kroków dzielące go od żółwia, to w tym samym czasie żółw przebędzie odległość 1 kroku. Jeżeli z kolei Achilles przebędzie ten jeden krok, to w tym samym czasie żółw przebędzie $1/10$ kroku..., itd. itd...

Tak więc, Achilles będzie zbliżał się do żółwia *nieskończenie blisko*, ale nigdy go nie dogoni!

Zauważmy więc, że biegnący Achilles porusza się z dwiema prędkościami: z prędkością c względem bieżni, oraz z prędkością w_1 względem żółwia. Podobnie, żółw porusza się z prędkością v względem bieżni, oraz z prędkością w_1 względem Achillesa.

W powyższym sensie, prędkość w_1 ma charakter *prędkości wzajemnej*.

Natomiast prędkości c oraz v są prędkościami względnymi (względem bieżni).

Możemy więc napisać:

$$\beta = \frac{v}{c} = \frac{1}{10} \quad (\text{I.1.1.})$$

W tym przypadku, prędkość wzajemna w_1 jest taka, że $w_1 = (c - v)$. Mamy więc:

$$K = \frac{w_1}{c} = (1 - \beta) \quad (\text{I.1.2.})$$

Jeżeli żółw $\dot{Z}$ jest nieruchomy względem bieżni, to Achilles A biegnąc z prędkością c przebywa odległość $l = A\dot{Z}$ do żółwia w czasie t takim, że (**Fig. I.1.**):

$$l = c \cdot t \quad (\text{I.1.3.})$$

Natomiast względem biegnącego żółwia Achilles przebywa odległość l z inną prędkością w_1 względem żółwia, oraz w innym czasie t_1 .

Mamy więc:

$$l = w_1 \cdot t_1 = (c - v)t_1 \quad (\text{I.1.4.})$$

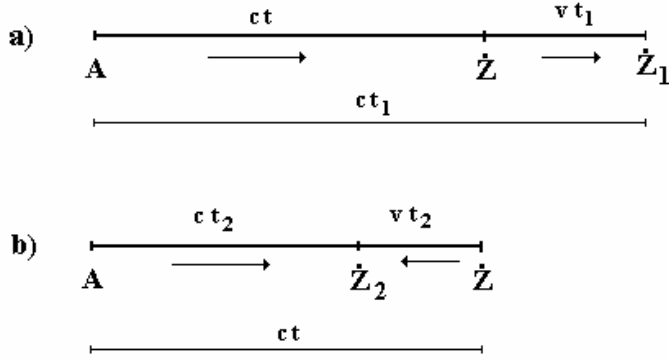


Fig. I.1. a) jeżeli żółw $\dot{Z}$ „ucieka” przed Achillesem A, to Achilles dogoni żółwia w miejscu $\dot{Z}_1$;
b) jeżeli Achilles i żółw biegną naprzeciwko siebie, to spotkają się w miejscu $\dot{Z}_2$.

Natomiast względem bieżni, czyli w układzie względnym, Achilles porusza się z prędkością c , i po czasie t_1 dogoni żółwia, przebywając odległość l_1 taką, że:

$$l_1 = c \cdot t_1 \quad (\text{I.1.5.})$$

Ale w tym samym czasie t_1 , w tym samym układzie względnym (na bieżni), żółw przebył odległość s :

$$s = l_1 - l = (c - w_1)t_1 = v \cdot t_1 \quad (\text{I.1.6.})$$

Z powyższego wynika, że czas t_1 ma charakter *niezmienniczy*, ponieważ w tym samym czasie t_1 Achilles przebywa odległość l_1 w układzie względnym (na bieżni) oraz odległość l w układzie poruszającego się obserwatora (względem żółwia).

Dzieląc obydwie strony zależności (I.1.6.) przez zależność (I.1.5.), oraz uwzględniając zależności (I.1.1.) oraz (I.1.2.), znajdujemy:

$$\frac{s}{l_1} = \left(1 - \frac{l}{l_1}\right) = \left(1 - \frac{w_1}{c}\right) = \frac{v}{c} = \beta \quad (\text{I.1.7.})$$

oraz

$$K = \frac{w_1}{c} = \frac{l}{l_1} = (1 - \beta) \quad (\text{I.1.8.})$$

Z powyższego znajdujemy:

$$l_1 = c \cdot t_1 = \frac{ct}{1 - \beta} = \frac{l}{1 - \beta} \quad (\text{I.1.9.})$$

Znaleźliśmy więc prostą zależność między odległościami l_1 oraz l .

Z kolei dzieląc obydwie strony powyższej zależności przez $c = \text{constant}$, znajdujemy:

$$t_1 = \frac{t}{1 - \beta} \quad (\text{I.1.10.})$$

W tym samym czasie $t_1 = \text{invariant}$ żółw przebył odległość s taką, że:

$$s = v \cdot t_1 = l_1 - l = l \frac{\beta}{1 - \beta} = \frac{vt}{1 - \beta}$$

Oczywiście, możemy rozpatrywać przypadek, gdy Achilles i żółw biegną naprzeciwko siebie (**Fig. 1.1b.**). Rozumując jak powyżej, znajdujemy:

$$\left. \begin{aligned} l_2 &= \frac{l}{1 + \beta} \\ t_2 &= \frac{t}{1 + \beta} \end{aligned} \right\} \quad (\text{I.1.11.})$$

Tak więc, spotkanie nastąpi po czasie t_2 , a Achilles przebędzie odległość l_2 .

W powyższym prędkość wzajemna w_2 jest taka, że: $w_2 = (c + v)$.

Rozwiązania od (**I.1.9.**) do (**I.1.11.**) zwane są tutaj transformacjami Zenona z Elei.

Jednak wbrew pozorom, przedstawione wyżej rozwiązania nie są pełnym rozwiązaniem paradoksu Zenona z Elei!

Na czym więc polega paradoks? Lub inaczej: jaki problem chciał wskazać Zenon z Elei?

Otóż, w paradoksie tym zawarte są dwie różne sytuacje fizyczne. Różność tych sytuacji polega na sposobie doganiania żółwia.

Pierwszy sposób, zawarty w pierwszej części paradoksu, polega – zgodnie z doświadczeniem – na doganianiu żółwia, czyli spotkaniu się Achillesa z żółwiem w konkretnym miejscu i czasie: Achilles i żółw biegną jednocześnie do tego miejsca. Oznacza to, że Achilles biegnie nie do żółwia, lecz do miejsca spotkania z żółwiem!

Jest to sytuacja fizyczna, w której jednostka odległości l ustalona jest w układzie poruszającego się obserwatora, a nie w układzie względnym (względem bieżni).

Natomiast druga część wyводу Zenona z Elei polega na zasugerowaniu innego sposobu doganiania żółwia: Achilles najpierw przebywa początkową odległość l , następnie odległość $l/10$, następnie $l/100$, itd, itd.

Jest to sytuacja fizyczna zupełnie różna od poprzedniej – a mianowicie, Achilles biegnie do kolejnych miejsc, które żółw opuścił, a nie do żółwia!

Lub inaczej: Achilles *kolejno* przebywa w układzie względnym różne jednostki odległości o podziale β , w różnych czasach także o podziale β .

Powyższe rozróżnienie jest właśnie treścią i rozwiązaniem paradoksu Zenona z Elei.

Aby bliżej to wyjaśnić, zastąpmy Achillesa i żółwia odpowiednio kotem i myszą.

Warunki zawodów są takie same: skok myszy jest zawsze 10 razy krótszy niż skok kota, oraz kot i mysz skaczą jednocześnie.

Jeżeli więc kot skoczy na odległość l w miejsce gdzie znajduje się mysz, to jednocześnie mysz odskoczy na odległość $l/10$, itd, itd.

Tak więc, Zenon z Elei miał rację: tą metodą kot nigdy nie złapie myszy. Ale co się naskacze! Może tak skakać *nieskończenie długo*, zbliżając się do myszy *nieskończenie blisko*, co z kolei wprost sugeruje i podsuwa uogólnienie w postaci pojęcia *nieskończoności*.

Zauważmy, że wiele wieków później, tego samego rodzaju problem (paradoks) rozwiązywali w szczególny sposób – niezależnie od siebie, – Sir Isaac Newton (1642-1727) oraz Gotfried Wilhelm baron Leibniz (1646-1716), dokonując wynalazku w postaci rachunku różniczkowego:

wartość pochodnej funkcji $y = f(x)$ dla danej wartości x_0 zmiennej niezależnej x , jest równa granicy ilorazu $\Delta y / \Delta x$, gdy $\Delta x \rightarrow 0$, oraz jest równa tangensowi kąta α stycznej do krzywej $y = f(x)$ w danym punkcie (x_0, y_0) :

$$f'(x) = \operatorname{tg} \alpha = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\Delta y}{\Delta x}$$

Powyższe zawiera w sobie treści dyskutowanego tutaj paradoksu Zenona: pojęcie kierunkowości w układzie obserwatora, *i.e.* Achilles biegnie do miejsca spotkania, a nie do żółwia; oraz pojęcie „granicy w nieskończoności” w układzie względnym, *i.e.* Achilles biegnie do żółwia, a nie do miejsca spotkania.

Można więc dojść do zaskakującego wniosku, że w rachunku różniczkowym zachowane zostały wszystkie cechy paradoksu Zenona z Elei, łącznie z brakiem wskazania rozwiązania!

A tak, przy okazji. Zasady rachunku różniczkowego znał już w III w.p.n.e. niejaki... Archimedes!

„Strzała wypuszczona z łuku stoi w miejscu”

Obecnie rozpatrzmy inny, nie mniej znany paradoks Zenona z Elei:

**„Skoro wszystko, albo zawsze znajduje się w stanie spoczynku,
albo w ruchu i że jest w spoczynku, gdy zajmuje równą sobie przestrzeń,
a to co znajduje się w ruchu, znajduje się zawsze w jakimś teraz,
wobec tego strzała wypuszczona z łuku stoi w miejscu”.**

(według przekładu K. Leśniaka, Biblioteka Klasyków Filozofii, PWN, Warszawa 1968).

W pierwszej części tego paradoksu przedstawia się, że równorzędnymi cechami świata materialnego jest ruch oraz brak ruchu („stan spoczynku”).

W ogólności, twierdzenie powyższe nie jest prawdziwe. Odnosi się tylko do ruchu wzajemnego.

Natomiast w drugiej części paradoksu sugeruje się, że czas jest sumą dowolnej ilości „teraz”, na przykład chwil o wartości zerowej każda. Ponieważ strzała wypuszczona jest „w jakimś teraz”, czyli w chwili o wartości zero, to – powiedzmy – po 20 chwilach strzała też znajduje się „w jakimś teraz”, czyli w chwili o wartości zero, czyli strzała... „stoi w miejscu”, czyli w ogóle nie została „wypuszczona z łuku”.

Jednak czas τ jest funkcją częstotliwości ν , która jest miarą powtarzalności zjawisk fizycznych, jako absolutnie pierwotnej, wręcz definicyjnej cechy tego świata materialnego.

Dla $\nu = 0$ jest, że $\tau = \infty$. Oznacza to brak powtarzalności („znajduje się zawsze w jakimś teraz”), a także brak ruchu ($\nu = 0$).

Możemy więc przyjąć, że $\nu = 0$, czyli strzała „jest w spoczynku, gdy zajmuje równą sobie przestrzeń”, jak to sugeruje Zenon z Elei.

Ergo: nie ma ruchu! Możemy to zanotować w postaci:

$$\left. \begin{array}{l} \mathbf{v} = \mathbf{0} \\ \mathbf{v} = \mathbf{0} \quad (\tau = \infty) \end{array} \right\} \quad (\text{I.1.12.})$$

W powyższym paradoksie zawarta jest sugestia równoważności jakiegoś „teraz” dla dowolnego stanu ruchu strzały, w tym także dla braku ruchu (strzała jest nieruchoma).

Tym samym, zawarta jest sugestia, że stan spoczynku (brak ruchu) jest dokładnie równoważny stanowi ruchu.

Ale dla stanu spoczynku (brak ruchu, $\mathbf{v} = \mathbf{0}$) brak jest powtarzalności ($\mathbf{v} = \mathbf{0}$), a tym samym czas jako funkcja częstotliwości nie istnieje (formalnie – nieskończenie duży).

Z tego względu, nieistniejący czas nie ma charakteru chwili („jakiegoś teraz”).

„Coś” co nie istnieje nie może mieć innego „coś” co jest zaprzeczeniem tego „coś”.

Z tego właśnie względu, że w nieskończoności nie ma jakiegoś „teraz”, „wcześniej” czy „później”.

Zauważmy, że Zenon z Elei wyraźnie wskazuje, że tylko ciało będące w spoczynku zajmuje równą sobie przestrzeń. A to sugeruje, że w ruchu zajmuje inną przestrzeń.

A to z kolei wprost pokazuje, że stan ruchu to nie jest to samo co stan bezruchu.

Ergo: „strzała wypuszczona z łuku **nie stoi w miejscu**”!

I.2. Transformacje Galileo Galilei.

Identyczny problem co paradoks Achilles-żółw Zenona z Elei rozpatrywał wiele wieków później Galileo Galilei ze słonecznej Italii.

Zauważył wprost, że Achilles doganiając żółwia przebył odległość równą sumie odległości początkowej między Achllemsem a żółwiem oraz odległości przebytej przez żółwia:

$$l_1 = ct_1 = ct + vt_1 = l + vt_1 \quad (\text{I.2.1.})$$

Natomiast, jeżeli Achilles i żółw biegną naprzeciwko siebie, to początkowa odległość między nimi jest dokładnie równa sumie odległości jakie obydwaj przebyli w tym samym czasie t_2 :

$$l = ct = ct_2 + vt_2 = l_2 + vt_2$$

A z powyższego:

$$l_2 = ct_2 = ct - vt_2 = l - vt_2 \quad (\text{I.2.2.})$$

Zależności (I.2.1.) oraz (I.2.2.) znane są jako transformacje Galileo Galilei.

Zauważmy, że transformacje (I.1.9.), (I.1.10.) oraz (I.1.11.) Zenona z Elei można wprost otrzymać ze wskazanych wyżej transformacji Galileo Galilei.

Rzeczywiście, z transformacji (I.2.1.) otrzymujemy:

$$t_1(c - v) = ct$$

A z powyższego:

$$t_1 = \frac{ct}{c - v} = \frac{t}{1 - \beta}$$

czyli transformację (I.1.10.) Zenona z Elei.

Z kolei, mnożąc powyższe obustronnie przez $c = \text{constant}$, znajdujemy:

$$l_1 = ct_1 = \frac{ct}{1-\beta} = \frac{l}{1-\beta}$$

czyli transformację (I.1.9.) Zenona z Elei.

W identyczny sposób możemy znaleźć transformację (I.11.) Zenona z Elei.

Uwzględniając powyższe, transformacje Zenona z Elei oraz Galileo Galilei możemy przepisać w jednolitej formie:

$$\left. \begin{aligned} l_1 &= \frac{l}{1-\beta} = l + vt_1 \\ l_2 &= \frac{l}{1+\beta} = l - vt_2 \end{aligned} \right\} \quad (\text{I.2.3.})$$

Powyższe transformacje można by więc nazwać transformacjami Zenona-Galileo.

Jednak, chociaż zapis (I.2.3.) jest formalnie poprawny, to z punktu widzenia **sensu fizycznego** zapis ten nie jest poprawny. A to z tego względu, że istnieje zasadnicza różnica między transformacjami Zenona z Elei a transformacjami Galileo Galilei.

Według transformacji Zenona z Elei, jednostka odległości l ustalona jest w poruszającym się układzie, czyli między poruszającym się Achillesem oraz poruszającym się żółwiem. W układzie tym Achilles przebywa jednostkową odległość l między nim a poruszającym się żółwiem, czyli względem poruszającego się żółwia. Prędkość wzajemna Achillesa i żółwia wynosi w_1 gdy Achilles dogania żółwia. Natomiast prędkość wzajemna Achillesa i żółwia wynosi w_2 gdy Achilles i żółw biegną naprzeciwko siebie.

Układ taki można nazwać **poruszającym się układem względnym**.

W tym przypadku, prędkość tego układu względem bieżni jest równa prędkości żółwia.

Inaczej jest w przypadku transformacji Galileo Galilei. Jednostka odległości l ustalona jest w nieruchomym układzie odniesienia (względem bieżni). Achilles przebywa odległości l_1 lub l_2 względem bieżni, czyli w nieruchomym układzie odniesienia, zwanym tu **nieruchomym układem względnym**.

To samo dotyczy prędkości c Achillesa oraz prędkości v żółwia.

Natomiast, czasy t_1 oraz t_2 mają charakter **niezmienniczy**, ponieważ odnoszą się tak do poruszającego się, jak i nieruchomego układu względnego.

Na zakończenie zauważmy, że współcześni fizycy niechętnie lub wcale nie wskazują i nie dyskutują paradoksów Zenona z Elei. Być może, jest to zbyt trudne...

Natomiast w matematyce, paradoks Zenona z Elei czy Achilles dogoni żółwia rozwiązywany jest przy pomocy rachunku nieskończonościowego (szereg liczbowy niekończenie zbieżny).

I goniąc żółwia niekończenie długo, dogonili go w... nieskończoności. Amen.

I.3. Arystotelesowski dowód św. Tomasza z Akwinu na istnienie Boga (dowód z ruchu).

Jak wiadomo, św. Tomasz z Akwinu (1225-1274, Doktor Kościoła Katolickiego, twórca tomizmu, kanonizowany w 1323 r.) podał pięć dowodów na istnienie Boga. Podamy tu jeden z tych dowodów: dowód z ruchu, a który wprost wywodzi się z warunków (I.1.12.):

„Najpierw zatem podamy argumenty, którymi posługuje się Arystoteles do udowodnienia, że Bóg istnieje. Zmierza on do tego dowodu ze strony ruchu dwiema drogami. Pierwsza z nich jest następująca. Wszystko co się porusza, jest poruszane od drugiego. Jasne zaś jest dla umysłu, że się coś porusza, na przykład słońce. Zatem zostaje wprowadzone w ruch przez coś innego poruszającego. Albo porusza się to poruszające, albo nie. Jeśli się nie porusza, wtedy jest udowodnionem co zamierzaliśmy, że się musi przyjąć coś poruszającego nieruchomego. A to nazywamy Bogiem. Jeśli się zaś porusza, wtedy porusza się od innego poruszającego. Albo więc trzeba postępować w nieskończoność, albo musi się dojść do jakiegoś poruszającego nieruchomego. Lecz nie można postępować w nieskończoność. Zatem trzeba koniecznie przyjąć coś pierwszego poruszającego nieruchomego”.



(summa contra Gentiles, Księga I, Rozdział XIII, przekład z wydania łacińskiego dokonanego na rozkaz papieża Leona XIII).

Tak więc, powyższe określa co najmniej trzy cechy, które nie są cechami *tego* świata materialnego według warunków (I.1.12.):

- nieobecny, ponieważ absolutnie nieruchomy $v = 0$ nie może być obecny w dowolnym miejscu przestrzeni;
- absolutnie wieczny (niepowtarzalny), czyli: $\tau = \infty$, ponieważ $v = 0$;
- „niematerialny”, ponieważ warunek: $v = 0$ nie dotyczy materii ($v \neq 0$).

Wskazuje to też Arystoteles:

„A przeto jest i coś takiego, co porusza, samo nie będąc poruszane” (Metaphysicorum, XII, 7).
„Natomiast to, co było i jest pierwsze, nie posiada materii, gdyż jest aktem” (tamże, XII, 8).

Według Arystotelesa Bóg nie posiada materii, czyli jest niematerialny. Według Arystotelesa i św. Tomasza z Akwinu, Bóg jest pierwszym poruszającym nieruchomym.

Ale w Biblii (Pierwsza Księga Mojżeszowa) czytamy: *„I stworzył Bóg człowieka na obraz swój. Na obraz Boga stworzył go.”* (1.27.).

Ale człowiek nie ma cechy pierwszego poruszającego nieruchomego.

Ponadto, człowiek jest(!) materialny. Nie jest więc aktem.

Ergo: człowiek nie został stworzony przez Boga „na obraz swój”.

Chociaż, w Indiach małpy są czczone jako uosobienie dobroczynnego bóstwa Hanumana.

I.4. Janusza B. Kępi dowód na istnienie Szatana.

Zauważmy, że w powyższym dowodzie wskazana jest także druga możliwość:

„Albo więc trzeba postępować w nieskończoność...”.

Jednak, tak Arystoteles jak i św. Tomasz z Akwinu *a priori* odrzucili powyższe:

„Lecz nie można postępować w nieskończoność”, i wskazali *„pierwszego poruszającego nieruchomego”.*

Możemy zgodzić się z zauważeniem, że w tym świecie materialnym *„nie można postępować w nieskończoność”.* Nie wyklucza to jednak możliwości dyskusji warunków:

$$\left. \begin{array}{l} v = \infty \\ v = \infty \quad (\tau = 0) \end{array} \right\} \quad (I.4.1.)$$

które są dokładnym przeciwieństwem warunków (I.1.12.).

Z powyższego wynikają co najmniej trzy cechy, które właśnie nie są cechami **tego** świata materialnego:

- wszechobecny, ponieważ poruszający w nieskończoności jest jednocześnie wszędzie,
- ponadczasowy, czyli absolutnie powtarzający się w nieskończoności: $v = \infty$ oraz $\tau = 0$;
- „niematerialny”, ponieważ warunek: $v = \infty$ nie dotyczy tego świata materialnego.

Dla $v = \infty$, strzała znajduje się jednocześnie wszędzie, czyli zajmuje sobą cały świat. Oznacza to też nieskończoną powtarzalność: $v = \infty$. Czyli czas nie istnieje: $\tau = 0$.

Rzeczywiście, dla nieskończonej prędkości nie potrzeba czasu na przebycie odległości „z jednego końca w drugi koniec **tego** świata”.

Można więc, podobnie jak to zrobił św. Tomasz z Akwinu, napisać z kolei dowód z ruchu na istnienie... Szatana, według warunków (I.4.1.):

Św. Tomasz z Akwinu wywodzi od Arystotelesa, że Bóg istnieje.

Przedstawiają oni, że „Albo porusza się to poruszające, albo nie”.

Pierwszego poruszającego nieruchomego nazywają Bogiem.

Jednakże, a priori odrzucili oni taki przypadek, że jeśli się coś porusza, to jest poruszane od innego poruszającego, aż do nieskończoności. Zatem trzeba także koniecznie przyjąć coś pierwszego poruszającego się w nieskończoności. A to nazywamy Szatanem”.

Z powyższych dowodów wprost wynika, że **ten** świat materialny określony jest przez warunki:

$$\left. \begin{array}{l} v \neq \infty \quad \text{oraz} \quad v \neq 0 \\ v \neq \infty \quad \text{oraz} \quad v \neq 0 \end{array} \right\} \quad (I.4.2.)$$

poza którymi dwustronnie znajdują się warunki (I.1.12.) oraz (I.4.1.).

Stan wiedzy współczesnej jednoznacznie wskazuje, że rzeczywiście dla *tego* świata materialnego spełnione są warunki (I.4.2.), a nie są spełnione warunki (I.1.12.) oraz (I.4.1.).

A to z kolei oznacza, że warunki: $v = 0$ oraz $v = \infty$ nie są stanami ruchu tego świata materialnego.

A ponadto, „poruszający się z nieskończoną prędkością” jest jednocześnie wszędzie, a więc jest... „absolutnie nieruchomy” względem dowolnego obserwatora!

A więc jednak... To samo o dwóch obliczach? A zauważyli to już (pra)Starożytni.

W hinduiźmie Trimurti – bóstwo w trzech osobach (święta trójca): Brahma (Stwórca), Wisznu (Życie) i Siwa (Śmierć).

W Mezopotamii i Babilonie dobro i zło pochodziło od tych samych kapryśnych bogów.

W mazdaizmie¹ wyraźne rozróżnienie bogów Dobra oraz Zła.

Według Izraelitów, zło jest częścią boskiego planu Jahwe.

W Księdze Hioba jest pierwsza wzmianka o Szatanie.

W XI-XIII w. katarowie² wskazywali Diabła jako równego i przeciwnego Bogu.

Trwa dyskusja, co lub kto „rządzi” tym światem materialnym: Dobro czy Zło?

Ponieważ w tym świecie materialnym nie brakuje „optymistów”, uprzejmie przedstawiamy co następuje.

Tworzenie dwóch bogów Dobra i Zła jest dosyć prymitywnym opisem podstawowych procesów tego świata materialnego: syntezy i rozpadu dowolnych układów materialnych.

Procesy te przebiegają według reguły *divina proportio*, znanej już przed Starożytnością.

Raczej marnym „wynałazkiem” Starożytnych była wielość bogów prawie równych sobie i na każdą okoliczność.

Była bogini Mądrości. A jak nazywano boginię Głupoty?

Uwagi końcowe

Zauważmy, że powyższe dwa „dowody” na istnienie...(warunki **I.1.12.** oraz **I.4.1.**), nie dotyczą tego świata materialnego.

Tym samym, powstaje naturalny podział na ten „świat materialny” według warunków (**I.4.2.**) oraz tamten „świat niematerialny” według warunków (**I.1.12.**) oraz (**I.4.1.**).

„Specjaliści” badający te dwa zupełnie różne światy, zwani są odpowiednio naukowcami oraz kapłanami.

Łatwo widać, że metody oraz narzędzia badawcze do poznawania tych dwu różnych światów powinny być z założenia zupełnie różne.

Może stąd wynikać, że tamten świat (niematerialny) według warunków (**I.1.12.**) jest poza zasięgiem badań naukowych.

Jednak istnienie „świata niematerialnego” zostało wykryte poprzez ustalenie, że światło najlepiej rozchodzi się (stała i izotropowa prędkość światła) tam, gdzie nie ma tego „świata materialnego”, czyli w... próżni. Próżnia = brak tego „świata materialnego”.

Ponadto okazuje się, że wszystkie ciała materialne utrzymują swój stan ruchu (inercja ciał materialnych) względem... próżni, czyli względem tamtego „świata niematerialnego”.

Powyższe odkrycia możliwe były ze względu na oddziaływanie tamtego „świata niematerialnego” na ten „świat materialny”. A czy jest też odwrotnie?

Według Arystotelesa – nie.

¹ dualistyczna religia staroirańska; walka dobra ze złem, Ahura Mazda (Ormuzd)– bog dobra, Angra Manju (Aryman) – bóg zła. Zaratustra (prawd. VII-VI w. p.n.e.) – reformator mazdaizmu.

² ruch rel.-społ. w XI-XIII w. we Francji i płn. Italii; wytypieni przez Inkwizycję.

II. Dynamika

II.1. Zagadnienia wstępne.

Arystoteles ze Stagiry wyraźnie łączy ruch z czasem:

„A jest niemożliwe, żeby zaczął się albo ustał ruch, gdyż jak powiedzieliśmy ruch jest wieczny, a tak samo i czas, bo czas jest albo tożsamy z ruchem, albo jest jakąś własnością ruchu”. (Metaphysicorum, liber XII, 6).

Obecnie przyjmuje się, że miarą ruchu jest prędkość v , która ma charakter wektorowy.

Jednym z efektów ruchu jest powtarzalność zjawisk fizycznych. Miarą powtarzalności jest częstotliwość ν . Z kolei, czas t jest prostą funkcją częstotliwości ν :

$$\nu \cdot t = 1 \quad (\text{II.1.1.})$$

Ergo: powtarzalność danego zjawiska wyrabia pojęcie czasu.

„Każdy wie co to jest czas,
dopóki go o to nie zapytać”

(św. Augustyn z Kippony, 354-430)

Ruch oraz powtarzalność zjawisk fizycznych są absolutnie pierwotnymi cechami tego świata materialnego.

Tak więc, dla tego świata materialnego spełnione są warunki:

$$v \neq 0 \text{ oraz } \nu \neq 0, \text{ a także: } t \neq \infty$$

Powyższe warto porównać z arystotelesowskim dowodem św. Tomasza z Akwinu na istnienie Boga.

Dwa możliwe złożenia prędkości v oraz częstotliwości ν definiują dwie wielkości fizyczne, które mają duże znaczenie w rozważaniach z zakresu fizyki:

$$\text{a) } \frac{v}{\nu} = v \cdot t = \lambda \quad (\text{II.1.2.})$$

co definiuje nową wielkość fizyczną λ zwaną odległością.

W powyższym sensie, odległość λ jest wtórną wielkością fizyczną.

A to z kolei oznacza, że świat ten nie jest sztywną, zadaną konstrukcją.

$$\text{b) } v \cdot \nu = \frac{v}{t} = \frac{v^2}{\lambda} = \Omega \quad (\text{II.1.3.})$$

Wielkość fizyczna Ω zwana jest dalej *funkcją stanu ruchu*¹.

¹ Janusz B. Kępka, *Ruch absolutny i względny*, Warszawa 1999.

Wzajemne oddziaływanie, siła.

Niewątpliwie, zasługą Arystotelesa ze Stagiry jest też wyraźne wskazanie związku między ruchem a oddziaływaniem:

„Quiquid movetur ab alio movetur” – *cokolwiek porusza się przez coś innego jest poruszane.* Wzajemne oddziaływanie jest absolutnie pierwotną cechą ciał materialnych.

Powyższe zostało ogólnie ujęte w III zasadzie dynamiki Isaaca Newtona:

„Każdemu działaniu towarzyszy zawsze przeciwne i równe przeciwdziałanie”.

Miarą oddziaływania jest siła F .

W przypadku „tego świata materialnego” jest to zawsze oddziaływanie wzajemne.

Zasada względności Galileo Galilei.

Wewnątrz układu poruszającego się ruchem jednostajnym prostoliniowym, nie można wykryć doświadczalnie czy układ ten porusza się.

Powyższe zwane jest zasadą względności (1632 r.) Galileo Galilei:

„I oto (jeśli ruch statku jest jednostajny) nie zauważycie najmniejszej zmiany we wszystkich zjawiskach i z żadnego z nich nie będziecie mogli poznać, czy statek się porusza, czy stoi w miejscu; skoczywszy, przebędziecie taką samą odległość względem podłogi jak i wtedy, gdy statek stoi, tj. nie wykonacie – dlatego, że statek porusza się bardzo prędko – większego skoku w kierunku rufy niż w kierunku dzioba statku, chociaż w tym czasie, gdy znajdujecie się w powietrzu, podłoga znajdująca się pod wami ucieka w kierunku przeciwnym do skoku, rzucając zaś jakiś przedmiot przyjacielowi, nie trzeba go ciskać z większą siłą, gdy przyjaciel ten znajduje się na dziobie statku, wy zaś na rufie, niż gdybyście stali odwrotnie; kropelki z dzbanka z wodą zawieszonego u sufitu będą spadać pionowo na podłogę i żadna z nich nie spadnie bardziej w kierunku rufy, chociaż w tym czasie, gdy kropla znajduje się w powietrzu, statek posuwa się naprzód. Muchy będą kontynuować swoje loty we wszystkie strony bez różnicy i nigdy nie zdarzy się, aby (nie nadążając jak gdyby za szybkim biegiem statku) zebrały się one z tej strony, która jest bliżej rufy”.

Ruch bezwzględny.

Zauważenie Galileo Galilei odnosi się względem statku.

Natomiast Isaac Newton spojrział za burtę statku, i zauważył: *„Przestrzeń bezwzględna w całej swej istocie, bezwzględna w stosunku do wszelkich rzeczy zewnętrznych, pozostaje zawsze jednakowa i nieruchoma... Ruch bezwzględny jest to zmiana położenia ciała z jednego jego bezwzględnego miejsca w drugie”.*

Treść I zasady dynamiki Isaaca Newtona odnosi się do przestrzeni bezwzględnej:

„Każde ciało pozostaje w spoczynku lub w ruchu jednostajnym prostoliniowym, jeżeli działanie sił nie zmusi go do zmiany jego stanu”.

Warto tu zaznaczyć, że wszystkie trzy zasady dynamiki Isaaca Newtona odnoszą się do przestrzeni bezwzględnej (absolutnej).

Układy inercjalne.

Jedną z absolutnie pierwotnych cech materii jest naturalna zdolność utrzymywania stanu ruchu, a co zwane jest *bezwładnością* ciał materialnych.

W powyższym sensie, ten świat materialny jest światem inercjalnym.

W przypadku zmiany ruchu danego ciała, tak co do wartości lub/oraz kierunku, pod wpływem działania siły zewnętrznej $\mathbf{F}$, pojawia się siła bezwładności $\mathbf{D}$, która przeciwdziała zmianie stanu ruchu tego ciała.

Należy tu zaznaczyć, że stan ruchu absolutnego danego ciała odnosi się do przestrzeni absolutnej, w której prędkość c światła jest stała i izotropowa. Nie jest to stan ruchu względnego według zasady względności Galileo Galilei.

Siła inercjalna.

Siła inercjalna $\mathbf{D}$ pojawia się w przypadku zmiany, tak co do wartości jak i kierunku, prędkości $\mathbf{v}$ danego ciała materialnego. Siła $\mathbf{D}$ jest więc funkcją prędkości $\mathbf{v}$ w czasie t .

Przyjmując prostą proporcjonalność między siłą $\mathbf{D}$ a funkcją stanu ruchu Ω (Eq. II.1.3.), czyli przyjmując: $\mathbf{D} \sim \Omega$, możemy napisać:

$$\mathbf{D} = m \cdot \Omega = m \cdot \mathbf{v} \cdot \mathbf{v} = m \frac{\mathbf{v}}{t} = m \frac{\mathbf{v}^2}{\lambda} \quad (\text{II.1.4.})$$

gdzie: m - współczynnik proporcjonalności, zwany jest masą danego ciała.

Z powyższego wynika, że masa m jest miarą bezwładności danego ciała materialnego i nie zależy od stanu jego ruchu: $m = \text{invariant}$.

W powyższym sensie, masa m ma cechę absolutnie pierwotnej wielkości fizycznej.

Tak więc ogólny zapis siły inercjalnej $\mathbf{D}$ według zależności (II.1.4.), może być wykorzystany jako zależność definicyjna masy m danego ciała materialnego.

Ponadto, należy mieć na uwadze, że według zależności (II.1.4.) siła inercjalna $\mathbf{D}$ działa wzdłuż odległości λ .

Natomiast ciało o masie m może poruszać się z prędkością $\mathbf{v}$ wzdłuż innej drogi (Eq. II.1.7.).

Zasada d'Alemberta.

Jeżeli na ciało o masie m działa siła zewnętrzna $\mathbf{F}$, która nie jest równoważona przez inną siłę zewnętrzną, to siła ta powoduje zmianę prędkości $\mathbf{v}$ tego ciała.

Tym samym, zmiana prędkości $\mathbf{v}$ jest funkcją siły $\mathbf{F}$.

Z doświadczenia wiadomo, że zmianie prędkości danego ciała przeciwdziała siła, zwana *siłą bezwładności* $\mathbf{D}$. W tym przypadku, siła $\mathbf{D}$ jest funkcją prędkości $\mathbf{v}$ (Eq. II.1.4).

A więc odwrotnie jak w przypadku działania siły zewnętrznej $\mathbf{F}$.

Przyjmując, że siła inercjalna $\mathbf{D}$ jest równa i przeciwnie skierowana do siły zewnętrznej $\mathbf{F}$, czyli spełniony jest warunek: $\mathbf{D} = -\mathbf{F}$, to możemy obliczyć wartość siły $\mathbf{F}$.

Jest to przejście z dynamiki do statyki.

Powyższe stanowi sobą treść zasady d'Alemberta¹.

¹ Jean le Rond d'Alembert (1717-1788), filozof, matematyk i fizyk francuski, członek Francuskiej Akademii Nauk; prace z zakresu dynamiki (*Traité de dynamique*, 1743), muzyki oraz historii członków Francuskiej Akademii Nauk; zapoczątkował teorię równań różniczkowych cząstkowych.

Ruch jednostajny po okręgu

Istnieje tylko jeden taki przypadek, że w zależności (II.1.4.) wszystkie wielkości fizyczne mają jednocześnie stałą wartość. Jest to właśnie ruch jednostajny po okręgu o promieniu R .

Spełniony jest warunek: $v = \text{constant}$, lecz występuje stała zmiana kierunku prędkości $\vec{v}$.

Z tego względu, występuje stała wartość siły działającej wzdłuż promienia R i w kierunku od środka okręgu. Jest to siła inercjalna, która w tym przypadku zwana jest siłą odśrodkową D .

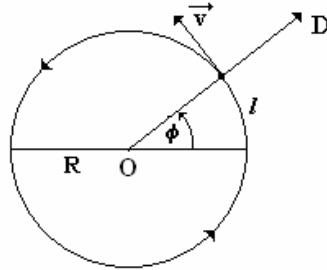


Fig. II.1.1. Ruch jednostajny po okręgu.

Jeżeli w czasie t promień R zakreśla kąt ϕ [rad] taki, że:

$$\phi = \frac{l}{R}$$

to mówimy, że jest to ruch po łuku l okręgu z prędkością kątową ω taką, że:

$$\omega = \frac{\phi}{t}$$

Z powyższego znajdujemy, że: $v = \frac{l}{t} = \omega \cdot R$

Powyższe możemy przedstawić w postaci iloczynu wektorowego:

$$\vec{v} = \vec{\omega} \times \vec{R} = \omega \cdot R \cdot \sin \alpha \cdot \vec{e} \quad (\alpha = 90^\circ)$$

dla zaznaczenia, że wektor prędkości liniowej $\vec{v}$ jest prostopadły tak do prędkości kątowej $\vec{\omega}$ jak i promienia R okręgu. Wektor $\vec{\omega}$ jest prostopadły do płaszczyzny okręgu i przechodzi przez środek O okręgu (Fig. II.1.1.).

W czasie T zwanym okresem ruchu, ciało przebywa drogę równą obwodowi okręgu.

Stąd prędkość liniowa v na obwodzie jest taka, że:

$$v = \frac{2\pi R}{T} = \omega \cdot R = \text{constant} \quad (\text{II.1.5.})$$

gdzie z kolei:

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu = \text{constant}$$

zwane jest prędkością kątową, natomiast ν jest częstotliwością pełnych obiegów po okręgu.

Wobec tego, funkcja stanu ruchu Ω (Eq. II.1.3.), zwana w tym przypadku przyspieszeniem odśrodkowym $\mathbf{a}$ ciała o masie $\mathbf{m}$, ma wartość :

$$\Omega = \mathbf{a} = \frac{v^2}{R} = \frac{4\pi^2}{T^2} R = \omega^2 R = \text{constant}$$

A z powyższego:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{R}{a}} \quad (\text{II.1.6.})$$

Oczywiście, wartość siły odśrodkowej (inercyjnej) jest taka, że (Eq. II.1.4.):

$$\mathbf{D} = \mathbf{m} \cdot \mathbf{a} = \frac{\mathbf{m} \cdot v^2}{R} = \mathbf{m} \cdot \omega^2 \cdot R = \text{constant} \quad (\text{II.1.7.})$$

gdzie wszystkie wielkości fizyczne mają stałą wartość.

Siła inercyjna $\mathbf{D}$ jest równoważona przez przeciwnie skierowaną siłę dośrodkową $\mathbf{D}_n$ działającą wzdłuż promienia $\mathbf{R}$ do środka okręgu.

Zauważmy też, że w równych czasach $t < T$ promień $\mathbf{R}$ zakreśla równe kąty $\phi < 2\pi$ radianów, a tym samym promień $\mathbf{R}$ w równych czasach t zakreśla równe pola $S < \pi R^2$ (porównaj powyższe z treścią II prawa Johanna Keplera!).
Z powyższego wynika oczywista relacja:

$$\frac{t}{T} = \frac{\phi \text{ [rad]}}{2\pi \text{ [rad]}} = \frac{S}{\pi R^2}$$

Wobec tego, kąt ϕ zakreślony przez promień $\mathbf{R}$ w czasie t jest taki, że:

$$\phi = \frac{2\pi}{T} \cdot t = \omega \cdot t$$

Natomiast pole powierzchni S (wycinek pola okręgu) zakreślone w czasie t przez promień $\mathbf{R}$, wynosi:

$$S = \frac{1}{2} \phi \cdot R^2$$

Podobnie mamy dla łuku o długości l :

$$\frac{l}{2\pi R} = \frac{\phi}{2\pi}$$

czyli:

$$l = \phi \cdot R = \omega \cdot R \cdot t$$

Na podstawie powyższej zależności Albert Einstein (1879-1955) uroił t.zw. „ogólną teorię względności”, według której Wszechświat jest... zakrzywiony (sic!), a geometria Euklidesa jest nieprawdziwa (!).

II.2. Dynamika Arystotelesa.

Arystoteles ze Stagiry w Macedonii (384-322 p.n.e.), stąd zwany też Stagirytą. Uczeń Platona, i z kolei nauczyciel Aleksandra Wielkiego.

Najwszechstronniejszy filozof wszech czasów. Autor wielu rozpraw i pism w zasadzie ze wszystkich dziedzin wiedzy. Najbardziej znane to Fizyka oraz późniejsze, obszerne dzieło p.t. Metafizyka, które w zasadzie jest zbiorem wcześniejszych prac.



Po śmierci Aleksandra Wielkiego, Ateńczycy oskarżali Arystotelesa o bezbożność i przygotowywano proces. Procesy tego rodzaju na ogół kończyły się tragicznie dla oskarżanego (wcześniej, bo w 399 r. Sokrates został zmuszony do wypicia trucizny w postaci cykuty). Arystoteles opuścił więc Ateny i schronił się w Chalcis na Eubei, gdzie w rok później zmarł, ponoć na „dolegliwości żołądkowe”.

Filozofia Arystotelesa jest źródłem wiedzy i natchnienia, tak dla chrześcijan jak i mahometan.

Ale nie rozumiana i nie doceniana przez t.zw. „uczonych w piśmie...”, którzy uparcie pomijają milczeniem, że Arystoteles jest twórcą fizyki, a t.zw. fizyka współczesna jest tylko innym, lepszym lub (częściej!) gorszym powtarzaniem...



Arystoteles rozważał ruch jednostajny, dla którego spełniony jest warunek: $\mathbf{v} = \text{constant}$. Inaczej mówiąc, w zależności (II.1.4.) tylko prędkość $\mathbf{v}$ ma wartość stałą. Pozostałe wielkości są zmiennymi. Mamy więc:

$$\frac{\Delta \mathbf{D}}{\Delta \mathbf{v}} = \mathbf{m} \cdot \mathbf{v} = \mathbf{p} = \text{constant}$$

lub:

$$\left. \begin{aligned} \Delta \mathbf{D} &= \mathbf{m} \frac{\mathbf{v}}{\Delta t} = \frac{\mathbf{p}}{\Delta t} \\ \mathbf{p} &= \mathbf{m} \cdot \mathbf{v} = \text{constant} \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.2.1.})$$

gdzie: $\mathbf{p} = \mathbf{m} \mathbf{v}$ zwane jest pędem ciała o masie $\mathbf{m}$.

Z powyższego, mamy także:

$$\left. \begin{aligned} \Delta D &= \frac{m \cdot v^2}{\Delta \lambda} = \frac{E}{\Delta \lambda} \\ E &= \Delta D \cdot \Delta \lambda = m \cdot v^2 = \text{constant} \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.2.2.})$$

Powyższe zależności są formalnym zapisem dynamiki Arystotelesa, który to zapis podany jest tutaj po raz pierwszy w literaturze przedmiotu.

Należy tu zaznaczyć, że w zależności (II.2.2.) wielkość (pęd) p jest parametrem.

Oznacza to, że wartość siły inercjalnej D jest odwrotnie proporcjonalna do wartości czasu $t = 1/v$ (Eq. II.2.1.).

Wielkość: $E = mv^2$ zwana jest w fizyce energią całkowitą ciała materialnego o masie m .

Z powyższych rozważań wprost wynika, że według dynamiki Arystotelesa spełnione są jednocześnie *zasada zachowania pędu* (Eqs II.2.1.) oraz *zasada zachowania energii całkowitej E* (Eq. II.2.2.).

Oznacza to, że powyższe zasady, do których dosyć często odwołują się fizycy, są treścią dynamiki Arystotelesa.

Uwaga: zapis pierwszego równania zależności (II.2.1.) w postaci:

$$D = m \frac{v}{t} = \frac{p}{t}$$

może być, i jest mylący, ponieważ nie wiadomo która z powyższych wielkości fizycznych spełnia rolę parametru, a które z tych wielkości mają charakter zmiennych.

A to z kolei bywa źródłem „tfurczych” interpretacji...

Jednym z istotnych problemów Starożytnych było wyjaśnienie nieregularności ruchów oraz ocena odległości obserwowanych na niebie obiektów zwanych planetami.

Przyjmowano, że planety krążą po różnych orbitach kołowych wokół Ziemi.

Z zależności (II.1.5.) wprost wynika, że im większy promień R orbity, czyli im dalej położona planeta, tym mniejsza prędkość kątowna ω , a tym samym wolniejszy obserwowany ruch na niebie tej planety.

I w ten oto prosty sposób, można było ustalić kolejność planet, licząc od obserwatora.

Łatwo zauważyć, że dynamika Arystotelesa opisuje też propagację ruchu falowego w danym ośrodku, który to ośrodek scharakteryzowany jest przez stałą i izotropową prędkość ruchu falowego: $v = c = \text{constant}$.

Natomiast częstotliwość $\nu \neq \text{constant}$ charakteryzuje źródło drgań.

Mamy więc (patrz także: Eq. II.1.2.):

$$c = \lambda \cdot \nu = \text{constant} \quad (\text{II.2.3.})$$

gdzie λ jest długością fali w danym ośrodku.

„Optymistom” pragniemy zwrócić uwagę, że podobnie jak inni w owych czasach, Arystoteles nie pisał sążnistych „wzorów matematycznych”.

II.3. Dynamika Galileo Galilei.

Galileo Galilei (1564-1642) uważany jest powszechnie za twórcę nowoczesnej fizyki doświadczalnej. Entuzjasta i nieustraszonego propagatora systemu heliocentrycznego Mikołaja Kopernika z Torunia. Kongregacja Indeksu opublikowała w dniu 5 marca 1616 r. dekret, na mocy którego wszystkie dzieła zawierające doktrynę heliocentryczną zostały zakazane, a *De revolutionibus orbium coelestium* zostało „wycofane z obiegu” do czasu skorygowania.



Jednak w 1632 r. Galilei opublikował dzieło znane pod skróconym tytułem „Dialog o dwu najważniejszych układach świata - Ptolemeuszowym i Kopernikowym”. W styczniu 1633 r. Galilei został wezwany do Rzymu, gdzie Święte Oficjum rozpoczęło proces przeciwko... Galileo Galilei.

22 czerwca 1633 r. wydano wyrok całkowicie zakazujący rozpowszechniania Dialogu, a skazaniec w wieku lat siedemdziesięciu i ciężko schorowany, w pokutnym stroju i na kłęczkach musiał odwołać treści tego Dialogu. Ponadto, skazany został na dożywotnie więzienie (ściślej: areszt domowy), a raz na tydzień przez trzy miesiące miał odmawiać siedem psalmów pokutnych.

Dialog pozostał na Indeksie do 1835 r., a więc kilkanaście lat dłużej niż „De revolutionibus” Mikołaja Kopernika.

Rehabilitację Galileo Galilei jako autora Dialogu oraz propagatora systemu kopernikańskiego rozpoczął w 1979 r. papież Jan Paweł II, przemówieniem w Papieskiej Akademii Nauk...



Galileo Galilei rozpatrywał zmianę ruchu danego ciała materialnego pod wpływem działania stałej siły absolutnej (grawitacji): $\mathbf{F} = \text{constant}$.

Z przeprowadzonych doświadczeń dla ciał swobodnie spadających z różnych wysokości h wprost wynikało, że końcowa prędkość spadania v była wprost proporcjonalna do czasu t spadania: $v \sim t$.

Powyższe, na podstawie zależności (II.1.3.), możemy zapisać w postaci:

$$\Omega = \Delta v \cdot \Delta v = \frac{\Delta v}{\Delta t} = \text{constant} \quad (\text{II.3.1.})$$

co określa stałą wartość funkcji stanu ruchu Ω .

Jest to ruch jednostajnie zmienny wzdłuż prostej, dla którego spełniony jest warunek (II.3.1.).

Ponieważ Galileusz przeprowadzał swe eksperymenty na Ziemi, to powyższa zależność definiuje t.zw. przyspieszenie ziemskie g :

$$g = \frac{\Delta v}{\Delta t} = \text{constant} \quad (g = 9,81 \frac{\text{m}}{\text{s}^2})$$

Zmiana ruchu ciała, tak co do wartości jak i kierunku, powoduje powstanie siły inercyjnej $\mathbf{D}$, która przeciwstawia się tej zmianie.

Uwzględniając warunek (II.3.1.), zależność (II.1.4.) należy przepisać w postaci:

$$\mathbf{D} = \mathbf{m} \cdot \boldsymbol{\Omega} = \mathbf{m} \cdot \frac{\Delta \mathbf{v}}{\Delta t} = \text{constant} \quad (\text{II.3.2.})$$

Jeżeli ciało o masie $\mathbf{m}$ zawieszone jest nieruchomo nad powierzchnią Ziemi, to pionowo w górę musi działać siła $\mathbf{D}$, która jest równa i przeciwnie skierowana do siły ciężkości (ciężaru) $\mathbf{F}$ działającej w dół na dane ciało.

Wobec tego, mamy: $\mathbf{D} = \mathbf{m} \cdot \mathbf{g} = \mathbf{F}$, a co zwane jest ciężarem ciała.

W t.zw. „literaturze przedmiotu”, funkcja $\boldsymbol{\Omega}$ według zależności (II.3.1.), oznaczana jest przez $\mathbf{a}$, i zwana jest przyspieszeniem średnim.

Nie jest to prawda. Jest to *przyspieszenie stałe*.

Podobnie, zależność (II.3.2.), przedstawiana jest też jako jeden z zapisów II zasady dynamiki I. Newtona.

Nie jest to prawda. Jest to dynamika Galileo Galilei!

Popularnie opowiada się, że Galileo Galilei udowodnił, że wszystkie ciała spadają jednakowo szybko, niezależnie od ich ciężaru.

Galileusz pisał: „*Ciała z tego samego materiału, lecz o różnych wymiarach spadają z tą samą prędkością. Nie stosuje się to jednak do ciał z różnego materiału*”.

I gdzie indziej („De motu...”): „*Jeżeli upuścić je z wysokiej wieży – to ołów wyprzedzi drewno o dużą odległość*”.

Ergo: prędkość spadania zależy od rodzaju materiału.

Późniejsze eksperymenty wykazały, że powyższe nie jest prawdziwe.

II.4. Dynamika Isaaca Newtona.

Isaac Newton (1642-1727), angielski fizyk i filozof. Starannie wykształcony i o niezwykle szerokich zainteresowaniach. Studiował w Cambridge, gdzie z kolei był profesorem w latach 1669-1701.

Jego główne prace to: *Philosophiae Naturalis Principia Mathematica* (1687) oraz *Optiks* (1704).

Wynalazca i konstruktor teleskopu zwierciadlanego.

Rozwodził zarówno korpuskularny jak i falowy charakter światła, ze wskazaniem jednak własności korpuskularnych.

Znany głównie jako autor trzech zasad dynamiki oraz prawa grawitacji.

Za wybitne osiągnięcia naukowe, uhonorowany tytułem lorda oraz wieloma stanowiskami. Reprezentował swój uniwersytet w Parlamencie.

Wywarł przemożny wpływ na naukę.



Dopiero w pierwszej połowie XX wieku I. Newton stał się celem ataków niejakiego Alberta Einsteina, który „udowadniał”, że wszystko co wymyślił Newton jest przynajmniej częściowo nieprawdziwe i wymaga „poprawek”.

Ponieważ trzech zasad dynamiki ani prawa grawitacji I. Newtona nie można „obalić”, to wobec braku rzeczowej argumentacji naukowej, obecnie celem ataków „urojonych einsteinowców” są rzekome... cechy charakteru I. Newtona, którego przedstawia się wręcz jako... psychopatę.

A to z kolei jest przypisywaniem I. Newtonowi szczególnych cech A. Einsteina...



II.4.1. II zasada dynamiki Isaaca Newtona

Philosophiae Naturalis Principia Mathematica

Sir Isaac Newton

1686

15 Law II. The alteration of motion is ever proportional to the motive force impressed; and is made in the direction of the straight line in which that force is impressed. If any force generates a motion, a double force will generate double the motion, a triple force triple motion, whether that force be impressed altogether and at once, or gradually and successively.

Tak więc, zmiana siły ΔF powoduje proporcjonalną zmianę prędkości Δv .
Możemy to zapisać w postaci:

$$\Delta v \sim \Delta F$$

Zauważmy, że wskazana przez I. Newtona, siła F ma charakter zmiennej niezależnej.
Zgodnie z przyjętą regułą matematyczną, powyższe możemy zapisać w postaci równania:

$$\Delta v = \eta \cdot \Delta F \quad (\text{II.4.1.})$$

gdzie: η – współczynnik proporcjonalności.

Powyższe jest ścisłym zapisem II zasady dynamiki Isaaca Newtona, a cytowanej wyżej.

Zgodnie z zasadą d'Alemberta, samoistnej sile F przeciwdziała siła inercjalna D według zależności (II.1.4.). Mamy więc:

$$\left. \begin{aligned} \Delta D = m \frac{\Delta v}{\tau} = \frac{m}{\tau} \cdot \Delta v = \mu \cdot \Delta v = \Delta F \\ \mu = \frac{m}{\tau} = \text{constant} \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.4.2.})$$

Z zależności (II.4.1.) oraz (II.4.2.) wynika, że: $\eta \cdot \mu = 1$

Zmiana wartości siły $\Delta D = \Delta F$ oraz wynikająca stąd zmiana prędkości Δv zachodzą w jednostce czasu $t = \tau$, który w tym przypadku pełni rolę parametru.

Także w powyższym, masa m danego ciała spełnia rolę parametru.

Kilka uwag.

Zwykle, II zasada dynamiki Isaaca Newtona przedstawiana jest w postaci¹:

$$F = \frac{\Delta p}{\Delta t} = m \frac{\Delta v}{\Delta t} = m \cdot a \quad (\text{II.4.3.})$$

gdzie a oznacza przyspieszenie, definiowane jako: **Rate of increase of velocity with time** (szybkość przyrostu prędkości w czasie).

Jednak zapis (II.4.3.) oznacza, że: $a = \frac{\Delta v}{\Delta t} = \text{constant}$, a tym samym: $F = \text{constant}$.

Ale są to warunki według dynamiki Galileo Galilei (II.3.1.).

Gdzie indziej, czytamy²: **Acceleration = change in speed per unit time.**
(przyspieszenie = zmiana szybkości w jednostce czasu).

Możemy to zapisać w postaci:

$$a = \frac{\Delta v}{\tau}$$

¹ Dictionary of Physics, Compiled and Edited by H. J. Gray, Longmans, Green and Co, London, New York, Toronto, 1958.

² Newton Henry Black, Harvey Nathaniel Davis, *Elementary Practical Physics*, New York, The Macmillan Company, 1949, p. 190.

Poprawnie, powinno być:

$$\Delta a = \frac{\Delta v}{\tau} \quad (t = \tau = \text{constant}) \quad (\text{II.4.4.})$$

zmiana przyspieszenia Δa = zmiana szybkości Δv w jednostce czasu τ .

Definicja przyspieszenia według zależności (II.4.3.) jest niezgodna z definicją według zależności (II.4.4.).

Jeżeli przyjmiemy, że słuszna jest definicja według zależności (II.4.3.), to siła F spełnia rolę parametru:

$$\Delta p = F \cdot \Delta \tau$$

A to, w przypadku dynamiki I. Newtona, nie jest prawdziwe.

Z kolei, uwzględniając definicję przyspieszenia według zależności (II.4.4.), zależność (II.4.3.) można przepisać w postaci:

$$\Delta F = m \frac{\Delta v}{\tau} = m \cdot \Delta a$$

Ale powyższy zapis jest częściowo mylący, ponieważ w zapisie tym ΔF jest zmienną zależną, czyli jest to siła inercjalna według zależności (II.4.2.).

A ponadto, oznaczenie zmiany przyspieszenia jako Δa jest niejednoznaczne, ponieważ a jest funkcją prędkości v oraz czasu t .

A to jest dokładnie inaczej do tego co przedstawiał Sir Isaac Newton!

Jednak będziemy używać zapisu jak wyżej, przy czym zaznaczamy rozróżnienie sił samoistnych oraz bezwładności poprzez odpowiedni zapis: F lub D .

Jak wiadomo, I. Newton nie podał dowodu swych zasad. Dlatego też przedstawia się:

„Newton's three laws of motion cannot be proved. They were arrived at by painstaking observation and measurement, and a great deal of inspiration by Sir Isaac Newton in 1687”.

(„Trzech zasad ruchu nie można udowodnić. Otrzymane one zostały w wyniku starannej obserwacji i pomiarów, oraz dużego natchnienia Sir Isaaca Newtona w 1687”) ¹.

Zależności (II.4.1.) oraz (II.4.2.) są formalnym zapisem II zasady dynamiki Isaaca Newtona, a których pełne wyprowadzenie i uzasadnienie podane jest tutaj po raz pierwszy w literaturze przedmiotu.

Z kolei, III zasada dynamiki I. Newtona wywodzi się z arystotelesowskiego „*Quiquid movetur ab alio movetur*”. Zasady tej nie można dowieść, ponieważ jest treścią absolutnie pierwotnej cechy świata materialnego: *oddziaływania wzajemnego*.

Podobnie, nie można dowodzić I zasady dynamiki I. Newtona, ponieważ ruch oraz utrzymanie stanu ruchu są absolutnie pierwotnymi cechami tego świata materialnego, a co już znacznie wcześniej zauważył Arystoteles ze Stagiry.

¹ Philip Dyke and Roger Whithworth, *Guide to Mechanics*, The Macmillan Press LTD, 1992, p. 34.

II.4.2. Prawo grawitacji.

Już Giovanni Alfonso Borelli (1608-79, włoski fizyk i astronom) wyjaśniał ruch księżyców Jowisza działaniem na nie siły $\mathbf{F}$ odwrotnie proporcjonalnej do kwadratu odległości $\mathbf{R}$ od centralnej planety. Można to zapisać w postaci:

$$\mathbf{F} \cdot \mathbf{R}^2 = \text{constant} \quad (\text{II.4.5.})$$

Z kolei, Robert Hooke (1635-1742) oraz Edmund Halley (1656-1742) prezentowali pogląd, że III prawo J. Keplera powinno wynikać z działania takiej siły.

Ponadto zauważając, że planety krążą wokół Słońca (Arystarch z Samos, Mikołaj Kopernik z Torunia) podobnie jak Księżyc wokół Ziemi, znajdujemy że działanie Słońca na planety jest tego samego rodzaju jak Ziemi na Księżyc.

Wynika stąd, że Słońce może być scharakteryzowane przez masę $\mathbf{M}$, podobnie jak planety przez różne masy $\mathbf{m}$. A to z kolei prowadzi do wniosku, że oddziaływanie mas $\mathbf{M}$ oraz $\mathbf{m}$ jest wzajemne (Arystoteles ze Stagiry, także późniejsza III zasada dynamiki I. Newtona).

Słynne prawo grawitacji, podane przez Sir Isaaca Newtona w 1687 r., ma postać:

$$\mathbf{F} = \mathbf{G} \frac{\mathbf{M} \cdot \mathbf{m}}{\mathbf{R}^2} \quad (\text{II.4.6.})$$

gdzie $\mathbf{M}$ jest masą ciała centralnego, wokół którego krąży po orbicie o promieniu $\mathbf{R}$ satelita o masie $\mathbf{m}$. Przyjmuje się, że stała $\mathbf{G}$ ma charakter uniwersalny, t.zn. jej wartość jest jednakowa dla dowolnego układu planetarnego.

Podobnie jak w przypadku trzech zasad dynamiki, tak i powyższe prawo podane zostało bez dowodu, na podstawie wcześniejszych obserwacji i sugestii. Z tego względu powątpiewano, czy stała $\mathbf{G}$ rzeczywiście ma charakter uniwersalny.

Dalej podamy pełne wyprowadzenie zależności (II.4.6.).

W przypadku ruchu orbitalnego planet, siła grawitacji $\mathbf{F}$ równoważona jest przez siłę inercjalną $\mathbf{D}$. Dla orbit ściśle kołowych i koncentrycznych, spełniony jest warunek: $\mathbf{F} = \text{const.}$ Jest to więc ruch jednostajny po okręgu o promieniu $\mathbf{R}$.

Według zasady d'Alemberta, dla zależności (II.1.4.) oraz (II.4.6.) spełniony jest warunek: $\mathbf{F} = \mathbf{D}$, czyli siła grawitacji $\mathbf{F}$ równoważona jest przez siłę bezwładności $\mathbf{D}$.

Mamy więc:

$$\mathbf{D} = \mathbf{F} = \mathbf{m} \frac{\Delta \mathbf{v}}{\Delta t} = \mathbf{G} \frac{\mathbf{M} \mathbf{m}}{\mathbf{R}^2}$$

Z powyższego znajdujemy:

$$\frac{\Delta \mathbf{v}}{\Delta t} = \mathbf{g} = \mathbf{G} \frac{\mathbf{M}}{\mathbf{R}^2} = \text{constant} \quad (\text{dla } \mathbf{R} = \text{constant})$$

A to dokładnie spełnia warunek (II.3.1.) według dynamiki Galileo Galilei.

II.5. Dynamika Janusza B. Kępki.

II.5.1. Dynamika nieliniowa.

Uwzględniając, że $\mathbf{v} = \lambda \cdot \mathbf{v}$ z zależności (II.1.4.), znajdujemy¹:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{D} &= \mathbf{i} \cdot \mathbf{v}^2 \\ \mathbf{i} &= \frac{\mathbf{m}}{\lambda} = \text{constant} \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.5.1.})$$

lub

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{D} &= \mathbf{j} \cdot \mathbf{v}^2 \\ \mathbf{j} &= \mathbf{m} \cdot \lambda = \text{constant} \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.5.2.})$$

A więc inaczej niż u Arystotelesa, Galileo Galilei oraz Isaaca Newtona.

II.5.2. Moment energii.

Ponieważ: $\mathbf{v}^2 = \lambda^2 \cdot \mathbf{v}^2$, to z zależności (II.4.5.) oraz (II.5.2.), znajdujemy:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{N} &= \mathbf{D} \cdot \lambda^2 = \mathbf{E} \cdot \lambda = \mathbf{m} \mathbf{v}^2 \lambda = \mathbf{m} \cdot \gamma = \mathbf{j} \cdot \mathbf{v}^2 = \mathbf{h} \cdot \mathbf{v} \\ \mathbf{j} &= \mathbf{m} \cdot \lambda = \text{constant} \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.5.3.})$$

co definiuje nową wielkość fizyczną *moment energii* $\mathbf{N}$.

W ogólności, która z wielkości fizycznych w zależności (II.5.3.) przyjmuje stałe wartości, wynika z rozpatrywanego zagadnienia fizycznego. Rozpatrzmy to na kilku przykładach.

II.5.3. Siły samoistne.

Rozpatrzmy przypadek, w którym spełniony jest warunek:

$$\mathbf{N} = \mathbf{F} \cdot \lambda^2 = \text{constant} \quad (\text{II.5.4.})$$

Z powyższego znajdujemy:

$$\mathbf{F} = \frac{\mathbf{N}}{\lambda^2} = \frac{\text{constant}}{\lambda^2} \quad (\text{II.5.5.})$$

Z obserwacji znane są dwa rodzaje sił, których wartości są odwrotnie proporcjonalne do kwadratu odległości. Są to siły elektryczne i grawitacyjne. Istotne jest tu także zauważenie, że siły te nie są funkcją ruchu danego ciała materialnego. Stąd z kolei wynika, że siły te są samoistną i pierwotną cechą materii.

¹ Równania dynamiki nieliniowej według zależności (II.5.1.) oraz (II.5.2.) podane zostały po raz pierwszy w literaturze przedmiotu w książce Janusza B. Kępki – *Ruch absolutny i względny*, Warszawa 1999.

Powyższe jest zgodne z obserwacjami Giovanniego A. Borelliego w przypadku oddziaływań grawitacyjnych (układ planetarny).

Z kolei, w latach 1772-3 Henry Cavendish (1731-1810) udowodnił eksperymentalnie, że oddziaływanie elektryczne jest odwrotnie proporcjonalne do kwadratu odległości między dwoma ładunkami, i to niezależnie od ich wielkości. Jednak prace te nie były znane, i dopiero w 1879 r. opublikował je James Clark Maxwell.

Niezależnie od powyższego i na podstawie przeprowadzonych przez siebie eksperymentów, Charles Augustin Coulomb (1736-1806) podał w 1785 r. wzór na oddziaływanie elektryczne: siła oddziaływania jest odwrotnie proporcjonalna do kwadratu odległości dwu ładunków.

II.5.4. III prawo Johannesesa Keplera.

Zależność (II.5.3.) można przedstawić w postaci:

$$N = mv^2\lambda = m \cdot \omega^2 \lambda^3 = 4\pi^2 m \frac{\lambda^3}{T^2} = m \cdot \gamma \neq 0 \quad (\text{II.5.6.})$$

gdzie: $\omega = 2\pi\nu = \frac{2\pi}{T}$ jest częstotliwością radialną, zwaną też prędkością kątową, a która wyznaczona jest przez czas T obiegu planety po orbicie.

Z zależności (II.5.6.) znajdujemy:

$$\gamma \cdot k = 4\pi^2 = \text{constant} \quad (\text{II.5.7.})$$

$$\text{gdzie:} \quad k = \frac{T^2}{\lambda^3} \quad (\text{II.5.8.})$$

i jest to treść III prawa J. Keplera: *kwadraty okresów T obiegu planet są proporcjonalne do sześciątów ich średnich odległości λ od Słońca.*

Wartości k , a tym samym i wartości γ , są różne dla różnych układów planetarnych, a co wprost wynika z zależności (II.5.7.).

II.5.5. Prawo grawitacji Isaaca Newtona.

Niech odległość między dwoma ciałami o masach m oraz M wynosi λ .

Moment energii ciała m względem ciała M jest taki że: $N = m \cdot \gamma$.

Podobnie, moment energii ciała M względem ciała m , wynosi: $N = M \cdot \Gamma$.

Z powyższego wynika równość momentów energii N oraz spełniony jest warunek (II.5.4.):

$$N = F \cdot \lambda^2 = m \cdot \gamma = M \cdot \Gamma \neq 0 \quad (\text{II.5.9.})$$

A wobec tego:

$$G = \frac{\gamma}{M} = \frac{\Gamma}{m} = \text{constant} \quad (\text{II.5.10.})$$

Stała G odnosi się do dowolnych ciał o masach M oraz m .

W szczególnym przypadku może być, że $M = m$.

Z kolei, z ostatnich dwu zależności, mamy:

$$N = F \cdot \lambda^2 = m \cdot \gamma = M \cdot \Gamma = G \cdot M \cdot m \neq 0$$

A wobec tego:
$$F = G \frac{M \cdot m}{\lambda^2} \quad (\text{II.5.11.})$$

czyli zależność (II.4.6.), czyli prawo grawitacji Isaaca Newtona.

II.5.6. Prawo elektryczności Charlesa Coulomba.

Łatwo zauważyć, że prawo Coulomba (Eq. V.5.8.) dla ładunków Q oraz q można otrzymać w podobny sposób jak prawo grawitacji I. Newtona (Eq. II.5.11.), uwzględniając warunek równości momentów energii N_e według zależności (II.5.9.) oraz wynikający stąd warunek (II.5.10.):

$$N = F \cdot \lambda^2 = q \cdot \gamma = Q \cdot \Gamma \neq 0 \quad \text{oraz} \quad k = \frac{\gamma}{Q} = \frac{\Gamma}{q} = \text{constant}$$

Z powyższego, znajdujemy:
$$F = k \frac{Q \cdot q}{\lambda^2} \quad (\text{II.5.12.})$$

czyli znane prawo elektryczności Charlesa Coulomba.

II.6. Wahadło proste.

Przez wahadło proste rozumiemy ruch oscylacyjny punktu materialnego o masie m po dolnym łuku okręgu o promieniu R , w stałym polu grawitacyjnym $\vec{g} = \text{constant}$.

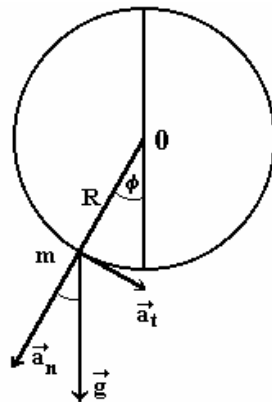


Fig. II.6.1. Rozkład wektora $\vec{g}$ przyspieszenia ziemskiego na składowe $\vec{a}_n$ oraz $\vec{a}_t$. Składowe te nie wyznaczają charakterystycznego punktu na okręgu, względem którego oscyluje cząstka o masie m .

Praktyczną realizacją powyższego jest wprowadzony w ruch ciężarek o masie m zawieszony na nici o długości R .

Zauważmy od razu, iż praktyczna realizacja różni się od definicji wahadła prostego już chociażby z tego względu, że według definicji amplituda wahań spełnia warunek: $\phi < \pi$, podczas gdy praktyczna realizacja ogranicza ruch oscylacyjny do wartości amplitudy $\phi \leq \frac{\pi}{2}$.

Ponadto, wprowadzenie nici wprost sugeruje rozkład wektora $\mathbf{g}$ na dwie składowe: normalną $\mathbf{a}_n$ wzdłuż nici, oraz styczną $\mathbf{a}_t$ do okręgu.

I tak się to czyni, jak to pokazano na rys. II.6.1.

Zauważmy więc, że składowa $\mathbf{a}_n$ nie ma żadnego wpływu na ruch cząstki, lecz określa kształt toru ruchu. Z kolei, kierunek składowej stycznej $\mathbf{a}_t$ jest taki, że cząstka kierowana jest poza tor ruchu!

Z powyższego wprost wynika, że będą poważne trudności przy opisie ruchu oscylacyjnego cząstki po łuku okręgu, w oparciu o składowe $\mathbf{a}_n$ oraz $\mathbf{a}_t$.

I rzeczywiście. Trzeba było stworzyć aż specjalny rachunek formalny, zwany ogólnie funkcjami eliptycznymi, aby po wielce złożonych i specjalnych założeniach oraz wątpliwej zasadności podstawieniach znaleźć wzór na okres T wahadła prostego w postaci:

$$T = 4 \sqrt{\frac{R}{g}} K(k)$$

gdzie:

$$K(k) = \int_0^{\pi/2} \frac{du}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 u}}$$

jest pełną całką eliptyczną pierwszego rodzaju, gdzie z kolei przyjmowany jest warunek:

$$\sin \frac{\phi}{2} = \sin \frac{\Phi}{2} \sin u = k \sin u$$

Wartości funkcji $K(k)$ można obliczyć posługując się rozwinięciem $K(k)$ w szereg potęgowy (wzór Newtona) względem $k \ll 1$, i.e. zakłada się, że k jest dużo mniejsze od jedności, czyli zakładając niewielką amplitudę wahań, nie przekraczającą kilkunastu stopni kątowych.

Rozwijając funkcję $K(k)$ w szereg potęgowy względem $\sin(\phi/2)$, znajdujemy (patrz np.: Szczepan Szczeniowski – FIZYKA DOŚWIADCZALNA, Część I, str. 225, PWN, Warszawa 1972):

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{R}{g}} \left[1 + \left(\frac{1}{2}\right)^2 \sin^2 \frac{\phi}{2} + \left(\frac{1 \cdot 3}{2 \cdot 4}\right)^2 \sin^4 \frac{\phi}{2} + \left(\frac{1 \cdot 3 \cdot 5}{2 \cdot 4 \cdot 6}\right)^2 \sin^6 \frac{\phi}{2} + \left(\frac{1 \cdot 3 \cdot 5 \cdot 7}{2 \cdot 4 \cdot 6 \cdot 8}\right)^2 \sin^8 \frac{\phi}{2} + \dots \right] \quad (\text{II.6.1.})$$

Jak widać, powyższe rozwiązanie jest tak „proste”, że nazwę „wahadło proste” zmieniono na nazwę „wahadło matematyczne”.

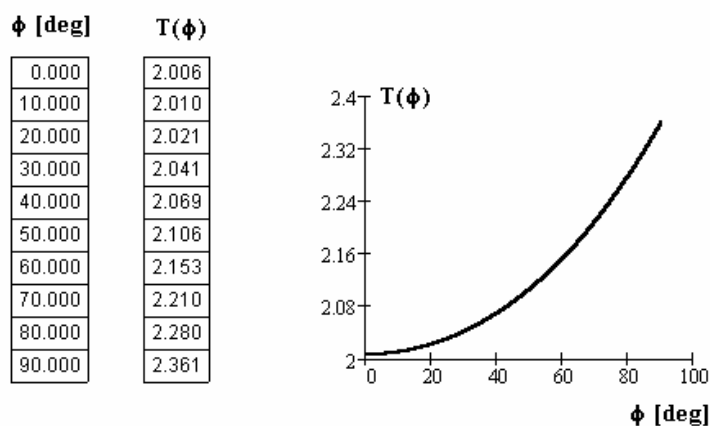


Fig. II.6.2. Okresy $T(\phi)$ wahadła matematycznego według Eq. (II.6.1.)

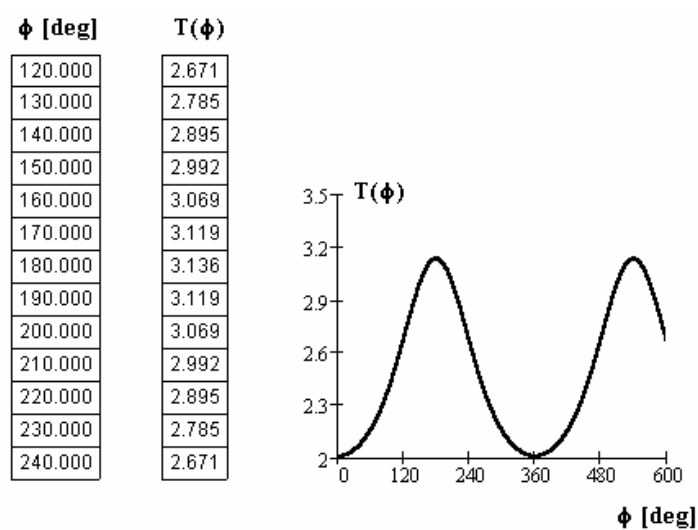


Fig. II.6.3. Okresy $T(\phi)$ wahadła matematycznego według Eq. (II.6.1.).

Obecnie rozpatrzmy przypadek, gdy cząstka $\mathbf{m}$ swobodnie zsuwa się po łuku okręgu w stałym polu grawitacyjnym (Fig. II.6.4.).

Na cząstkę $\mathbf{m}$ działa stała siła ciężkości $\vec{\mathbf{F}} = \mathbf{m} \cdot \vec{\mathbf{g}}$ o stałym pionowym kierunku w dół.

Z rys. (II.6.4.) wprost widać, że tak w przypadku ruchu jednostajnego po okręgu (Eq. II.6.2.), jak i w przypadku swobodnego spadku po łuku okręgu, wektor siły odśrodkowej $\vec{\mathbf{D}} = \vec{\mathbf{F}}$ może być rozłożony na dwie składowe:

$$\left. \begin{aligned} D_{\rho} &= \mathbf{m} \cdot \mathbf{a}_{\rho} = \mathbf{m} \cdot \omega_{\rho}^2 \cdot \mathbf{R} = \mathbf{m} \cdot \mathbf{g} \cdot \cos \frac{\alpha}{2} \\ D_r &= \mathbf{m} \cdot \mathbf{a}_r = \mathbf{m} \cdot \omega_r^2 \cdot \mathbf{R} = \mathbf{m} \cdot \mathbf{g} \cdot \sin \frac{\alpha}{2} \end{aligned} \right\}$$

gdzie: $\mathbf{a}_{\rho}$ oraz $\mathbf{a}_r$ składowe przyspieszenia ziemskiego $\mathbf{g}$ wzdłuż promienia wodzącego ρ oraz promienia $\mathbf{R}$.

Spełniony jest też warunek: $\vec{\mathbf{g}} = \vec{\mathbf{a}}_{\rho} + \vec{\mathbf{a}}_r = \text{constant}$.

Z powyższych zależności, mamy:

$$\left. \begin{aligned} \omega_{\rho}^2 &= \frac{\mathbf{g}}{\mathbf{R}} \cos \frac{\alpha}{2} \\ \omega_r^2 &= \frac{\mathbf{g}}{\mathbf{R}} \sin \frac{\alpha}{2} \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.6.3.})$$

Wielkość ω , zwana częstotliwością kątową lub prędkością kątową, określa częstotliwość pełnych obiegów punktu $\mathbf{m}$ po okręgu. Czas jednego obiegu zwany jest okresem $\mathbf{T}$.

Podobna okresowość występuje w ruchu oscylacyjnym. Czas powrotu do określonego położenia też zwany jest okresem $\mathbf{T}$.

Z rys. II.6.4. wprost widać, że składowe $\vec{\mathbf{a}}_{\rho}$ oraz $\vec{\mathbf{a}}_r$ przyspieszenia $\vec{\mathbf{g}}$ są dokładnie takie same, tak w ruchu jednostajnym po okręgu jak i w ruchu oscylacyjnym po łuku tegoż okręgu.

Z kolei, dla powyższych dwóch ruchów: jednostajnego po okręgu oraz oscylacyjnego po łuku okręgu, wynika równość składowych częstotliwości ω_{ρ} oraz ω_r .

Stąd z kolei wynika równość okresów $\mathbf{T}$. Przyjmując, że:

$$\omega_{\rho} = \frac{2\pi}{\mathbf{T}_{\rho}}$$

to z zależności (II.6.3.), znajdujemy:

$$\left[\frac{2\pi}{\mathbf{T}_{\rho}} \right]^2 = \frac{\mathbf{g}}{\mathbf{R}} \cos \frac{\alpha}{2} \quad (\text{II.6.4.})$$

oraz

$$\left[\frac{2\pi}{T_r} \right]^2 = \frac{g}{R} \sin \frac{\alpha}{2} \quad (\text{II.6.5.})$$

Powyższe rozwiązania na okresy T_p oraz T_r wahadła prostego są sobie dokładnie równoważne, lecz przesunięte w fazie o $\pi/2$.

Na rys. (II.6.5.) oraz (II.6.6.) przedstawiono wykresy dla amplitud według równania (II.6.4.) dla układu współrzędnych biegunowych o początku w H.

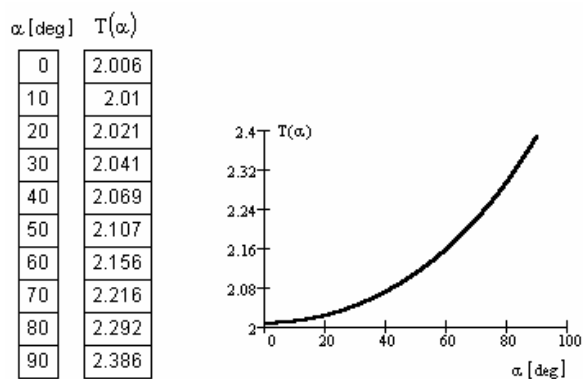


Fig. II.6.5. Okresy T_p według Eq. (II.6.4.).

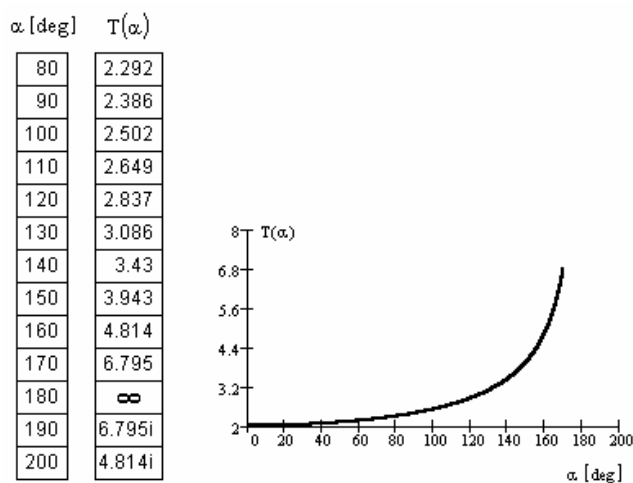


Fig. II.6.6. Okresy T_p według Eq. (II.6.4.)

Zależności (II.6.4.) oraz (II.6.5.) można przedstawić w uproszczonej i praktycznej postaci:

$$\left. \begin{aligned} T_p &= 2\pi \sqrt{\frac{R}{g \cos \frac{\alpha}{2}}} \\ T_r &= 2\pi \sqrt{\frac{R}{g \sin \frac{\alpha}{2}}} \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.6.6.})$$

Dla $\alpha = 0$ [deg] cząstka znajduje w dolnym położeniu **S** (Fig. II.6.4.),

Dla powyższego warunku z pierwszego równania zależności (II.6.6.), znajdujemy:

$$T_p = 2\pi \sqrt{\frac{R}{g}} = \text{constant}$$

co wyznacza okres t.zw. *drgań własnych* układu.

Wyznacza też okres **T** w ruchu jednostajnym po okręgu o promieniu **R**, gdy przyspieszenie odśrodkowe **a_n** jest równe **g** (porównaj z zależnością II.1.6.).

Natomiast z drugiego równania zależności (II.6.6.) znajdujemy, że $T_r = \infty$.

Oznacza to, że cząstka znajduje się w położeniu równowagi trwałej. Jest to stan, w którym nie występuje okresowość ruchu, czyli jest to brak ruchu.

Dla $\alpha = 180$ [deg] cząstka znajduje się w górnym położeniu **H**, i jest to stan równowagi chwiejnej.

W dwu ostatnich wierszach tabeli na rys. II.6.6. jest $i = \sqrt{-1}$. Pod pierwiastkiem występują wartości ujemne.

A to oznacza, że dla $\alpha \geq 180$ [deg] okres ruchu oscylacyjnego wahadła nie istnieje.

Warto zwrócić uwagę, że wartości okresów **T** według równań (II.6.1.) oraz (II.6.6.) są wzajemnie zgodne (z podaną dokładnością) dla wartości kątów mniejszych od **40 deg** (porównaj tabele na rys. II.6.2. oraz II.6.5.).

II.7. Invers-dynamika.

Zauważmy, że wyżej przedstawione dynamiki: Arystotelesa, Galilei, Newtona oraz Kęпки, wywodzą się z założenia (Eq. II.1.4.), że siła $\mathbf{D}$ jest proporcjonalna do funkcji stanu ruchu Ω według definicji (II.1.3.). Przyjęto przy tym warunek:

$$\frac{\mathbf{D}}{\Omega} = m \quad (\text{II.7.1.})$$

co definiuje wielkość fizyczną, zwaną masą m danego ciała materialnego.

Ale w podobny jak wyżej sposób, danemu ciału materialnemu można przypisać inną cechę według definicji:

$$\mathbf{D} \cdot \Omega = m \cdot v^2 \cdot v^2 = \mu \quad (\text{II.7.2.})$$

co definiuje wielkość fizyczną... nieznaną w fizyce.

W celu bliższego wyjaśnienia sensu fizycznego powyższego zapisu, rozpatrzmy co następuje.

Założmy, że prędkość v danego ciała o masie m jest odwrotnie proporcjonalna do działania siły $\mathbf{D}$. Ale jest to „odwrotność” dynamiki Isaaca Newtona (Eqs II.4.2.). Mamy więc:

$$\mathbf{D} \cdot v = \mathbf{D} \cdot \lambda \cdot v = L \cdot v = \frac{L}{\tau} = M = \text{constant} \quad (\text{II.7.3.})$$

gdzie L jest pracą wykonaną w czasie τ przez siłę $\mathbf{D}$ na drodze λ , a co w mechanice zwane jest mocą M układu.

Podobnie założmy, że działanie siły $\mathbf{D}$ jest odwrotnie proporcjonalne do częstotliwości v . Ale jest to „odwrotność” dynamiki Arystotelesa (Eqs II.2.1.). I mamy:

$$\mathbf{D} \cdot v = \frac{\mathbf{D}}{\tau} = \frac{\mathbf{D} \cdot v}{\lambda} = \frac{M}{\lambda} = \text{constant} \quad (\text{II.7.4.})$$

co określa działanie siły $\mathbf{D}$ w czasie τ , czyli moc M układu na drodze λ , a co w mechanice raczej nie jest znane.

To, że dany układ ma moc M jest cenną informacją o tym układzie. Jednak jest to informacja wysoce niekompletna. Powstaje od razu pytanie: jaka jest trwałość (żywołność) układu, czyli jaka jest zdolność układu do utrzymania mocy M w czasie τ ?

Odpowiedź na powyższe znajdziemy mnożąc zależność (II.7.3.) przez wartość częstotliwości v , natomiast zależność (II.7.4.) przez wartość prędkości v . I mamy:

$$\mathbf{D} \cdot v \cdot v = \mathbf{D} \cdot \Omega = \frac{M}{\tau} = \mu$$

czyli zależność (II.7.2.), ale tylko w innym zapisie.

III. Ruch w ośrodku materialnym

III.1. Prawo Stokesa.

Znane jest prawo Stokesa (Sir George Gabriel, 1819-1903) dotyczące oporu F_c cieczy:

$$F_c = 6\pi \eta r v \quad (\text{III.1.1.})$$

gdzie: r promień kulki poruszającej się z prędkością v w cieczy o współczynniku lepkości η .

Ale proporcjonalność siły do prędkości, w tym przypadku siły oporu, jest treścią II zasady dynamiki I. Newtona (Eq. II.4.2.).

Tak więc prawo Stokesa (III.1.1.) jest szczególnym zapisem II zasady dynamiki I. Newtona.

Prawo Stokesa wykorzystywane jest do wyznaczania współczynnika lepkości η danej cieczy przy spadku kulki o promieniu r w stałym polu grawitacyjnym g .

W miarę wzrostu prędkości ciała wzrasta opór ośrodka. Z tego względu maleje przyrost prędkości. W pewnym momencie, przyrost prędkości jest równy zero, a kulka porusza się ruchem jednostanym prostoliniowym.

Dla określonej wartości prędkości $v = \text{constant}$, opór ośrodka F_c staje się dokładnie równy różnicy ciężaru kulki mg oraz ciężaru wypartej cieczy $m'g$.

Tym samym, spełniony jest warunek I zasady dynamiki Isaaca Newtona.

I tak na przykład, w stałym polu grawitacyjnym, wzór Stokesa przyjmuje postać:

$$6\pi \eta r v = (m - m')g = \text{constant} \quad (\text{III.1.2.})$$

gdzie: g – stała grawitacji;

m – masa kulki o promieniu R , i poruszającej się ze stałą prędkością $v = \text{constant}$ w ośrodku materialnym o współczynniku lepkości η ;

$m' = \rho \cdot V$ – masa wypartej cieczy o gęstości ρ i objętości V równej objętości kulki.

W powyższym wykorzystane jest prawo Archimedesesa.

Z zależności (III.1.2.) możemy wyznaczyć wartość współczynnika lepkości η danej cieczy.

Jak wynika z doświadczenia, prawo Stokesa (Eq. III.1.1.) jest z dosyć dobrym przybliżeniem słuszne, ale dla niewielkich prędkości v .

Jest to wykorzystywane właśnie do wyznaczania współczynnika lepkości cieczy według zależności (III.1.2.), co wcale nie oznacza – jak niektórzy optymistycznie sądzą, że ściśle jest prawo Stokesa według zależności (III.1.1.).

Jednak według prawa J.B. Kępki (Eqs II.5.1.), opór ośrodka jest funkcją kwadratu prędkości danej cząstki materialnej w danym ośrodku materialnym, a co także potwierdzone jest odpowiednio precyzyjnymi eksperymentami.

Powyższe oznacza, że prawo Stokesa według zależności (III.1.1.) ma charakter przybliżony.

III.2. Ciśnienie i opór ośrodka materialnego.

Ośrodek materialny może być scharakteryzowany przez chaotyczny ruch cząstek tworzących ten właśnie ośrodek, zwany dalej w skrócie **M-space**. Można przyjąć, że średnia wartość prędkości cząstek w ruchu chaotycznym wynosi **w**. Jest to prędkość wzajemna. Natomiast $\lambda = \textit{invariant}$ jest średnią odległością między cząstkami.

Jeżeli obiekt materialny **O** jest nieruchomy w tak zdefiniowanej przestrzeni, to ze wszystkich stron działają na niego jednakowe siły **D** wynikające z uderzeń cząstek o masy **m**, z pewną charakterystyczną dla danego ośrodka częstotliwością **v**. Według dynamiki Janusza B. Kępi i z zależności (II.5.1.), znajdujemy:

$$D = i \cdot w^2 = i \cdot \lambda^2 \cdot v^2 \quad (w = \lambda \cdot v)$$

A z powyższego:

$$p = \frac{D}{\lambda^2} = i \cdot v^2 \quad (\text{III.2.1.})$$

co definiuje ciśnienie **p** proporcjonalne do kwadratu częstotliwości **v**.

Jest to ciśnienie jakie ze wszystkich stron wywiera ośrodek na ciało nieruchome w tym ośrodku.

Jeżeli jednak obiekt **O** porusza się w **M-space** ze stałą prędkością **v = constant**, to względem tego obiektu zmieniają się prędkości cząstek oraz częstotliwości ich uderzeń. Tym samym, zmienia się ciśnienie:

$$p_r = \frac{D_r}{\lambda^2} = i \cdot f^2 \quad (\text{III.2.2.})$$

Z powyższych zależności wprost wynika, że wartość ciśnień **p** oraz **p_r** jest proporcjonalna do masy **m** cząsteczek danego ośrodka materialnego.

Pomijając bardziej szczegółową dyskusję, należy zwrócić uwagę, że „widziana” odległość λ między kolejnymi cząstkami uderzającymi w dane ciało, jest niezmiennicza: $\lambda = \textit{invariant}$, czyli nie zależy od ruchu tego ciała, co jest oczywiste. Natomiast zmienia się prędkość oraz częstotliwość uderzeń tych cząsteczek.

Podobnie jest w przypadku znanego efektu Dopplera dla poruszającego się obserwatora.

Zwróćmy też uwagę, że powierzchnia λ^2 nie jest dowolnie ustaloną powierzchnią.

A to może prowadzić do trochę innej definicji ciśnienia, a podawanej w podręcznikach.

W nowej wersji definicji ciśnienia należy uwzględnić gęstość danego ośrodka materialnego, czyli uwzględnić średnią wzajemną odległość λ między cząsteczkami danego ośrodka.

Ciśnienie ma charakter dynamiczny, zgodnie z zależnościami (III.2.1.) oraz (III.2.2.).

Z zależności tych, znajdujemy:

$$p_r = p \frac{f^2}{v^2} = p \cdot K_r^2 \quad (\text{III.2.3.})$$

oraz

$$\Delta p = (p_r - p) = p(K_r^2 - 1) \quad (\text{III.2.4.})$$

W powyższych dwu zależnościach (porównaj z transformacją (IX.1.1.)):

$$K_r = \frac{f}{v} = \beta_r \cos \delta + \sqrt{1 - \beta_r^2 \sin^2 \delta} \quad (\text{III.2.5.})$$

gdzie: $\beta_r = \frac{v}{w}$;

v – prędkość ciała w danym ośrodku materialnym;

w – średnia prędkość cząstek ośrodka w ruchu chaotycznym tych cząstek;

δ – „widziany” kierunek ruchu cząstek danego ośrodka względem osi ruchu v ciała poruszającego się w tym ośrodku.

Należy mieć na uwadze, że prędkość v obiektu w danym ośrodku materialnym odnosi się do średniej prędkości w cząstek danego ośrodka w ich ruchu chaotycznym: $\beta_r = v/w$.

Rozkład kątowy ciśnień p_r oporu ośrodka w funkcji kąta obserwacji δ w układzie obserwatora (ciała poruszającego się w tym ośrodku), został przedstawiony na poniższych rysunkach.

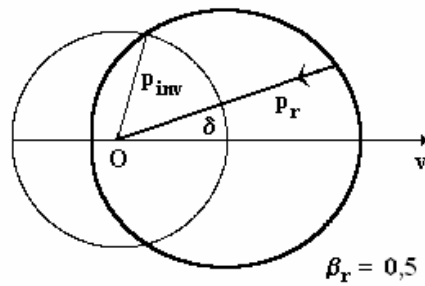


Fig. III.2.1. Rozkład kątowy ciśnień p_r według zależności (III.2.3.).

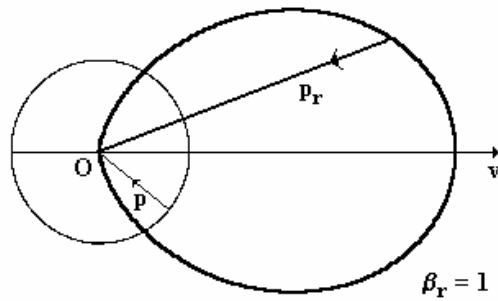


Fig. III.2.2. Rozkład kątowy ciśnień p_r dla prędkości krytycznej $\beta_r = 1$.

III.3. Fale uderzeniowe Macha.

Ernst Mach (1838-1916, austriacki fizyk, psycholog i filozof) podał dosyć wyczerpujące wyjaśnienie efektów wynikających z nadźwiękowego ruchu ciał materialnych.

Z doświadczenia wprost wynika, że jeżeli obiekt **O** porusza się w ośrodku materialnym, to generuje w tym ośrodku ruch falowy.

Tym samym, poruszający się obiekt **O** ma cechę źródła drgań, dla którego transformacje (IX.2.1.) spełnione są dla warunku: $\beta_S = \beta_M > 0$.

Na rys. (III.3.1.) przedstawiono szczególny przypadek, gdy obiekt **O** porusza się z prędkością krytyczną $\beta_M = 1$.

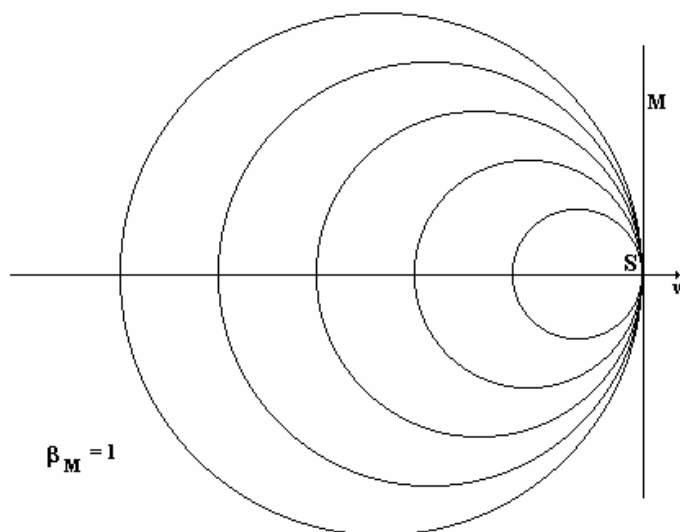


Fig. III.3.1. Punktowa fala uderzeniowa w przypadku ruchu obiektu **O** z prędkością krytyczną $\beta_M = 1$.

Obiekt **O** znajduje się we wspólnym punkcie styczności czoł fal generowanych przez ten obiekt. Punkt styczności fal stanowi sobą t.zw. punktową falę uderzeniową o bardzo wysokiej amplitudzie.

W przypadku ruchu krytycznego ($\beta_M = 1$) fale interferują w jednym punkcie (Fig. III.3.1.). Natomiast w przypadku ruchu nadkrytycznego ($\beta_M > 1$) fale interferują w różnych miejscach (Fig. III.3.2.). Obwiednia tych miejsc, zaznaczona w dolnej części rysunku, wraz z obszarem wewnętrznym tworzy czoło fali uderzeniowej, które formuje się za źródłem.

Czoło fali uderzeniowej za źródłem jest obwiednią stożka o kącie rozwarcia $2(\pi - \delta_M)$, jak to przedstawiono na rys. III.3.2.

Półprosta **M** (górna część rys. III.3.2.) zwana jest linią Macha, lub tworzącą stożka Macha, i nachylona jest po kątem δ_M do osi ruchu obiektu **O**. Kąt δ_M zwany jest kątem Macha. Natomiast $\beta_M \geq 1$ zwane jest liczbą Macha.

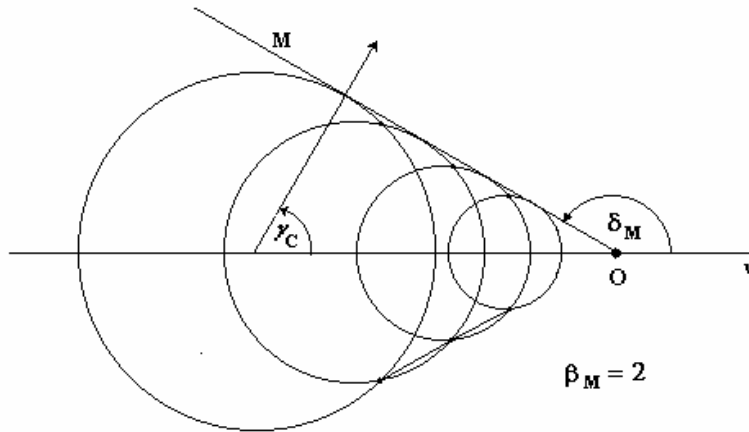


Fig. III.3.2. Struktura fali uderzeniowej dla prędkości nadkrytycznych.

Zauważmy, że czoło fali uderzeniowej (dolna część rys. III.3.2.) nie pokrywa się z linią Macha **M** (górna część rys. III.3.2.). Wynika to z geometrii położenia poszczególnych punktów interferencyjnych.

Zaznaczony na rys. III.3.2. kąt γ_C zwany jest kątem Czerenkowa. Kąt ten określa kierunek ruchu czoła fali uderzeniowej.

Na koniec zauważmy, że rysunki III.3.1. oraz III.3.2., a zapożyczone z t.zw. literatury przedmiotu, są ładne, ale... tylko częściowo prawdziwe.

Otóż, poruszający się obiekt **O** nie generuje ruchu falowego o określonej częstotliwości ν , a tym samym o określonej długości fali λ , ponieważ nie jest samoistnym źródłem drgań!

Poruszający się z prędkością nadkrytyczną obiekt **O** powoduje silne, lokalne zaburzenie ośrodka materialnego. Przed obiektem następuje silne zagęszczenie ośrodka. Natomiast za obiektem **O** powstaje lokalnie (prawie)próżnia, która natychmiast jest wypełniana cząstkami ośrodka. Powstaje więc silny przepływ cząstek ośrodka do tego obszaru.

Zaburzenie to rozchodząc się w ośrodku tworzy coś podobnego do fali.

Im dalej od miejsca zaburzenia, tym bardziej podobne to do fali.

IV. Ruch absolutny ciał materialnych

Przestrzeń, w której prędkość światła c jest stała i izotropowa, nazywamy tutaj przestrzenią absolutnie absolutną (**AA-space**). Światło ma wszystkie cechy ruchu falowego. Zauważmy, że stała i izotropowa prędkość c światła *in vacuo* jest cechą ruchu falowego, a nie jest cechą ruchu ciał materialnych.

W **AA-space** znajdują się ciała materialne, których naturalną cechą jest ruch oraz inercja, czyli naturalna zdolność utrzymywania stanu ruchu tak co do wartości jak i kierunku. Miarą bezwładności ciał materialnych jest masa m .

W powyższym sensie, masa m jest absolutnie absolutną cechą ciał materialnych.

Ponieważ podstawową cechą tego świata materialnego jest ruch ciał materialnych, to ruch tych ciał w **AA-space** jest ruchem absolutnym w przestrzeni absolutnie absolutnej.

Przestrzeń, w której nie ma ciał materialnych zwana jest też *vacuum* (próżnia).

W ogólności, przez ruch absolutny należy rozumieć ruch danej cząstki materialnej w danym ośrodku, którego cechą jest stała i izotropowa prędkość ruchu falowego w tym ośrodku.

IV.1. Układy inercjalne i nieinercjalne.

Inaczej, a raczej odwrotnie do definicji w t.zw. „literaturze przedmiotu”, definiujemy:

układ inercjalny – układ, w którym występują lub mogą występować siły inercjalne.

Ponieważ absolutnie pierwotną cechą **tego** świata materialnego jest ruch, to świat ten jest inercjalny.

Układem inercjalnym jest więc każdy układ materialny.

układ nieinercjalny – układ, w którym nie występują siły inercjalne.

Z tego względu, układowi temu nie możemy przypisać szczególnej cechy bezwładności, czyli masy m .

Jest to więc układ, który nie jest zbudowany z cząstek materialnych.

Stąd z kolei określenie: **świat niematerialny**.

Zauważmy też, że podobnego rozróżnienia jak wyżej dokonał Arystoteles ze Stagiry:

„Si igitur non est aliqua diversa substantia praeter natura consistences, physica erit prima scientia”.

„Otóż, jeśli nie byłoby żadnej innej substancji poza tymi, które są wytwarzane przez naturę, to fizyka byłaby wiedzą pierwszą” (Metafizyka, VI,2).

Powyższe warto też porównać z dowodem św. Tomasza z Akwinu na istnienie Boga.

Tak więc, nauki przyrodnicze, w tym fizyka, zajmują się światem inercjalnym (materialnym), natomiast wszystkie religie – światem nieinercjalnym, czyli światem niematerialnym.

A to z kolei narzuca diametralnie różne metody badawcze.

Dalej wskażemy bezpośrednie dowody istnienia świata niematerialnego.

IV.2. Efekt Coriolisa.

Załóżmy, że na wirującej tarczy z prędkością kątową $\omega = \text{constant}$ ciało o masie m przemieszcza się ze stałą prędkością $v_r = \text{constant}$ od punktu 0 wzdłuż promienia r tarczy. Ponieważ zmienia się promień r od osi obrotu tarczy, to także zmienia się wartość siły odśrodkowej D_o .

W nieruchomym układzie odniesienia, czyli poza wirującą tarczą, tor ruchu punktu materialnego m odwzorowywany jest jako krzywa zwana spiralą Archimedes¹ (Fig. IV.2.1.).

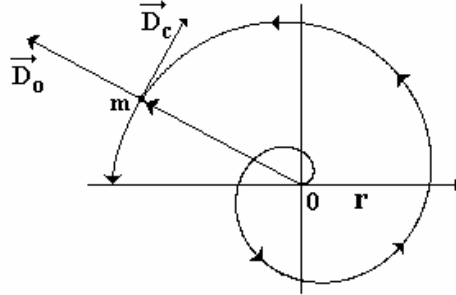


Fig. IV.2.1. Obserwowany tor ruchu ciała o masie m wzdłuż spirali Archimedes¹ w nieruchomym układzie odniesienia. Tarcza obraca się w lewo.

Równanie spirali Archimedes¹ we współrzędnych biegunowych ma postać:

$$r = \frac{v_r}{\omega} \cdot \phi \quad (\text{IV.2.1.})$$

gdzie r jest odległością (promieniem wodzącym) punktu materialnego m od osi obrotu, oraz:

$\frac{v_r}{\omega}$ jest parametrem spirali Archimedes¹.

W nieruchomym układzie odniesienia, czyli poza tarczą, v_s jest prędkością punktu materialnego po spirali Archimedes¹.

Prędkość v_s jest złożeniem stałej prędkości $v_r = \text{const}$ wzdłuż promienia r okręgu oraz prędkości $v \neq \text{const.}$ po okręgach o różnych promieniach $r \neq \text{const.}$:

$$\vec{v}_s = \vec{v} + \vec{v}_r \quad (\text{IV.2.2.})$$

W dyskutowanym przypadku jest, że prędkość v_s wzrasta wraz ze wzrostem r .

A to oznacza, że prędkość v_s jest proporcjonalna do odległości r .

A to z kolei oznacza, że v_s jest prędkością w ruchu jednostajnie przyspieszonym po spirali.

¹ Archimedes z Syrakuz, (ok. 287 – ok. 212 przed Chr.), przez niektórych uważany za najwybitniejszego fizyka, matematyka i wynalazcę Starożytności. Podał sposób wykreślenia stycznej do spirali zwanej obecnie „spiralą Archimedes¹” i wskazał, że może być użyta do rozwiązania t.zw. „kwadratury koła”. Na tej podstawie podał oszacowanie liczby π z dokładnością do drugiego miejsca po przecinku.

„Spirala Archimedes¹” znana już była znacznie wcześniej w okresie (III-II tysiąclecie przed Chr.) kultury minojskiej (wyspa Kreta). Na słynnym dysku z Fajstos (okrągła płytka gliniana o średnicy ok. 16 cm) rozmieszczone są znaki piktograficzne (obrazki) wzdłuż „spirali Archimedes¹”. Znaków tych nie udało się rozszyfrować. Jest to jedna z większych „zagadek” Starożytności.

Z zależności (IV.2.2.), znajdujemy:

$$\mathbf{v}_s^2 = (\bar{\mathbf{v}} + \bar{\mathbf{v}}_r)^2 = v^2 + 2 \bar{\mathbf{v}} \cdot \bar{\mathbf{v}}_r + v_r^2 = v^2 + 2 \boldsymbol{\omega} \bar{\mathbf{r}} \cdot \bar{\mathbf{v}}_r + v_r^2$$

Uwzględniając powyższe, wartość siły działającej wzdłuż spirali Archimedesesa jest taka, że:

$$\mathbf{D}_s = m \frac{\mathbf{v}_s^2}{\mathbf{r}} = m \frac{(v + v_r)^2}{\mathbf{r}} = m \frac{v^2}{\mathbf{r}} + m(2 \boldsymbol{\omega} v_r) + m \frac{v_r^2}{\mathbf{r}}$$

W powyższym: $\mathbf{D}_o = m \frac{v^2}{\mathbf{r}} \neq \text{constant}$ jest siłą odśrodkową wzdłuż promienia $\mathbf{r}$.

Natomiast: $\mathbf{D}_r = m \frac{v_r^2}{\mathbf{r}}$ jest siłą oporu wzdłuż promienia $\mathbf{r}$ w wyniku ruchu obrotowego tarczy.

Siła

$$\bar{\mathbf{D}}_C = 2m \boldsymbol{\omega} \times \bar{\mathbf{v}}_r \quad (\text{IV.2.3.})$$

zwana jest siłą inercjalną (bezwładności) Coriolisa¹.

Wyrażenie:

$$\bar{\mathbf{a}}_C = 2 \boldsymbol{\omega} \times \bar{\mathbf{v}}_r \quad (\text{IV.2.4.})$$

zwane jest przyspieszeniem Coriolisa.

Wektor $\boldsymbol{\omega}$ jest prostopadły do płaszczyzny tarczy i przechodzi przez punkt obrotu. Tym samym, wektor $\bar{\mathbf{v}}_r$ jest prostopadły do wektora $\boldsymbol{\omega}$. Wobec tego, mamy:

$$\boldsymbol{\omega} \times \bar{\mathbf{v}}_r = \boldsymbol{\omega} \cdot \mathbf{v}_r \cdot \sin 90^\circ = \boldsymbol{\omega} \cdot \mathbf{v}_r$$

Powyższe zapisy oznaczają, że siła Coriolisa $\bar{\mathbf{D}}_C$ jest prostopadła do prędkości kątowej $\boldsymbol{\omega}$ oraz prędkości liniowej $\bar{\mathbf{v}}_r$ (Fig. IV.2.1.). To samo dotyczy przyspieszenia $\bar{\mathbf{a}}_C$.

Dla powyższego warunku, zależności (IV.3.3.) oraz (IV.3.4.) można przepisać w postaci:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{D}_C &= 2m \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}_r \\ \mathbf{a}_C &= 2 \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}_r \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV.2.5.})$$

Dla $\mathbf{v}_r = \mathbf{0}$ jest $\mathbf{a}_C = \mathbf{0}$. Ciało m nie porusza się wzdłuż promienia $\mathbf{r}$, i w takim przypadku siła Coriolisa nie występuje.

Jeżeli ciało o masie m oddala się od punktu obrotu $\mathbf{0}$, czyli wartość $\mathbf{r}$ wzrasta, to kierunek siły $\mathbf{D}_C$ jest przeciwny do kierunku obrotu promienia $\mathbf{r}$ (Fig. IV.2.1.).

Natomiast, jeżeli ciało m porusza się do punktu obrotu $\mathbf{0}$, czyli wartość $\mathbf{r}$ maleje, to kierunek siły $\mathbf{D}_C$ jest zgodny z kierunkiem obrotu promienia $\mathbf{r}$ (Fig. IV.2.2.).

¹ Gaspard Gustave de Coriolis (1792-1843), francuski inżynier i matematyk, członek Francuskiej Akademii Nauk. W 1835 r. podał teorię ruchu względnego w wirującym układzie odniesienia. Obecnie znane m.in. jako przyspieszenie Coriolisa oraz siła Coriolisa.

W tym z kolei przypadku, ciało m porusza się wzdłuż spirali Archimedesesa w kierunku przeciwnym (Fig. IV.2.2.).

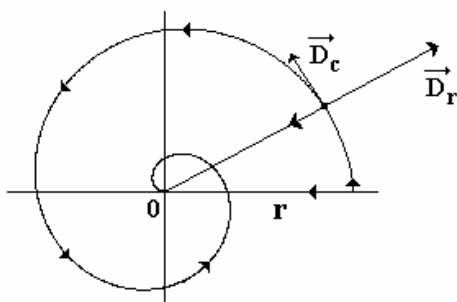


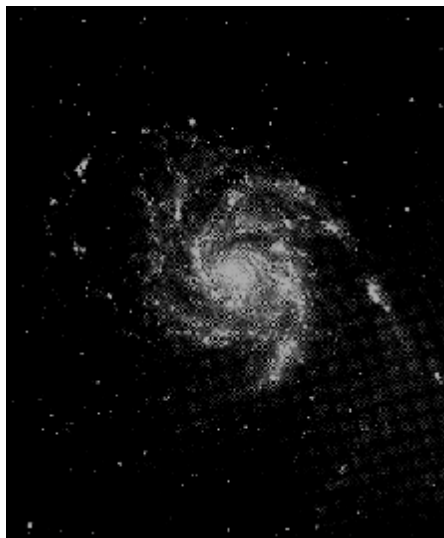
Fig. IV.2.2. Pozorny ruch ciała w nieruchomym układzie wzdłuż spirali Archimedesesa, gdy w układzie inercyjnym ruch ciała jest do punktu 0 osi obrotu układu inercyjnego (maleje promień r).

Galaktyki spiralne.

Jeżeli wirujący obiekt materialny wyrzuca na zewnątrz cząstki o jednakowych prędkościach, to cząstki te rozłożone są na spirali Archimedesesa. Obserwowane jest to w postaci galaktyk spiralnych.



Odległość: ok. 2,5 miliona lat świetlnych



ok. 1,25 miliona lat świetlnych.

Spiralne mgławice w konstelacji Wielkiej Niedźwiedzicy.

Spiralna mgławica w konstelacji
Warkocza Bereniki.
Odległość ok. 3,5 miliona
lat świetlnych.

Photographs by Dr. Ritchey,
with the 60-inch reflector
of the Mount Wilson Observatory,
1910, March, April.



Wirujący układ odniesienia.

Założmy obecnie, że w nieruchomym układzie, czyli w t.zw. układzie nieruchomego obserwatora, ciało o masie m porusza się ze stałą prędkością v_r wzdłuż promienia r okręgu.

Jeżeli w nieruchomym układzie ciało porusza się **od** punktu 0 , to w wirującym układzie obserwatora tor ruchu tego ciała obserwowany jest wzdłuż spirali Archimedesesa (Fig. IV.2.3.).

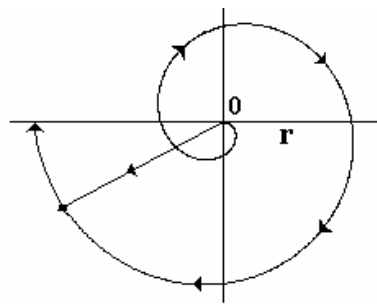


Fig. IV.2.3. Pozorny ruch ciała w wirującym układzie obserwatora.
W nieruchomym układzie obserwatora ciało porusza się wzdłuż
promienia r ze stałą prędkością v_r .

Natomiast, jeżeli ciało porusza się **do** punktu 0 , to w wirującym (inercjalnym) układzie obserwatora kierunek ruchu po spirali jest przeciwny.

W obydwu powyższych przypadkach, w nieruchomym układzie **nie występują żadne siły powodujące zmianę ruchu, tym samym nie występują siły inercyjne!**

Natomiast w wirującym układzie odniesienia, obserwator z krzywizny obserwowanego toru ruchu cząstki domniemywa, że na ciało to działają siły powodujące zmianę ruchu, tak co do wartości jak i kierunku. I dokonuje odkrycia (nieznanych) sił... , w tym nadprzyrodzonych.

Przestrzenny układ inercjalny.

Leżące w jednej płaszczyźnie koncentryczne okręgi o różnych promieniach r można „rozłożyć przestrzennie” na kuli o promieniu R .

W przypadku kuli ziemskiej, okręgi te zwane są równoleżnikami (Fig. IV.2.4.).

Okręgi prostopadłe do równoleżników zwane są południkami.

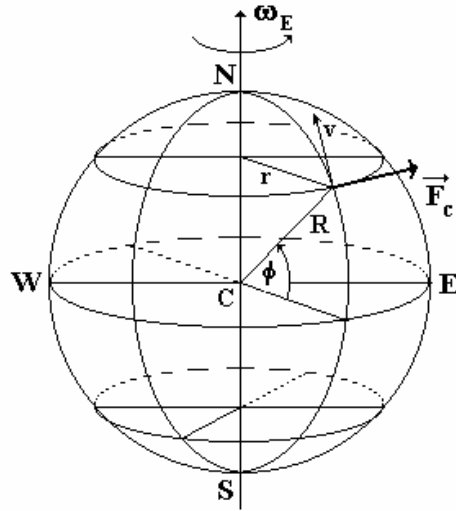


Fig. IV.2.4. Rozkład okręgów o różnych promieniach r wzdłuż osi obrotu $\vec{\omega}_E$ Ziemi.

Jeżeli ciało o masie m porusza się po powierzchni Ziemi wzdłuż południka, to jego wektor prędkości $\vec{v}$ jest prostopadły do promienia R Ziemi, oraz tworzy kąt ϕ z osią obrotu $\vec{\omega}_E$ Ziemi.

Wektor prędkości $\vec{v}$ można rozłożyć na dwie składowe: $\vec{v}_r$ wzdłuż promieni r , oraz $\vec{v}_h$ równoległe do osi obrotu ω_E Ziemi.

Składowa prędkości v_r wzdłuż różnych promieni r pod różnymi szerokościami geograficznymi ϕ jest taka, że:

$$v_r = v \sin \phi$$

Wobec tego, zależności (IV.2.5.) można przepisać w postaci:

$$\left. \begin{aligned} D_C &= 2 m \omega_E v \sin \phi \\ a_C &= 2 \omega_E v \sin \phi \end{aligned} \right\} \quad (IV.2.6.)$$

Jeżeli na przykład, na półkuli północnej poruszamy się wzdłuż południka od równika do bieguna N, to zmniejsza się nasza odległość od osi $\vec{\omega}_E$ obrotu Ziemi, lub inaczej mówiąc, przechodzimy kolejno na okręgi o coraz mniejszych promieniach r .

Tym samym, zwiększa się wartość składowej prędkości v_r .

Z tego względu, zwiększa się siła Coriolisa skierowana na wschód (porównaj z rys. IV.2.2.).

Rzeki płynące z południa na północ (półkula północna) „unoszone są” na wschód, stąd ich prawe brzegi są rozmywane, a nawet prowadzi to do przesunięcia koryta tych rzek na wschód. Na przykład, bardzo wyraźnie widać to w Warszawie, gdzie prawy brzeg Wisły jest wyraźnie rozmywany. Mało tego, koryto tej rzeki zostało przesunięte od Górnego Mokotowa o kilka kilometrów na wschód.

Natomiast, jeżeli będziemy poruszać się w kierunku przeciwnym, czyli z północy na południe, to efekt będzie odwrotny: zmniejsza się wartość składowej prędkości v_r , a siła Coriolisa będzie działać na zachód (porównaj z rys. IV.2.1.).

Identycznie jest, gdy na półkuli południowej poruszamy się na...południe (S), lub odwrotnie.

Stałe wiatry, zwane passatami, wiejące do równika, odchylane są w kierunku południowo-zachodnim na półkuli północnej i w kierunku północno-zachodnim na półkuli południowej. Jest to jeden z bezpośrednich dowodów ruchu wirowego Ziemi.

Na zakończenie tej części rozważań należy zaznaczyć, że siła Coriolisa jest siłą pozorną. Ciało przemieszczając się wzdłuż południka zachowuje stałą prędkość względem układu absolutnie absolutnego **AA-space**, a tym samym stały pęd $\vec{p} = m \cdot \vec{v} = \text{constant}$, jaki ciało to uzyskało na danym równoleżniku.

Na innym równoleżniku, odpowiada inna wartość pędu tego ciała. Względna różnica tych pędów daje w efekcie pozorną zmianę pędu w czasie, czyli wartość siły Coriolisa.

W przestrzeni absolutnie absolutnej **AA-space** siła Coriolisa nie występuje.

Siła Coriolisa jest bezpośrednim dowodem zachowania prędkości (ruchu), tak co do kierunku jak i wartości, ciał materialnych w przestrzeni kosmicznej.

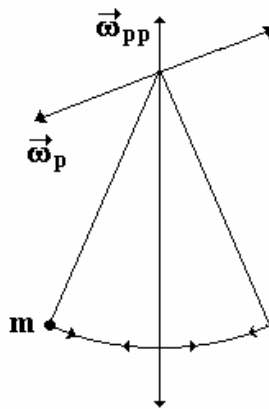
Jest to przestrzeń absolutnie absolutna (**AA-space**), w której prędkość c światła jest stała i izotropowa. Przestrzeń ta zwana też jest eterem.

IV.3. Wahadło Foucault.

W praktycznym wykonaniu, wahadło proste jest to układ, w którym ciało o możliwie dużej masie m zawieszone jest na możliwie cienkiej nici. Ciało to może wykonywać ruch oscylacyjny względem punktu położenia równowagi. Przez punkt ten oraz punkt zawieszenia przechodzi oś $\vec{\omega}_{pp}$ płaszczyzny wahań.

Prostopadle do płaszczyzny wahań przechodzi oś $\vec{\omega}_p$ ruchu oscylacyjnego, jak to pokazano na rys. obok.

Obrót płaszczyzny wahań wokół osi $\vec{\omega}_{pp}$ jest jednocześnie obrotem osi ruchu oscylacyjnego $\vec{\omega}_p$ wahadła.



W kwietniu 1851 r. w Paryskim Obserwatorium Léon Foucault¹ po raz pierwszy publicznie zademonstrował szczególne działanie wahadła jako efekt działania siły Coriolisa. Wahadło mogło swobodnie obracać się w płaszczyźnie pionowej wahań i jednocześnie było zaopatrzone w mechanizm umożliwiający skuteczne eliminowanie tłumienia wahań w wyniku oporu powietrza.

Za pomocą przez siebie skonstruowanego wahadła Foucault bezpośrednio zademonstrował ruch rotacyjny Ziemi.

W kilka tygodni później, wahadło o długości 67 metrów i ciężarku o masie 28 kg zostało uruchomione w Panthéonie w Paryżu.

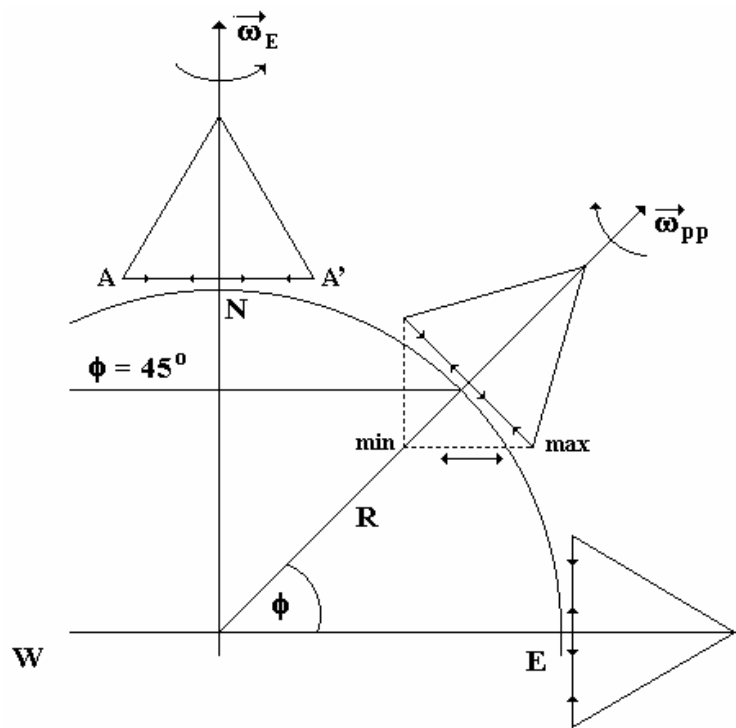


Fig. IV.3.1. Wahadło Foucault pod różnymi szerokościami geograficznymi ϕ .

¹ Jean Bernard Léon Foucault (1819-1868), fizyk francuski; głównie zajmował się opracowaniem metod pomiaru prędkości światła w (hipotetycznym) eterze. W 1850 r. wykonał pomiar prędkości absolutnej (w hipotetycznym eterze) światła, sugerowaną przez Arago metodą wirującego zwierciadła. Wykazał też, że prędkość światła jest mniejsza w wodzie niż w powietrzu, tym samym wykazując prawdziwość teorii falowej światła, w przeciwieństwie do teorii korpuskularnej. Odkrywcą łuku węglowego (między elektrodami węglowymi) oraz prądów wirowych (znane obecnie jako prądy Foucault), prądów indukcyjnych w metalach wywołanych zmiennym polem magnetycznym. Od 1855 zatrudniony jako fizyk w Paryskim Obserwatorium.

Załóżmy, że umieściliśmy wahadło dokładnie na biegunie N Ziemi. W położeniu równowagi drut na którym zawieszony jest ciężarek wyznacza oś $\vec{\omega}_{pp}$ płaszczyzny wahań wahadła. W tym przypadku oś $\vec{\omega}_{pp}$ wahadła pokrywa się z osią $\vec{\omega}_E$ ruchu rotacyjnego Ziemi. Amplituda wahań wahadła wynosi AA' (na rys. IV.3.1. odcinek AA' prostej).

W czasie wahań, ciężarek wahadła przechodzi przez oś $\vec{\omega}_E$ obrotu Ziemi i z kolei oddala się od tej osi na maksymalną odległość $r = AA' / 2$.

W skrajnych położeniach A oraz A' prędkość kuli wahadła wynosi zero, ponieważ w czasie wahań w tych położeniach kula wahadła zmienia kierunek ruchu na przeciwny. Ale w tych położeniach, prędkość kuli po obwodzie okręgu o promieniu r powinna wynosić:

$$v_a = \omega_{pp} \frac{AA'}{2} = \omega_{pp} \cdot r$$

Ale, żeby nadać taką prędkość po obwodzie, musiałaby działać siła styczna do okręgu o promieniu r , co z kolei spowodowałoby obrót płaszczyzny wahań wokół osi ω_{pp} tego wahadła. Ale takiej siły... nie ma!

Z tego względu, płaszczyzna wahań nie ulega obrotowi wokół osi $\vec{\omega}_{pp}$ płaszczyzny wahań.

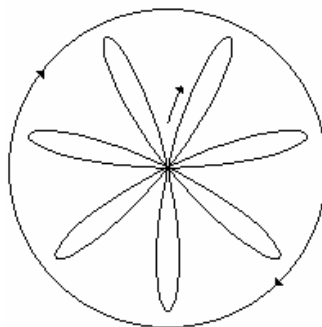
Ale pod wahadłem obraca się kula ziemską. Obserwator stojący (lub leżący) obok wahadła ma wrażenie (ale tylko wrażenie!), że płaszczyzna wahań wahadła ulega obrotowi.

W rzeczywistości, to obserwator na obracającej się Ziemi obracany jest względem płaszczyzny wahań wahadła!

Powyższe odnosi się do sytuacji, gdy wahadło zostało wprowadzone w ruch od (dolnego) położenia równowagi, a w którym to położeniu prędkość $v_s = 0$.

Względem powierzchni obracającej się Ziemi tor ruchu ciężarka wahadła jest taki jak pokazano na rysunku obok. Natomiast w przestrzeni, w której wiruje Ziemia, tor ruchu ciężarka nie ulega odkształceniu, ani też obrotowi.

Ciężarek przechodzi przez punkt równowagi trwałej, dokładnie nad biegunem północnym N.



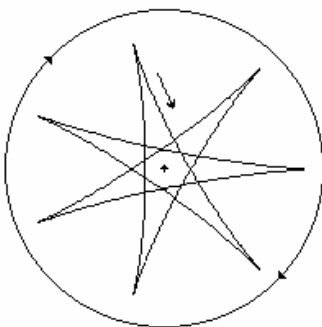
Jeżeli jednak odchylimy kulę wahadła od dolnego położenia równowagi trwałej, i na chwilę przytrzymamy, to w tym położeniu A lub A' (Fig. IV.3.1.) kula uzyska prędkość v_a po obwodzie okręgu o promieniu r .

Uwaga: użyliśmy siły do przeniesienia i przytrzymania na moment kuli w odległości r od osi obrotu Ziemi. W tym czasie, kula uzyskała prędkość v_a po obwodzie okręgu o promieniu r .

Puszczamy kulę, która ma już prędkość obwodową v_a .

Ciężarek uzyskuje prędkość w kierunku położenia równowagi trwałej, ale jednocześnie ma prędkość v_a w kierunku prostopadłym. Wypadkowa prędkość jest taka, że ciężarek omija punkt równowagi trwałej.

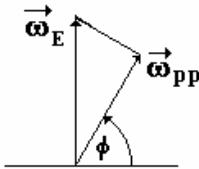
Tor ruchu ciężarka jest taki jak pokazano na rysunku obok.



Podobnie jak wyżej, należy rozpatrywać ruch wahadła pod różnymi szerokościami geograficznymi ϕ . Jednak w takich przypadkach, tor ruchu kuli wahadła jest nachylony pod różnymi kątami względem osi ziemskiej $\vec{\omega}_E$. Liczy się tylko składowa prostopadła do osi $\vec{\omega}_E$. Składowa ta określa maksymalne i minimalne odległości kuli wahadła od osi $\vec{\omega}_E$ obrotu Ziemi, jak to pokazano dla szerokości geograficznej $\phi = 45^\circ$ na rys. IV.3.1. Właśnie te skrajne odległości kuli wahadła określają skrajne prędkości powierzchni Ziemi względem kuli wahadła.

Czas (pozornego!) obrotu płaszczyzny wahań wahadła zależy od kąta osi ω_p obrotu wahadła względem osi ω_E (rzeczywistego!) obrotu Ziemi.

Z rysunku obok, mamy (porównaj z rys. IV.3.1.):



$$\omega_{pp} = \omega_E \cos\left(\frac{\pi}{2} - \phi\right) = \omega_E \sin \phi$$

Ale

$$\omega_E = \frac{2\pi}{T} \quad \text{oraz} \quad \omega_{pp} = \frac{2\pi}{\tau}$$

gdzie: T – czas pełnego obrotu Ziemi

τ – czas pełnego obrotu płaszczyzny wahań wahadła.

Z powyższego znajdujemy:

$$\tau = \frac{T}{\sin \phi}$$

1° Paryż, gdzie pierwszy raz Jean Bernard Léon Foucault uruchomił swoje wahadło, jest pod szerokością geograficzną $48^\circ 46'$.

Znajdujemy, że pełny obrót płaszczyzny wahań wahadła wynosi 31 h 50 min 20 s.

2° Na obydwu biegunach ziemskich jest $\phi = \frac{\pi}{2}$ oraz $\tau = T = 24 \text{ h}$.

I „gołym okiem widać”, że Ziemia obraca się, a nie wahadło!

3° Na równiku jest $\phi = 0$ oraz $\tau = \infty$. I nie ma żadnych „złudzeń i pozorów”, ale dokładnie z rzeczywistością nie obserwujemy obrotu płaszczyzny wahań wahadła.

A to z tego względu, że na równiku **pod** wahadłem powierzchnia Ziemi nie obraca się względem płaszczyzny wahań wahadła.

Z powyższych rozważań oraz wielokrotnie powtarzanych eksperymentów wprost wynika, że ruch wahadła Foucault jest ruchem w przestrzeni absolutnej.

Jednak eksperymenty prowadzone są na wirującej Ziemi. Odpowiada to sytuacji, gdy ruch w nieruchomym układzie odwzorowywany jest w wirującym układzie obserwatora, a co wyżej dosyć szczegółowo przedstawiliśmy (pkt IV.2.).

Tym samym, eksperyment Foucault jest bezpośrednim dowodem ruchu absolutnego.

Powyższe też wprost oznacza, że jakkolwiek ruch na powierzchni Ziemi jest przede wszystkim ruchem w przestrzeni absolutnej.

Odnoszenie tego ruchu tylko względem przedmiotów otaczających obserwatora jest... tylko jego własnym ograniczeniem widzenia tego świata materialnego.

IV.4. Efekt żyroskopowy.

Poprzednio rozważaliśmy ruch jednego punktu materialnego o masie m po okręgu o promieniu r (Fig II.1.1.).

Rozważajmy układ złożony z dwóch punktów materialnych o równych masach m oraz znajdujących się w jednakowych odległościach r od osi obrotu ω_i , jak to pokazano na rys. IV.4.1.

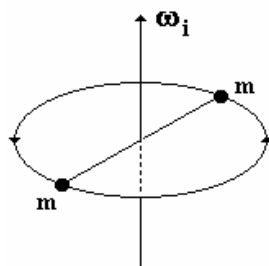


Fig. IV.4.1. Wirujący układ dwu ciał o masach m .

Dla układu tego ważne są wszystkie rozważania przedstawione wyżej. Jednak przedstawiony na rys. IV.4.1. układ jest układem samoistnym w tym sensie, iż stan jego równowagi nie wynika z działania sił zewnętrznych, czyli sił spoza tego układu.

Siły utrzymujące obydwie cząstki m w jednakowych odległościach od osi obrotu ω_i są siłami wewnętrznymi tego układu. Mogą to być zwykłe siły mechaniczne, siły grawitacji, lub siły elektryczne (wzajemne oddziaływanie ciał).

Stan równowagi układu zapewniony jest przez siły inercyjne działające przeciwnie do wskazanych wyżej sił wewnętrznych układu.

Z powyższego łatwo widać, że ω_i jest osią inercji rotujących ciał materialnych o masach m .

Układ taki zwany jest żyroskopem¹.

W 1852 r., Léon Foucault skonstruował i zademonstrował żyroskop (gyroskop) do uwidocznienia ruchu obrotowego Ziemi.

Cechą charakterystyczną żyroskopu jest to, że oś inercji ω_i żyroskopu ma naturalną własność zachowania stałego kierunku w przestrzeni absolutnej.

Wynika to stąd, że zachowany jest ruch, tak co do kierunku jak i wartości, cząstek o masach m znajdujących się w odległościach r od osi inercji ω_i .

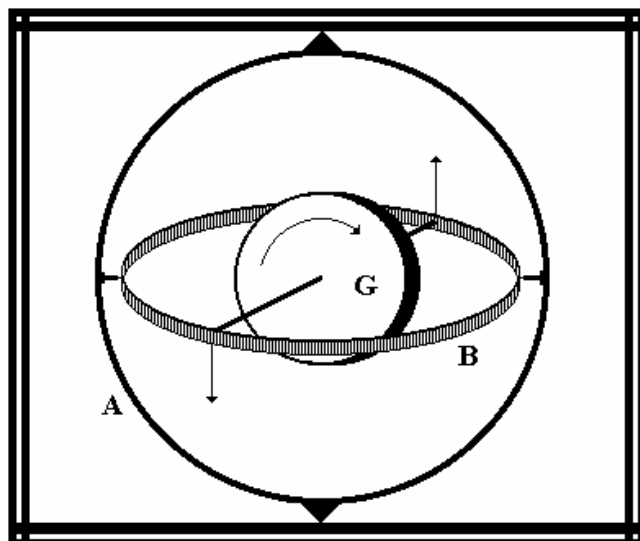
Tak więc, stały kierunek osi obrotu ω_i żyroskopu jest efektem zachowania sił inercyjnych układu ciał materialnych, rotującego w przestrzeni absolutnej.

Zwykle żyroskop **G** wykonany jest w postaci masywnego krążka, którego oś obrotu jest prostopadła do osi obrotu pierścieni **A** oraz **B** uchwyty Cardana (Fig. IV.4.2.).

Uchwyt Cardana składa się z dwóch pierścieni **A** oraz **B**, które mogą obracać się względem własnych osi wzajemnie prostopadłych.

¹ wł. *giro* 'obróć'; łac. *gyrus* 'krąg', 'obieg'; gr. *gyros* 'koło', krąg;

w złożeniach –skop: przyrząd do oglądania, badania przedmiotów; gr. *skopion*, –*skopie* od *skochein* 'ogłądać'.

Fig. IV.4.2. Żyroskop $\dot{Z}$ w uchwycie Cardana¹ A-B.

Jeżeli wprowadzimy żyroskop w szybki ruch obrotowy, to przy dowolnym skręceniu oprawki oś jego obrotu zachowa swój niezmienny kierunek w przestrzeni.

Jeżeli obrócimy pierścień B o dowolny kąt, jak to wskazano na rys. IV.4.2., to pierścień A uchwytu Cardana wraz z żyroskopem G zacznie obracać się w prawo, zgodnie z kierunkiem wirowania żyroskopu $\dot{Z}$.

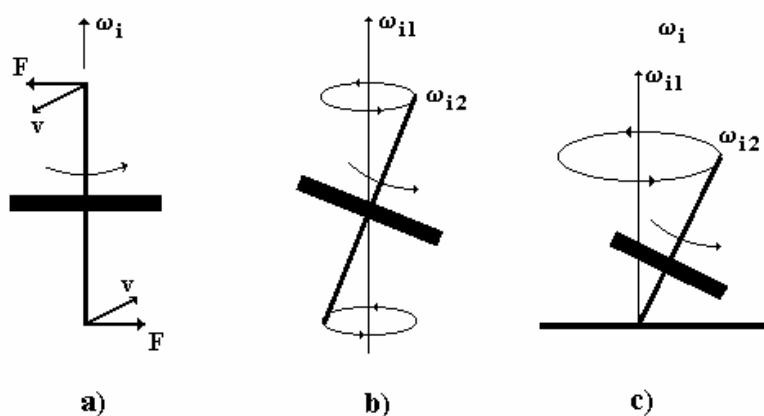


Fig. IV.4.3. Efekt żyroskopowy.

¹ Gerolamo Cardano (1501-1576), włoski lekarz, matematyk i astrolog. Badania m.in. równań algebraicznych, teoria dźwigni i wagi.

I odwrotnie, jeżeli przechylimy pierścień **B** w kierunku przeciwnym do zaznaczonego na rysunku, to pierścień **A** będzie obracać się w kierunku przeciwnym do poprzedniego, czyli w lewo. Pokazano to schematycznie na rys. IV.4.3. a), b).

Końce osi żyroskopu zataczają okręgi. Jest to t.zw. ruch precesyjny.

W przypadku kuli ziemskiej czas trwania pełnego obrotu nachylonej osi ziemskiej (Fig. IV.4.3.) zwany jest rokiem Platona i wynosi około 25 600 lat.

Nachylenie osi ziemskiej względem płaszczyzny ekliptyki wynosi $23^{\circ}27'$.

Jeżeli tylko jeden koniec osi inercji ulega odchyleniu, a drugi pozostaje w pierwotnym położeniu, na przykład ze względu na siłę tarcia, to żyroskop obraca się tak jak to pokazano na rys. IV.4.3.c). Jest to dobrze znana zabawka-bączek dla dzieci.

IV.5. Promieniowanie Czerenkowa.

Fizyk rosyjski Paweł A. Czerenkow podjął badania (1934 r.) nad znanym słabym świeceniem niebiesko-białym wydzielanym przez silne preparaty promieniotwórcze (promieniowanie γ). Obserwowane świecenie jest niezależne od rodzaju środowiska, w którym jest wydzielane.

Widmo tego świecenia jest ciągle oraz wykazuje bardzo charakterystyczny stan polaryzacji oraz osobliwe własności kierunkowe¹.

Obserwowane jest światło spójne w kierunku ruchu elektronów w stożku o kącie rozwarcia ϑ w danym ośrodku materialnym. Kąt ϑ jest zawsze mniejszy od $\pi/2$.

W odległości l od źródła **S** elektronów na ekranie obserwowany jest obraz w postaci jasnej plamy w kształcie koła o promieniu a .

Okazuje się, że promieniowanie Czerenkowa ma charakter fal uderzeniowych Macha.

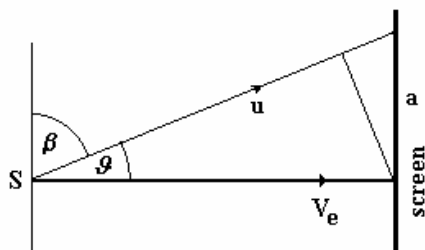


Fig. IV.5.1. Ze źródła **S** strumień elektronów o prędkości V_e generuje światło w stożku o kącie rozwarcia ϑ .

Z rys. IV.5.1., znajdujemy:

$$\cos \vartheta = \frac{u}{V_e} \quad (\text{IV.5.1.})$$

gdzie: u – prędkość światła w danym ośrodku materialnym.

V_e – prędkość elektronów.

¹ J.V. Jelly, *Cerenkov Radiation and Its Applications* (Pergamon: London, 1958).

Ponieważ bezwzględny współczynnik załamania: $n = \frac{c}{u}$, to z powyższego mamy:

$$\cos \vartheta = \frac{c}{n \cdot V_e} \quad (\text{IV.5.2.})$$

gdzie: c – prędkość światła *in vacuo*;

Zależność (IV.5.2.) przedstawiana jest w literaturze przedmiotu¹ jako opisująca eksperyment Czerenkowa.

Bezpośrednio z doświadczenia możemy wyznaczyć wartość kąta ϑ (Fig. IV.5.1.).

Natomiast z tablic fizycznych brana jest wartość bezwzględnego współczynnika załamania n dla danego ośrodka materialnego.

Na przykład, dla powietrza: $n \cdot \cos \vartheta \approx 1,0000925$; dla benzenu: $n \cdot \cos \vartheta \approx 1,1770$.

Z kolei, z zależności (IV.5.1.) oraz (IV.5.2.) wynika, że: $u \leq V_e < c$.

Na podstawie powyższego przedstawia się², że prędkość V_e elektronów jest mniejsza od prędkości c światła *in vacuo*.

Krótką analiza powyższych wyników.

W eksperymentach Czerenkowa nie jest bezpośrednio obserwowany kierunek γ ruchu czoła fali uderzeniowej *in vacuo*, lecz kierunek ϑ ruchu czoła fali uderzeniowej w danym ośrodku materialnym, np. w powietrzu lub cieczy (Fig. IV.5.1.).

Ponieważ światło nie jest ruchem falowym jakiegokolwiek ośrodka materialnego, to opis efektu Czerenkowa powinien też uwzględniać generację światła w kierunku γ *in vacuo*.

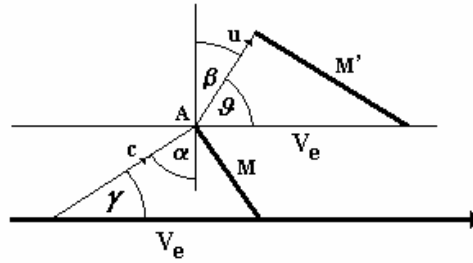


Fig. IV.5.2. Rysunek pomocniczy dla znalezienia zależności (IV.5.5.).

Tak więc, rys. IV.5.1. powinien być uzupełniony według rys. IV.5.2., z którego znajdujemy:

$$\cos \vartheta = \sin \beta = \frac{u}{V_e} \quad (\text{IV.5.3.})$$

¹ L.D. Landau, E.M. Lifshitz, and L.P. Pitaevskii, *Electrodynamics of Continuous Media* (Pergamon: New York, 1984).

² Edwin F. Taylor, John Archibald Wheeler, *SPACETIME PHYSICS*, W.H. Freeman and Company, San Francisco and London 1966.

czyli zależność (IV.5.1.), oraz

$$\cos \gamma = \sin \alpha = \frac{c}{V_e} \quad (\text{IV.5.4.})$$

Dzieląc stronami powyższe zależności, znajdujemy:

$$\frac{\cos \gamma}{\cos \vartheta} = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{c}{u} = n$$

gdzie: u – prędkość światła w danym ośrodku materialnym.

W powyższym zawarte jest znane prawo załamania Snella-Descartesa.

Z powyższego, mamy także:

$$\cos \gamma = n \cdot \cos \vartheta = \frac{c}{V_e} \quad (\text{IV.5.5})$$

A to oznacza, że zależność (IV.5.2.) jest tylko częściowym zapisem zależności (IV.5.5.).

Jednak wstawiając do równania (IV.5.5.) dane doświadczalne jak wyżej (Eq. IV.5.2.) znajdujemy, że $\cos \gamma = n \cdot \cos \vartheta > 1$, co nie jest prawdziwe.

A to wprost oznacza, że Eqs (IV.5.2.) oraz (IV.5.5.) są niezgodne z doświadczeniem.

Zauważmy też, że w równaniach (IV.5.1.) oraz (IV.5.4.) zawarty jest warunek: $V_e \geq c \geq u$ (Fig. IV.5.2.). Tym samym, zawarty jest warunek, że prędkość V_e elektronów jest równa lub większa od prędkości c światła *in vacuo*, oraz większa od prędkości u światła w danym ośrodku materialnym.

Równanie dla promieniowania Czerenkowa.

Przy rozpatrywaniu promieniowania Czerenkowa należy uwzględnić, że stożek Czerenkowa jest przestrzenią punktów interferencyjnych (Fig. IV.5.3.).

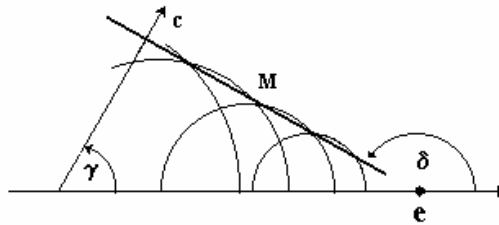
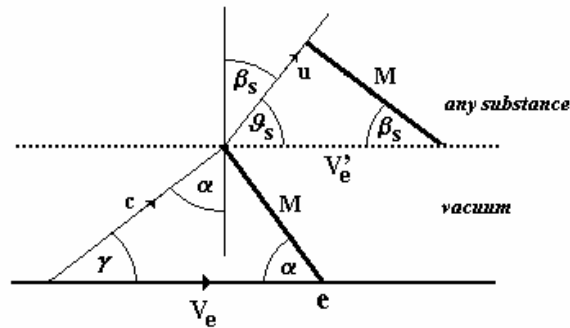


Fig. IV.5.3. Fala uderzeniowa dla prędkości nadkrytycznych V_e elektronu *in vacuo*:

M – linia Macha punktów interferencyjnych, która tworzy sobą czoło fali uderzeniowej.

Wskazane punkty interferencyjne tworzą sobą czoło fali uderzeniowej **M**. Linia **M**, zwana linią Macha, uzupełniana jest od strony poruszającego się elektronu przez kolejne punkty interferencyjne. Wewnątrz stożka tworzy się wiele linii **M** Macha.

Przyjmujemy, zgodnie z doświadczeniem, że linie te przesuwają się w kierunku γ z prędkością c światła *in vacuo*, lub z prędkością u w danym ośrodku materialnym.



Długość **M** czoła fali uderzeniowej jest niezmiennicza.

Mozna tu rozpatrywać dwa przypadki odstępstwa od znanego prawa Snella-Descartesa

których bardziej szczegółowe i dosyć obszerne opisy pomijamy tutaj.

$$\mathbf{n} = \frac{\mathbf{c}}{u} = \text{const}$$
$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{c}{M} = \operatorname{ctg} \gamma \quad \text{and} \quad \operatorname{tg} \beta_s = \frac{u}{M} = \operatorname{ctg} \vartheta_s$$
$$\left. \begin{aligned} \operatorname{tg} \alpha &= n \cdot \operatorname{tg} \beta_s \\ \operatorname{tg} \vartheta_s &= n \cdot \operatorname{tg} \gamma \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV.5.6.})$$

Powyższe zależności, podane tutaj po raz pierwszy w literaturze przedmiotu, opisują prawo załamania dla promieniowania Czerenkowa.

Znając wartości kąta ϑ oraz współczynnika załamania n , z zależności (IV.5.6.) możemy znaleźć kąt γ Czerenkowa.

I tak na przykład, na podstawie danych doświadczalnych, z zależności (IV.5.4.) oraz (IV.5.6.), znajdujemy:

dla powietrza: $\vartheta = 1^{\circ}16'$; $n = 1,0002926$; $\cos \gamma = \frac{c}{V_e} \approx 0,9997559 < 1$;

dla benzenu: $\vartheta = 38^{\circ}30'$, $n = 1,504$; $\cos \gamma = \frac{c}{V_e} \approx 0,883982 < 1$.

Tak więc, w eksperymencie Czerenkowa prędkość V_e elektronów jest większa od prędkości c światła *in vacuo*, czyli: $V_e > c$. Ponadto, z rys. IV.5.4. znajdujemy:

$$\cos \vartheta = \frac{u}{V_e} = \frac{c}{n \cdot V_e}$$

co warto porównać z zależnością (IV.5.2.).

Z powyższego możemy znaleźć względną prędkość V_e' elektronów w danym ośrodku materialnym.

Ponieważ z doświadczenia: $n \cdot \cos \vartheta > 1$, to spełniony jest warunek: $u < V_e' < c$.

Także z doświadczenia wiadomo (Étienne Louis Malus, 1808), że światło ma charakter fali poprzecznej. Tym samym, wyniki (IV.5.6.) są w całkowitej zgodności z eksperymentami dla fal uderzeniowych oraz światła spolaryzowanego.

2. Można też rozważać przypadek, gdy zmienia się współczynnik załamania n , ale bez zmiany kąta refrakcji β . Oznacza to, że prędkość fali świetlnej w danym ośrodku materialnym zależy od długości tej fali. Z rys. IV.5.4. mamy:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{tg} \alpha &= n_s \cdot \operatorname{tg} \beta \\ \operatorname{tg} \vartheta &= n_s \cdot \operatorname{tg} \gamma \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV.5.7.})$$

gdzie: $n_s = \frac{c}{u_s}$ – współczynnik załamania;

u_s – względna prędkość fali uderzeniowej M w danym ośrodku materialnym.

Ponadto, uwzględniając zależność (IV.5.7.), z rys. IV.5.4. znajdujemy

$$\cos \gamma = \frac{c}{V_e} \quad \text{and} \quad \cos \vartheta = \frac{u_s}{V_e'}$$

Także i w tym przypadku spełnione są warunki: $V_e > c$ oraz $u_s < V_e' < c$, czyli prędkość V_e elektronów jest większa od prędkości c światła *in vacuo*.

Jednak z doświadczenia wiadomo, że prędkość fali w danym ośrodku nie zależy od długości fali. Z tego względu zależności (IV.5.7.) nie opisują rzeczywistego ruchu falowego.

V. FIZYKA KWANTOWA

VI.1. Równanie Maxa Plancka.

Założmy, że moment energii N (Eqs II.5.3.) jest proporcjonalny do prędkości v :

$$N \sim v$$

Uwzględniając, że: $v = \lambda \nu$, dla powyższego warunku, znajdujemy:

$$\left. \begin{aligned} h &= mv\lambda = p \cdot \lambda = \text{constant} \\ E &= mv^2 = h \frac{v}{\lambda} = h\nu \neq \text{constant} \\ N &= E \cdot \lambda = h \cdot v \neq \text{constant} \end{aligned} \right\} \quad (\text{V.1.1.})$$

W przypadku ruchu falowego, spełniony jest warunek: $v = c = \text{constant}$.

Stała prędkość ruchu falowego jest cechą charakterystyczną ośrodka, w którym ruch ten zachodzi.

Natomiast częstotliwość ν jest cechą charakterystyczną źródła drgań.

Złożeniem powyższych cech jest długość fali λ w danym ośrodku.

Odnosząc powyższe do ruchu falowego, mamy:

$$\left. \begin{aligned} h &= p \cdot \lambda = \text{constant} \\ E &= h\nu \neq \text{constant} \\ N &= hc = \text{constant} \end{aligned} \right\} \quad (\text{V.1.2.})$$

Tak więc, w ruchu falowym spełniony jest podwójny warunek: stałość momentu pędu h oraz stałość momentu energii N .

Należy przy tym mieć na uwadze, że w tym przypadku stałość momentu energii $N = \text{constant}$ wynika z warunku: $c = \text{constant}$.

Powyższe możemy przedstawić w jednolitej postaci:

$$E = \frac{h \cdot c}{\lambda} = h \cdot \nu \quad (\text{V.1.3.})$$

i jest to słynny wzór Maxa Plancka (grudzień 1900r.) dla promieniowania elektromagnetycznego, gdzie c jest prędkością światła *in vacuo*, oraz h – stała Plancka.

Z powyższych rozważań wprost wynika, że równanie Maxa Plancka odnosi się do oddziaływania wzajemnego dowolnego ruchu falowego z cząstkami materialnymi o masie m (patrz także: efekt Comptona).

V.2. Masy kwantowe.

W przypadku oddziaływań cząstek materialnych z promieniowaniem elektromagnetycznym (światłem) istnieje wręcz konieczność odnoszenia ruchu do układu, w którym określona jest prędkość światła. W tej sytuacji, nie tylko oczywiste, ale konieczne jest odniesienie prędkości cząstek materialnych do prędkości światła *in vacuo*.

Metodę takiego odniesienia przedstawiono po raz pierwszy w literaturze przedmiotu w książce: Janusz B. Kępka – *Ruch absolutny i względny*, Warszawa 1999, a co niżej w niewielkim skrócie przedstawiamy.

Masa kwantowa pędu.

Cząstki materialne o jednakowych pędach: $\mathbf{p} = \mathbf{m}_i \mathbf{v}_i$ ($i = 1, 2, \dots, n$), ale o różnych energiach $E_i = \mathbf{m}_i \mathbf{v}_i^2$, można równoważnie przedstawić w postaci jednej cząstki o pędzie $\mathbf{p}$ oraz energii $\bar{E}$:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{p} &= \mathbf{m}_i \cdot \mathbf{v}_i = \beta_i \cdot \mathbf{m}_i \cdot \mathbf{c} = \bar{\mathbf{m}} \cdot \mathbf{c} \\ \bar{E} &= \mathbf{p} \cdot \mathbf{c} = \beta_i \cdot \mathbf{m}_i \cdot \mathbf{c}^2 = \bar{\mathbf{m}} \cdot \mathbf{c}^2 \end{aligned} \right\} \quad (\text{V.2.1.})$$

gdzie: $\beta_i = \frac{v_i}{c}$ oraz $\bar{\mathbf{m}} = \beta_i \cdot \mathbf{m}_i$

Tak więc, cząstki materialne o różnych masach inercjalnych $\mathbf{m}_i$ oraz różnych prędkościach absolutnych $\mathbf{v}_i$, ale jednakowym pędzie $\mathbf{p}$, zastąpione są jedną cząstką o masie kwantowej $\bar{\mathbf{m}}$, też o takim samym pędzie $\mathbf{p} = \mathbf{m}_i \mathbf{v}_i = \bar{\mathbf{m}} \mathbf{c}$, ale prędkość tej cząstki jest równa prędkości światła *in vacuo*. Z tego względu energia całkowita tej cząstki jest taka, że:

$$\bar{E} = \bar{\mathbf{m}} \cdot \mathbf{c}^2 \neq \mathbf{m}_i \cdot \mathbf{v}_i^2$$

Masa kwantowa energii.

Cząstki materialne o jednakowych energiach E , ale o różnych pędach $\mathbf{p}_i = \mathbf{m}_i \mathbf{v}_i$, można równoważnie przedstawić w postaci jednej cząstki takiej, że:

$$\left. \begin{aligned} E &= \mathbf{m}_i \cdot \mathbf{v}_i^2 = \beta_i^2 \cdot \mathbf{m}_i \cdot \mathbf{c}^2 = \mu \cdot \mathbf{c}^2 \\ \bar{\mathbf{p}} &= \frac{E}{c} = \beta_i^2 \cdot \mathbf{m}_i \cdot \mathbf{c} = \mu \cdot \mathbf{c} \end{aligned} \right\} \quad (\text{V.2.2.})$$

gdzie: $\mu = \beta_i^2 \cdot \mathbf{m}_i$ zwane jest dalej *masą kwantową energii*.

W przypadku elektronu o masie inercjalnej $\mathbf{m}_e$, mamy:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{p}_e &= \mathbf{m}_e \mathbf{c} = \text{constant} \\ E_e &= \mathbf{m}_e \mathbf{c}^2 = \text{constant} \end{aligned} \right\} \quad (\text{V.2.3.})$$

co wyznacza wartości kwantów pędu i energii.

V.3. Efekt Comptona.

Jednym z najbardziej interesujących eksperymentów dotyczących oddziaływania wzajemnego cząstek materialnych (ściślej: elektronów) z promieniowaniem elektromagnetycznym jest t.zw. efekt Comptona¹ (Artur Holly, 1892-1962).

Efekt Comptona polega na kierunkowej zmianie długości fali promieniowania elektromagnetycznego (promieniowania X) odbitego od elektronów o masach inercjalnych m .

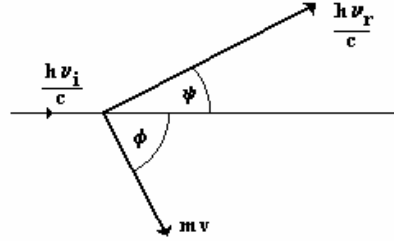


Fig. V.3.1. Efekt Comptona (patrz: tekst).

Przyjmując, że ν_i jest częstotliwością promieniowania pierwotnego (padającego), natomiast ν_r jest częstotliwością promieniowania odbitego (rozproszonego) od elektronu, oraz p jest pędem odrzuconego elektronu, to możemy napisać:

$$p_i = \frac{h\nu_i}{c} \quad \text{– pęd promieniowania padającego o energii } E_i = h\nu_i ;$$

$$p_r = \frac{h\nu_r}{c} \quad \text{– pęd promieniowania odbitego o energii } E_r = h\nu_r ;$$

$$p_e = m \cdot v \quad \text{– pęd odrzuconego elektronu o masie inercjalnej } m_e .$$

Spełniona jest tu zasada zachowania pędu oraz energii:

$$\left. \begin{array}{l} \vec{p}_e = \vec{p}_i - \vec{p}_r \\ E = E_i - E_r \end{array} \right\} \quad (V.3.1.)$$

Podnosząc do kwadratu obydwie strony powyższych równań, mamy:

$$\left. \begin{array}{l} p_e^2 = p_i^2 + p_r^2 - 2p_i p_r \cos\psi \\ E_e^2 = E_i^2 + E_r^2 - 2E_i E_r \end{array} \right\}$$

¹ A.H. Compton, *The Spectrum of Scattered X-rays*, Phys. Rev., **22**, 409 (1923).

A z powyższego:

$$\left. \begin{aligned} p_e^2 &= \left(\frac{\bar{E}}{c} \right)^2 = \left(\frac{h\nu_i}{c} \right)^2 + \left(\frac{h\nu_r}{c} \right)^2 - 2 \frac{h\nu_i}{c} \frac{h\nu_r}{c} \cos\psi \\ \left(\frac{E_e}{c} \right)^2 &= (\bar{p})^2 = \left(\frac{h\nu_i}{c} \right)^2 + \left(\frac{h\nu_r}{c} \right)^2 - 2 \frac{h\nu_i}{c} \frac{h\nu_r}{c} \end{aligned} \right\}$$

Zauważmy, że powyższe równania spełnione są według zależności (V.2.1.) oraz (V.2.2.), czyli odpowiednio dla mas kwantowych pędu oraz energii.

Odejmując powyższe równania stronami, oraz dzieląc wynik przez masę m_e elektronu, mamy:

$$\frac{1}{2} \left[\frac{p_e^2}{m_e} - \frac{\left(\frac{E_e}{c} \right)^2}{m_e} \right] = \frac{h\nu_i \cdot h\nu_r}{m_e c^2} (1 - \cos\psi) \quad (V.3.2.)$$

Lewa, a tym samym i prawa strona powyższej zależności przedstawia sobą zmianę energii kinetycznej elektronu, a która to zmiana jest równa zmianie energii promieniowania elektromagnetycznego:

$$\Delta E = h\nu_i - h\nu_r \quad (V.3.3.)$$

Tym samym, energia ΔE według powyższej zależności jest energią jaką zyskał elektron. Porównując stronami zależności (V.3.2.) oraz (V.3.3.), znajdujemy:

$$\Delta E = h\nu_i - h\nu_r = \frac{h\nu_i \cdot h\nu_r}{m_e c^2} (1 - \cos\psi)$$

Z powyższego, mamy też:

$$\left. \begin{aligned} \left[\frac{1}{\nu_r} - \frac{1}{\nu_i} \right] &= \frac{h}{m_e c^2} (1 - \cos\psi) \\ \lambda_r - \lambda_i &= \frac{h}{m_e c} (1 - \cos\psi) = \lambda_C (1 - \cos\psi) \end{aligned} \right\} \quad (V.3.4.)$$

co dokładnie zgadza się z wynikami doświadczenia (A.H. Compton, 1923).

Zauważmy, że w powyższym $m_e c$ oraz $m_e c^2$ są odpowiednio kwantami pędu oraz energii elektronu według zależności (V.2.3.).

Długość fali promieniowania elektromagnetycznego o wartości:

$$\lambda_C = \frac{h}{m_e c} = \frac{hc}{m_e c^2} = \frac{\lambda - \lambda_0}{1 - \cos\psi} = \text{constant} \quad (\text{V.3.5.})$$

zwana jest comptonowską długością fali.

Bardziej rozbudowany wynik uzyskamy, uwzględniając wartość ładunku e przypisanego masie m_e elektronu. Mamy więc (Eq. V.5.3.):

$$\lambda_C = \frac{eK}{m_e c^2} = \frac{\lambda - \lambda_0}{1 - \cos\psi} = \text{constant}$$

Ponieważ: $c = \lambda_C \cdot \nu_C$, to mamy też:

$$\nu_C = \frac{c}{\lambda_C} = \frac{m_e c^2}{h}$$

Z powyższego, znajdujemy:

$$E_C = \frac{hc}{\lambda_C} = h\nu_C = m_e c^2 = \text{constant} \quad (\text{V.3.6.})$$

co określa *kwant energii* według równania (V.1.3.) Maxa Plancka.

Powyższe wyniki można otrzymać także w inny sposób, jeżeli uwzględnimy, że dla oddziaływania wzajemnego elektronów i promieniowania elektromagnetycznego spełniona jest zasada zachowania momentu energii N według zależności (V.5.2.) .

Można przyjąć, że w oddziaływaniu wzajemnym elektronu o masie m_e i poziomie energetycznym $E_e = m_e c^2$ (Eqs V.2.3.) oraz promieniowania elektromagnetycznego o długości fali λ_C odpowiada moment energii N_C taki, że:

$$N_C = m_e c^2 \cdot \lambda_C = e \cdot K = hc$$

Podobnie, dla długości fali λ_i oraz λ_r , mamy odpowiednio:

$$N_i = m_e c^2 \cdot \lambda_i \quad \text{oraz} \quad N_r = m_e c^2 \cdot \lambda_r$$

W przypadku dyskutowanego wyżej efektu Comptona, możemy więc napisać:

$$m_e c^2 \lambda_r - m_e c^2 \lambda_i = N_C - N_C \cos\psi$$

I mamy:

$$\lambda_r - \lambda_i = \lambda_C (1 - \cos\psi)$$

Z powyższego znajdujemy zależności od (V.3.4.) do (V.3.6.).

V.4. Bomba atomowa a bomba wodorowa.

Podobno z pomiarów wynika, że masy jąder atomowych są mniejsze od sumy mas (inercjalnych) cząstek elementarnych tworzących te jądra, a co zwane jest „defektem masy”.

Rozpatrzmy powyższe na gruncie pojęcia *mas kwantowych*.

Z zależności (V.2.1.) oraz (V.2.2.), znajdujemy:

$$\Delta E = (\bar{E} - E) = (\mathbf{p} - \bar{\mathbf{p}}) \cdot \mathbf{c} = \beta(1 - \beta) \cdot mc^2 \geq 0$$

Możemy więc napisać:

$$\Delta E = \left[\frac{\mathbf{p}^2}{m} - \frac{\bar{\mathbf{p}}^2}{\bar{m}} \right] = (\bar{m} - m) \cdot c^2 = (1 - \beta) \cdot \bar{m} c^2 = (1 - \beta) \cdot \bar{E} \quad (\text{V.4.1.})$$

W powyższym spełniony jest warunek zachowania pędu: $\mathbf{p} = \bar{\mathbf{m}} \cdot \mathbf{c} = \text{invariant}$.

Mamy także:

$$\Delta E = \left[\frac{\mathbf{p}^2}{m} - \frac{\bar{\mathbf{p}}^2}{\bar{m}} \right] = (1 - \beta^2) \cdot \bar{m} c^2 = (1 - \beta^2) \cdot \bar{E} \quad (\text{V.4.2.})$$

W powyższym spełniony jest warunek zachowania masy kwantowej: $\bar{m} = \text{invariant}$.

Mamy także:

$$\Delta E = \left[\frac{\mathbf{p}^2}{m} - \frac{\bar{\mathbf{p}}^2}{\bar{m}} \right] = (1 - \beta) \cdot \mu \cdot c^2 = (1 - \beta) \cdot E \quad (\text{V.4.3.})$$

Pomijamy tu dyskusję dla jakiego rodzaju reakcji odnoszą się powyższe zależności.

Oczywiście, istnieje wiele różnych reakcji łączenia i rozpadu oraz oddziaływania wzajemnego szczególnych układów, oraz ich przemiany. Na przykład, w przypadku oddziaływania wzajemnego promieniowania elektromagnetycznego z materią (patrz: efekt Comptona, Eq. V.3.2.), spełniona jest zależność:

$$\Delta E = \left[\frac{\mathbf{p}^2}{m} - \frac{\bar{\mathbf{p}}^2}{\bar{m}} \right] = (1 - \beta^2) \cdot \mu \cdot c^2 = (1 - \beta^2) \cdot E \quad (\text{V.4.4.})$$

W powyższym spełniona jest zasada zachowania masy inercjalnej $m = \text{invariant}$.

Zauważmy, że w każdej z wyżej opisanych reakcji istnieją po dwa stany równowagi dynamicznej, *i.e.* dla $\beta \rightarrow 1$, a także dla $\beta \rightarrow 0$ jest, że: $\Delta E \rightarrow 0$.

Oznacza to, że w opisanych wyżej reakcjach, układ absorbuje tyle samo energii, ile emituje (porównaj np. z teorią wymiany temperaturowej Pierre Prévosta, 1791 r.).

Istnieją także szczególnego rodzaju reakcje, w których możliwy jest tylko jeden stan równowagi dynamicznej.

Podamy tutaj dwa zapisy dla dwu jako tako znanych reakcji:

$$1. \quad \Delta E_U = \left[\frac{p^2}{\mu} - \frac{\bar{p}^2}{\bar{m}} \right] = (m - \bar{m}) \cdot c^2 = (1 - \beta) \cdot mc^2 \quad (V.4.5.)$$

co spełnione jest w reakcji rozpadu jądrowego, a zrealizowane w postaci *bomby atomowej*.

W tym przypadku, spełniony jest warunek zachowania pędu, ale nie jest spełniony warunek zachowania energii.

$$2. \quad \Delta E_H = \left[\frac{p^2}{\mu} - \frac{\bar{p}^2}{\mu} \right] = (m - \mu) \cdot c^2 = (1 - \beta^2) \cdot mc^2 \quad (V.4.6.)$$

co z kolei spełnione jest w reakcji syntezy jądrowej, a zrealizowane w postaci *bomby wodorowej*.

W tym przypadku spełniony jest warunek zachowania masy kwantowej $\mu = \textit{invariant}$.

W powyższych dwu reakcjach, dla $\beta \rightarrow 1$ jest, że $\Delta E \rightarrow 0$.

Natomiast dla $\beta \rightarrow 0$ jest, że $\Delta E \rightarrow mc^2$.

Zauważmy, że zapisy od (V.4.1.) do (V.4.6.) określają zmiany energii absolutnej, licząc od poziomu $E_c = mc^2$.

We wszystkich tych reakcjach spełniona jest zasada zachowania masy inercjalnej:

$$m = \textit{invariant}$$

Oznaczenie *invariant* oznacza, że suma mas m przed i po reakcji jest dokładnie taka sama.

Należy też zaznaczyć, że w powyższych zależnościach spełniony jest warunek: $\beta \neq 0$, ponieważ absolutnie pierwotną cechą tego świata materialnego jest ruch.

Uwaga: t.zw. „relatywistyczni fizycy” powtarzają za Albertem Einsteinem, że jednym z efektów ruchu ciał materialnych jest zmiana ich masy.

Stąd też zmiana masy inercjalnej m w przemianach jądrowych.

Swego czasu wprost głoszono, że materia... znika! Obśmiał to nawet niejaki W.I. Lenin.

Fizyka XX w. w postaci „fizyki relatywistycznej”, znana też jako „fizyka urojona”, wyróżniała się wyjątkowym zanikiem... mózgowia jej twórców i wyznawców.

Zgodnie z ich zauważeniem, że mózgowie to... materia! A więc znika!

V.5. Prawo elektryczności Janusza B. Kępi.

Elektron może zaabsorbować energię promieniowania elektromagnetycznego uzyskując energię ruchu, co znane jest jako zjawisko fotoelektryczne (H. R. Hertz, 1887 r.).

Niech $W = eV_0$ będzie energią potencjalną elektronu wewnątrz danego materiału fotoelektrycznego, gdzie V_0 jest potencjałem wewnętrznego pola elektrycznego materiału. W powyższym sensie, energia potencjalna W elektronu wewnątrz materiału jest równa t.zw. „pracy wyjścia” potrzebnej do usunięcia elektronu poza obszar pola elektrycznego wewnątrz materiału.

Można znaleźć taką wartość częstotliwości ν_0 zewnętrznego promieniowania elektromagnetycznego, dla którego (Eq. V.1.3.):

$$W = eV_0 = h\nu_0$$

przy czym wartość liczbową W zależy od rodzaju materiału.

W przypadku promieniowania o częstotliwości $\nu > \nu_0$, elektron dodatkowo uzyskuje energię kinetyczną T na zewnątrz materiału, równą:

$$T = \frac{1}{2}mv^2 = (h\nu - h\nu_0) = (eV - eV_0) = eV_h = h\nu_h \quad (\text{V.5.1.})$$

gdzie V_h zwane jest „potencjałem hamującym” zewnętrznego pola elektrycznego ograniczającego lub uniemożliwiającego przepływ prądu fotoelektrycznego w fotokomórce.

Dla $V_h = 0$ jest, że $\nu = \nu_0$ co wyznacza t.zw. „długofalową granicę” zjawiska fotoelektrycznego.

Jest i odwrotnie. W wyniku bombardowania danego materiału elektronami, tracą one energię ruchu, której część zostaje zamieniona na energię potencjalną $W = eV_0$ wewnątrz materiału, a pozostała część generowana jest w postaci promieniowania elektromagnetycznego.

W takim przypadku, V_h jest „potencjałem przyspieszającym” w lampie rentgenowskiej. Natomiast ν_0 wyznacza t.zw. „krótkofalową granicę” promieniowania X (W. K. Roentgen, 1895 r.).

Z zależności (V.5.1.) znajdujemy:

$$V_h = \frac{h}{e} \cdot \nu - V_0$$

co umożliwia eksperymentalne wyznaczenie wartości liczbowej stałej Plancka h (A.L. Hughes - 1912 r., R.A. Millikan - 1916 r.).

Ponadto, z zależności (V.5.1.), mamy:

$$h\nu = \frac{1}{2}mv^2 + h\nu_0 = \frac{1}{2}mv^2 + W$$

gdzie v jest prędkością elektronu ponad powierzchnią materiału.

Powyższa zależność przedstawiana jest jako „słynny wzór A.Einsteina opisujący efekt fotoelektryczny”, co nie jest całkiem prawdziwe.

Z powyższego wprost wynika, że energia całkowita E elektronu jest taka, że:

$$E = W + T = h\nu = eV = h \frac{c}{\lambda} = e(V_h + V_o)$$

Z kolei, znajdujemy wartość jednostkowego momentu energii N_e dla promieniowania elektromagnetycznego o danej długości fali λ :

$$N_e = E \cdot \lambda = h \cdot \nu \cdot \lambda = h \cdot c = e(V_h + V_o)\lambda = e \cdot K = \text{constant} \quad (\text{V.5.2.})$$

Jednak, ponieważ e jest elementarnym ładunkiem elektryczności (R.A.Millikan, 1910 r.), to wielkość K o wartości:

$$K = \frac{hc}{e} = 1,2398424 \cdot 10^{-6} \left[\frac{\text{J} \cdot \text{m}}{\text{C}} \right] = \text{constant}$$

ma charakter uniwersalny dla oddziaływań elektromagnetycznych.

Z zależności (V.5.2.) wprost wynika, że (patrz także zależność V.1.3.):

$$N_e = h \cdot c = e \cdot K = F_e \cdot \lambda^2 = \text{constant} \quad (\text{V.5.3.})$$

Z powyższego wynika działanie jednostkowej siły F_e oddziaływania wzajemnego (III zasada dynamiki I. Newtona) elektronu z promieniowaniem elektromagnetycznym o długości fali λ :

$$F_e = \pm K \frac{e}{\lambda^2} \quad (\text{V.5.4.})$$

gdzie wstawiliśmy znak $(\pm)$, ponieważ symbol e może zarówno oznaczać dodatni elektron (pozyton), jak i ujemny elektron (negaton).

W ogólności, ponieważ elektron o ładunku e wytwarza wokół siebie pole elektryczne w odległości r , to moment energii jest taki, że $N_e = F \cdot r^2 = e \cdot K$. Mamy więc:

$$F = \pm K \frac{e}{r^2} \quad (\text{V.5.5.})$$

Możemy też rozpatrywać oddziaływanie wzajemne dwóch elektronów znajdujących się od siebie w odległości r :

$$F = \pm \frac{K}{e} \cdot \frac{e \cdot e}{r^2} = \pm k \frac{e \cdot e}{r^2} \quad (\text{V.5.6.})$$

Jak łatwo zauważyć, stała k (Eq. V.5.6.) o wartości:

$$k = \frac{K}{e} = \frac{h \cdot c}{e^2} = \text{constant}$$

ma charakter uniwersalny dla oddziaływań elektrycznych.

Można również rozważać oddziaływanie wzajemne n_q elektronów tworzących punktowy ładunek o wartości $q = n_q e$ oraz n_Q elektronów tworzących punktowy ładunek $Q = n_Q \cdot e$.

Przyjmując, że elementarny ładunek elektryczności e działa samoistnie w dowolnych kierunkach siłą F_e (Eq. V.5.5.), to działanie n_q ładunków jest równe sumie działań każdego ładunku z osobna. Mamy więc:

$$F = \sum F_e = \pm K \frac{n_q \cdot e}{r^2} = \pm K \frac{q}{r^2}$$

Niech drugi ładunek o wartości $Q = n_Q \cdot e$ znajduje się w odległości r od ładunku punktowego q . Każdy elementarny ładunek e ładunku q oddziałuje wzajemnie z każdym elementarnym ładunkiem e ładunku Q . Tak więc, takich oddziaływań jest $n = n_Q \cdot n_q$.

Wobec tego, równanie (V.5.6.) możemy przepisać w postaci:

$$F = \pm k \frac{n_Q \cdot e \cdot n_q \cdot e}{r^2} = \pm n \cdot k \frac{e^2}{r^2} = \pm k \frac{Q \cdot q}{r^2} \quad (V.5.7.)$$

Powyższą zależność można też otrzymać przy założeniu równości momentów energii N ładunków Q oraz q (Eq. II.5.12.).

Znacznie wcześniej, bo w roku 1785, na podstawie przeprowadzonych przez siebie eksperymentów, Charles Augustin Coulomb (1736-1806) podał wzór na oddziaływanie wzajemne dwóch nierównych ładunków Q oraz q , w postaci (prawo Charlesa Coulomba):

$$F = \pm k \frac{Q \cdot q}{r^2} \quad (V.5.8.)$$

Natomiast obecnie prawo Coulomba znalazło pełne uzasadnienie teoretyczne.

Zależności od (V.5.3.) do (V.5.7.) są formalnym zapisem prawa elektryczności Janusza B. Kępi (patrz także: *Janusz B. Kępka – Ruch absolutny i względny*, Warszawa 1999).

Załóżmy obecnie, że ładunki Q oraz q są przeciwnego znaku: Q^- oraz q^+ . Jeżeli ładunki te znajdują się w ośrodku materialnym, to wokół każdego z nich tworzy się strefa ładunków przeciwnego znaku. Wokół ładunku q^+ zbierają się wolne negatony danego ośrodka, natomiast wokół ładunku Q^- wolne negatony są odpychane i wytwarza się strefa ładunku dodatniego.

W wyniku powyższego, maleje ϵ razy oddziaływanie między tymi ładunkami, a tym samym **pozornie** maleją wartości ładunków Q^- oraz q^+ . Mamy więc:

$$F' = \frac{F}{\epsilon} = \frac{k}{\epsilon} \frac{Q^- \cdot q^+}{r^2}$$

Wartość $\epsilon > 1$ jest różna dla różnych materiałów, i zwana jest *stałą dielektryczną* danego materiału.

VI. Rozpad i synteza układów materialnych.

Uwagi wstępne

W przyrodzie obserwuje się dwa naturalnie samorzutne procesy: syntezy i rozpadu pierwiastków.

Proces syntezy prowadzi do tworzenia pierwiastków (jąder atomowych) o większych masach atomowych. Tego rodzaju proces przebiega w gwiazdach, a nie jest (pozornie) bezpośrednio obserwowany na Ziemi.

Natomiast bezpośrednio obserwowany jest naturalny proces rozpadu pierwiastków, i dotyczy on pierwiastków „najcięższych” z końca układu okresowego. Proces ten zwany jest *naturalną promieniotwórczością*. Powstają pierwiastki o mniejszych masach atomowych.

Zwykle metody ingerencji (np. wysokie temperatury, ciśnienia, silne pola elektryczne lub magnetyczne, itp.) w przebieg naturalnego (samorzutnego) rozpadu promieniotwórczego są nieskuteczne. Zmiana tego procesu może nastąpić tylko w wyniku sztucznych (wymuszonych) reakcji jądrowych prowadzących do powstania nowych pierwiastków promieniotwórczych.

Z kolei, atomy takich samych, a także różnych pierwiastków, także uczestniczą w naturalnych procesach syntezy i rozpadu tworząc układy dwu-, i więcej atomowe, kryształy, związki chemiczne, mniej lub bardziej złożone układy biologiczne, itp.

Jak z powyższego wprost widać, obserwowany przez nas świat materialny jest efektem naturalnych procesów syntezy i rozpadu, które zwane są też ogólnie przemianą materii.

Jednak jest rzeczą interesującą, że wiedza na temat tych procesów jest niezwykle mizerna. (należy tu także uwzględnić tajność tego rodzaju badań). Jako jaskrawy przykład powyższego możemy wskazać, a co dalej wykażemy, że znane i jedynie stosowane prawo rozpadu Rutheforda-Soddy'ego jest oczywiście... błędne.

Ponadto, w literaturze przedmiotu nie znajdziemy prawa syntezy, jako wręcz niezbędnego uzupełnienia przedstawianego prawa rozpadu Rutheforda-Soddy'ego.

Jednak, naturalny rozpad promieniotwórczy pierwiastków wykorzystywany jest praktycznie we wszystkich dziedzinach nauki i techniki, w tym do oznaczania wieku danych obiektów.

Dosyć popularnie stosowana jest metoda datowania węglowego. W metodzie tej wykorzystuje się fakt, że stosunek izotopów **C-14** oraz **C-12** jest stały w czasie życia danego organizmu, oraz odpowiada stosunkowi tych izotopów w powietrzu. Izotop **C-14** jest radioaktywny, natomiast izotop **C-12** jest izotopem niepromieniotwórczym (trwałym).

Radiowęgiel **C-14** emituje cząstki β^- , czas połowicznego rozpadu: **T** = 5568 lat.

W atmosferze ziemskiej pod wpływem działania wtórnych promieni kosmicznych powstaje promieniotwórczy radiowęgiel **C-14**, który utleniony do dwutlenku węgla CO_2 wchodzi wraz ze zwykłym (nieradioaktywnym) CO_2 w procesie fotosyntezy do organizmów roślinnych, i z kolei do organizmów zwierzęcych.

W czasie procesu życiowego ustala się stan równowagi dynamicznej, w której ilość radiowęgla pobieranego jest równa ilości radiowęgla wydalanego z organizmu oraz ulegającego naturalnemu rozpadowi. Ustala się więc (dosyć) stały poziom radiowęgla w danym organizmie żywym ($N_0 = \text{constant}$).

Po śmierci, ilość danego pierwiastka radioaktywnego **C-14** systematycznie maleje (naturalny rozpad). Badając radioaktywność, na przykład „kości wykopaliskowych”, możemy określić czas, w którym żyli ich właściciele.

W ten sposób oznaczono wiek węgla drzewnego z pieczar człowieka pierwotnego (16 000 lat), wiek szczątków mamuta znalezionej na Syberii (12 000 lat), wiek miasta Jerycho (9 000 lat), czy okres królestwa Hammurabiego ze szczątków belki dachowej (4 000 lat), itp.

Jednak należy mieć na uwadze, że ilość danego radionuklidu w danym obiekcie może ulegać nawet znacznym zmianom, ze względu na działanie zewnętrznych czynników chemicznych i fizycznych. I tak na przykład, ilość radiowęgla **C-14** może być inna dla każdego z dwóch kawałków drewna z tego samego pnia, gdy tylko jeden z nich jest nadpalony.

Ważne jest więc, kiedy i w jakich warunkach?

Ponadto okazuje się, że stosunek ilości izotopów **C-14** oraz **C-12** nie jest stały w atmosferze, a tym samym zmienia się w danym organizmie żywym. Tym samym, zmienia się podstawa datowania. I tak na przykład, inna może być podstawa datowania dla 10 000 lat oraz 15 000 lat. Podobnie dla 2000 lat oraz 1 000 lat temu.

Zależy to od „warunków pogodowych” w tamtych czasach, o czym na ogół mamy... „średnie wyobrażenie”. Dlatego „datowanie węglowe” korygowane jest innymi metodami, w których wykorzystuje się słoje drzew, warstwy lodu (okresu lodowcowego) oraz datowanie za pomocą innych pierwiastków promieniotwórczych.

Ale jest to datowanie (pierwiastki radioaktywne), które musi być korygowane pomiarami innych metod!

Miedzy innymi, z tego właśnie względu datowanie niektórych obiektów za pomocą węgla radioaktywnego **C-14** może być mocno kontrowersyjne, jak na przykład w przypadku słynnego Całunu Turyńskiego, który – jak wiadomo – przechowywany był długi czas w niewiadomych warunkach, a ponadto uległ nadpaleniu w atmosferze niezbyt czystego powietrza o wysokiej temperaturze.

W tej sytuacji powoływanie się na „precyzyjne pomiary”, nie wydaje się być zasadne, ponieważ „precyzja pomiarów” jest tylko środkiem pomocniczym.

W rzeczywistości, stosowana metoda, a nie „precyzja pomiarów”, decyduje o prawdziwości otrzymanego wyniku nawet najbardziej „precyzyjnych” pomiarów.

A to z tego względu, że „precyzyjne wyniki pomiarów” opracowywane są według określonej metody.

Okazuje się, patrz dalszy tekst, że metoda zwana *prawem rozpadu promieniotwórczego Ruthforda-Soddy’ego* jest... wadliwa!

VI.1. Rutheforda-Soddy'ego prawo rozpadu promieniotwórczego.

W roku 1896 fizyk francuski Becquerel (Antoine Henri, 1852-1908), badając sole uranu stwierdził, że emitują one niewidzialne promieniowanie powodujące zaciemnienie kliszy fotograficznej.

W roku 1908 fizyk brytyjski Rutherford (Sir Ernest, 1871-1937) ze współpracownikami odkrył, że promieniowanie to jest efektem naturalnego rozpadu jąder atomowych. Z kolei wykazano doświadczalnie, że rozpad ten ma charakter wykładniczy (E. Rutherford, F. Soddy, i inni).

Aktywność źródła promieniowania. „Czas połowicznego rozpadu”.

Przyjmuje się, że ilość cząstek ΔN_t ulegających rozpadowi jest proporcjonalna do ilości cząstek N_t pozostających w układzie oraz do przedziału czasu Δt , w którym ten proces zachodzi. Zwane to jest *aktywnością źródła promieniowania*:

$$\frac{\Delta N_t}{N_t} = -\lambda \cdot \Delta t \quad (\text{VI.1.1.})$$

gdzie: $\Delta N_t = (N_t - N_0)$ – ilość cząstek ulegających rozpadowi w czasie Δt ;

N_0 – ilość cząstek na początku procesu rozpadu, gdy $\Delta t = (t - t_0)$;

N_t – ilość cząstek w układzie po czasie Δt ;

$\lambda = \text{constant}$, współczynnik proporcjonalności zwany stałą naturalnego rozpadu promieniotwórczego.

W powyższym znak minus (–) wstawiony jest dla zaznaczenia, że zapis ten odnosi się do procesu rozpadu. Indeks (t) oznacza, że tak ΔN_t jak i N_t są funkcjami czasu t .

Ponieważ lewa strona zależności (VI.1.1.) jest wielkością bezwymiarową, to stała rozpadu λ ma wymiar częstotliwości: $\lambda = 1/t$.

Tym samym, w zapisie (VI.1.1.) zawarta jest okresowość rozpadu promieniotwórczego.

Zależność (VI.1.1.) możemy przepisać w postaci:

$$\frac{\Delta N_t}{N_t} = \frac{N_t - N_0}{N_t} = 1 - \frac{N_0}{N_t} = -\lambda \cdot t \quad (\text{VI.1.2.})$$

gdzie: dla $t_0 = 0$ jest, że $\Delta t = (t - t_0) = t$.

Z powyższego wynika charakterystyczny okres $t = T$ naturalnego rozpadu danego pierwiastka promieniotwórczego: $\lambda \cdot T = 1$.

Dla tego warunku, z zależności (VI.1.2.) znajdujemy:

$$1 - \frac{N_0}{N_t} = -\lambda \cdot T = -1$$

oraz

$$\frac{N_t}{N_0} = 2^{-1} = 2^{-\lambda \cdot T} \quad (\text{VI.1.3.})$$

Z powyższego znajdujemy, że: $N_0 = 2N_t$.

Oznacza to, że według zapisów (VI.1.1.) oraz (VI.1.2.) w charakterystycznym dla danego pierwiastka czasie T , naturalnemu rozpadowi ulega połowa cząstek.

Jest to t.zw. *okres połowicznego rozpadu* T .

Z bezpośrednich obserwacji wynika, że dla różnych pierwiastków różne są okresy T , a tym samym różne są stałe rozpadu $\lambda = 1/T$.

Z zapisów (VI.1.2.) oraz (VI.1.3.) wynika, że dla dowolnego czasu t możemy napisać:

$$N_t = N_0 \cdot 2^{-h \cdot t} \quad (\text{VI.1.4.})$$

gdzie, dla ułatwienia dalszych rozważań, zmieniliśmy oznaczenie stałej λ na h .

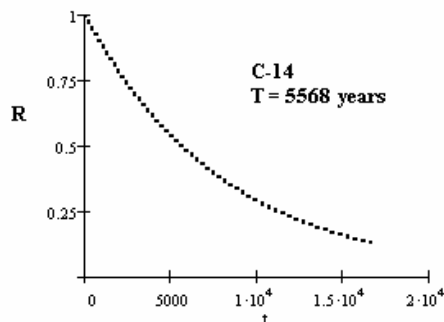


Fig. VI.1.1. Rozpad promieniotwórczy według zależności (V.1.4),
gdzie: $R = N_t/N_0$.

Tak więc, powyższa zależność, podana tutaj po raz pierwszy w literaturze przedmiotu, jest złożeniem okresowości rozpadu (okres połowicznego rozpadu) według przyjętej zależności (VI.1.1.), oraz wykładniczego charakteru tego rozpadu według Rutherforda-Soddy'ego.

„Literaturowe prawo rozpadu promieniotwórczego”.

W t.zw. „literaturze przedmiotu” wykładniczy charakter rozpadu promieniotwórczego wywodzi się z zależności (VI.1.1.), przy narzuconych warunkach:

$$\left. \begin{array}{l} -\Delta N \rightarrow -dN \\ \Delta t \rightarrow dt \end{array} \right\}$$

co może budzić poważne wątpliwości, ponieważ dla cząstek materialnych o skończonych wymiarach i istniejących w skończonym czasie, nie istnieje coś takiego jak: dN czy dt . Pozostawiono natomiast oznaczenie stałej λ naturalnego rozpadu promieniotwórczego.

Tak więc, tylko i wyłącznie ze sztucznie narzuconego formalizmu matematycznego (ale nie jako prawo przyrody!), zależność (VI.1.1.) przepisywana jest w postaci:

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt$$

Całkując obydwie strony powyższego równania, znajdujemy:

$$\ln N_t = -\lambda \cdot t + \text{constant}$$

Przyjmuje się, że dla $t = 0$ całkowita ilość jąder przed rozpadem wynosi N_0 , i mamy:

$$\ln N_t = -\lambda \cdot t + \ln N_0$$

czyli

$$N_t = N_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t} \quad (\text{VI.1.5.})$$

Zależność (VI.1.5.) przedstawiana jest w „literaturze przedmiotu” jako zapis wykładniczego rozpadu pierwiastków promieniotwórczych według Rutherforda, Soddy’ego, i innych.

W powyższym występuje okresowość $t = \tau$ rozpadu promieniotwórczego: $\tau = 1/\lambda$.

Dla tego warunku, z zależności (VI.1.5.), znajdujemy:

$$\frac{N_\tau}{N_0} = \frac{1}{e} = 0,3678...$$

gdzie: N_τ – ilość cząstek jaka pozostaje w układzie po okresie τ rozpadu.

A to oznacza, że w okresie czasu τ rozpadowi ulega **znacznie więcej niż połowa** cząstek znajdujących się na początku procesu rozpadu danego pierwiastka.

A to także oznacza, że według zależności (VI.1.5.) nie istnieje okres T połowicznego rozpadu (patrz: zależność VI.1.3.).

Z tego właśnie względu, dla zależności (VI.1.5.) wprowadzono „poprawkę” w postaci czasu połowicznego rozpadu T :

$$\left. \begin{aligned} \frac{N_T}{N_0} &= e^{-\lambda \cdot T} = \frac{1}{2} \\ T &= \frac{\ln 2}{\lambda} \end{aligned} \right\} \quad (\text{VI.1.6.})$$

Uwzględniając powyższe, zależność (VI.1.5.) można, a nawet należy przepisać w postaci:

$$N_t = N_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t} = N_0 \cdot e^{-(\ln 2) \cdot \frac{t}{T}} = N_0 \cdot (e^{\ln 2})^{-\frac{t}{T}} = N_0 \cdot 2^{-\frac{t}{T}} \quad (\text{VI.1.7.})$$

Ale to oznacza, że za pomocą warunków (VI.1.6.) zależność (VI.1.5.) sprowadzona jest do zależności (VI.1.4.).

Pytanie: jeżeli rzeczywiście istnieje okres połowicznego naturalnego rozpadu pierwiastków promieniotwórczych, który można opisać prostą zależnością (VI.1.4.), to po co w nauce stosowana jest zależność (VI.1.5.) ze sztucznie narzuconym warunkiem (VI.1.6.) ?

„That is the question”!

Z powyższego wprost wynika, że opis rozpadu pierwiastków promieniotwórczych za pomocą równań (VI.1.5.) oraz (VI.1.6) może budzić poważne wątpliwości merytoryczne.

VI.2. Janusza B. Kępi prawo rozpadu promieniotwórczego.

Przyjmujemy, zgodnie z doświadczeniem, że jądro atomu nie jest luźnym zbiorem cząstek materialnych: stan energetyczny każdej cząstki w jądrze (ściślej: danego obszaru jądra) określony jest stanem energetycznym pozostałego obszaru jądra, *et vice versa*.

Z tego względu, emisja lub absorpcja najmniejszej nawet części jądra natychmiast zmienia jego stan jako całości. Jest to już inne jądro!

Jeżeli istnieje jakaś reguła naturalnego rozpadu promieniotwórczego, to reguła ta powinna powtarzać się w określonym właśnie przez tę regułę stałym przedziale czasowym.

Rozważajmy więc rozpad promieniotwórczy w równych przedziałach czasowych $\mathfrak{g} = \text{constant}$, jak to przedstawiono na rys. VI.2.1.

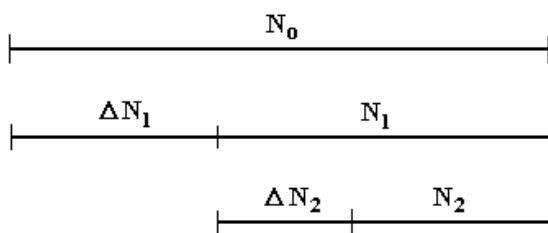


Fig. VI.2.1. Schemat rozpadu promieniotwórczego według prawa J.B. Kępi.

Niech na początku procesu rozpadu ilość cząstek wynosi N_0 .

Po czasie $\mathfrak{g}$ w układzie pozostanie N_1 cząstek.

Wobec tego, w okresie czasu $\mathfrak{g}$ rozpadowi uległo $\Delta N_1 = (N_0 - N_1)$ cząstek.

Ale N_1 wyznacza ilość cząstek na początku drugiego okresu czasu $\mathfrak{g}$.

W drugim okresie $\mathfrak{g}$ rozpadowi uległo $\Delta N_2 = (N_1 - N_2)$ cząstek.

Po drugim okresie $\mathfrak{g}$, w układzie pozostanie N_2 cząstek.

Z kolei, ilość N_2 cząstek wyznacza ilość cząstek na początku trzeciego okresu $\mathfrak{g}$, i rozpadowi uległo $\Delta N_3 = (N_2 - N_3)$ cząstek. I tak dalej, i tak dalej...

Z powyższego wprost wynika, że ilość ΔN_{k+1} cząstek, które uległy rozpadowi w danym okresie $\mathfrak{g}$ jest funkcją ilości N_{k+1} cząstek znajdujących się w układzie na początku tego właśnie okresu rozpadu.

Podobnie, aktualna ilość N_{k+1} cząstek w układzie jest funkcją ilości N_k cząstek w układzie w poprzednim okresie procesu rozpadu.

Takie założenia są słuszne, ale tylko pod warunkiem, że proces rozpadu (także syntezy) następuje tylko pod wpływem działania czynników wewnętrznych układu, a nie oddziaływań zewnętrznych na dany układ.

Jeżeli z kolei przyjmiemy, że zachodzi najprostsza zależność funkcyjna – proporcjonalność, to powyższe możemy przedstawić odpowiednio w postaci:

$$N_{k+1} \sim N_k \quad \text{oraz} \quad \Delta N_{k+1} \sim N_{k+1}$$

Ale w powyższym proporcjonalność powinna być taka sama, ponieważ obowiązuje ten sam mechanizm przebiegu danego procesu wewnątrz danego układu. A wobec tego:

$$\frac{N_{k+1}}{N_k} = \frac{\Delta N_{k+1}}{N_{k+1}}$$

gdzie: $k = 1, 2, \dots, n$ jest stałym przedziałem czasowym $\vartheta = \text{constant}$.

Warunek: $k = 0$ wyznacza ilość N_0 cząstek na początku danego procesu.

Możemy więc napisać:

$$\left[\frac{N_1}{N_0} = \frac{\Delta N_1}{N_1} \right] = \left[\frac{N_2}{N_1} = \frac{\Delta N_2}{N_2} \right] = \dots = \left[\frac{N_n}{N_{n-1}} = \frac{\Delta N_n}{N_n} \right] \quad (\text{VI.2.1.})$$

Z powyższej zależności, mamy:

$$(N_1^2 - N_0 \Delta N_1) = (N_2^2 - N_1 \Delta N_2) = \dots = (N_n^2 - N_{n-1} \Delta N_n) = 0$$

skąd z kolei znajdujemy dwa rozwiązania:

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{N_1}{N_0} \right)_1 = \left(\frac{N_{k+1}}{N_k} \right)_1 = \frac{-1 + \sqrt{5}}{2} = D = 0,618033988.. \\ \left(\frac{N_1}{N_0} \right)_2 = \left(\frac{N_{k+1}}{N_k} \right)_2 = \frac{-1 - \sqrt{5}}{2} = -P = -1,618033988.. \end{aligned} \right\} \quad (\text{VI.2.2.})$$

Rozwiązania (VI.2.2.) są liczbowym zapisem słynnej reguły *divina proportio*.

Powyższe rozwiązania są przeciwnych znaków, co z kolei może wskazywać dwa przeciwne sobie procesy przemiany materii. Przyjmujemy dodatnie rozwiązanie (VI.2.2.).

Dla procesu rozpadu, z zależności (VI.2.2.) wynika, że:

$$\begin{aligned} N_1 &= N_0 D \\ N_2 &= N_1 D = N_0 D^2 \\ N_3 &= N_2 D = N_0 D^3 \\ &\dots\dots\dots \\ N_n &= N_{n-1} D = N_0 D^n \end{aligned}$$

gdzie N_0 jest ilością cząstek znajdujących się w układzie w chwili rozpoczęcia się procesu rozpadu.

Możemy to przedstawić w ogólnej postaci:

$$N_k = N_0 D^k \quad (\text{VI.2.3.})$$

gdzie N_k jest ilością cząstek jaka pozostała w układzie po k -tym okresie ϑ rozpadu.

Dla całkowitego rozpadu jest, że: $D^k \rightarrow 0$, a stąd z kolei: $N_k \rightarrow 0$.

Uwzględniając powyższe, w podobny sposób znajdujemy:

$$\Delta N_k = N_k D = N_0 D^k D = N_0 D^{k+1}$$

gdzie ΔN_k jest ilością cząstek, które uległy rozpadowi w k -tym okresie $\mathcal{G}$ rozpadu.

Wobec tego, w czasie t równym k okresom $\mathcal{G}$, rozpadowi uległa ilość cząstek:

$$\sum \Delta N_k = N_0 (D^2 + D^3 + \dots + D^{k+1})$$

Wyrazy w nawiasie tworzą malejący postęp geometryczny o k wyrazach, którego ilorazem jest D . Wobec tego, mamy:

$$\sum \Delta N_k = N_0 \frac{1 - D^k}{1 - D} D^2 = N_0 (1 - D^k) \quad (\text{VI.2.4.})$$

Dla całkowitego rozpadu jest, że $D^k \rightarrow 0$, i mamy: $\sum \Delta N_k \rightarrow N_0$.

Już w definicji naturalnego rozpadu promieniotwórczego według zależności (VI.2.1.) zawarty jest czas $\mathcal{G} = \text{constant}$, zwany dalej *okresem divina proportio*, w którym kolejno rozpadowi ulega $\Delta N_1, \Delta N_2, \dots, \Delta N_k, \dots, \Delta N_n$ cząstek. Odwrotność tego czasu:

$$\omega = \frac{1}{\mathcal{G}} = \text{constant}$$

określa szybkość rozpadu, a tym samym charakteryzuje nietrwałość jądra atomu danego pierwiastka promieniotwórczego.

W powyższym sensie, każdy pierwiastek tworzy sobą naturalny układ absolutny scharakteryzowany przez własną jednostkę $\mathcal{G} = \text{constant}$ czasu absolutnego t .

Ponieważ k określa ilość okresów $\mathcal{G} = \text{constant}$ w czasie t , w którym przebiega dany proces rozpadu promieniotwórczego, to mamy:

$$k = \frac{t}{\mathcal{G}} = \omega \cdot t \quad (\text{VI.2.5.})$$

gdzie $k \geq 0$ jest liczbą niemianowaną (niekoniecznie całkowitą), o skończonej wartości.

Należy tu zaznaczyć, że jednostką czasu t jest okres $\mathcal{G}$ rozpadu danego pierwiastka promieniotwórczego, a nie jest jednostką na przykład jedna sekunda czy jeden rok.

Uwzględniając (VI.2.5.), zależność (VI.2.3.) możemy przepisać w postaci:

$$N_t = N_0 D^{\omega \cdot t} \quad (\text{VI.2.6.})$$

gdzie N_t jest ilością cząstek jaka pozostała w układzie po czasie t od chwili rozpoczęcia procesu rozpadu.

Wobec tego, w czasie t rozpadowi uległa taka ilość ΔN_t cząstek, że:

$$\Delta N_t = (N_0 - N_t) = N_0 (1 - D^{\omega \cdot t}) \quad (\text{VI.2.7.})$$

co także jest dokładnie zgodne z zależnością (VI.2.4.).

Powyższe zależności spełniają warunek: $N_t + \Delta N_t = N_0$

Zależności (VI.2.6.) oraz (VI.2.7.) są formalnym zapisem naturalnego prawa rozpadu promieniotwórczego Janusza B. Kępki¹.

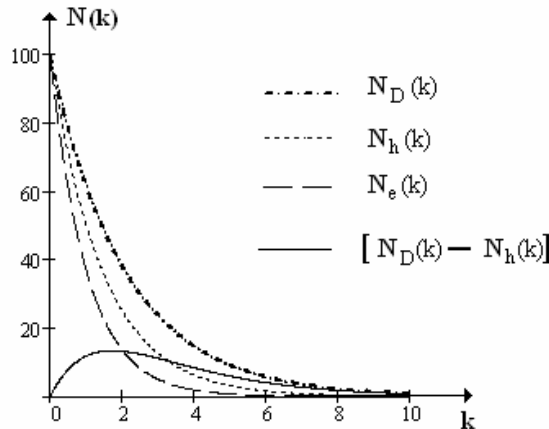


Fig. VI.2.2. Krzywe wykładnicze o różnych podstawach:

$$N_e(t) = N_0 \cdot e^{-k}; \quad N_h(t) = N_0 \cdot 2^{-k} \quad \text{oraz} \quad N_D(t) = N_0 \cdot D^k.$$

Na powyższym rysunku przedstawiono krzywe wykładnicze o podstawach odpowiednio według równań (VI.1.5.), (VI.1.4.) oraz (VI.2.6.) dla naturalnego rozpadu pierwiastków promieniotwórczych.

Różne są przebiegi dla różnych podstaw wskazanych równań wykładniczych.

W praktyce pomiarowej zauważa się odchylenia od logarytmicznej zależności (VI.1.5.) oraz „rozpadu połówkowego” (VI.1.4. oraz VI.1.7.).

Tłumaczy się to *statystycznym charakterem rozpadu promieniotwórczego*, co (rzekomo) ma wyjaśniać niezgodność zależności (VI.1.5.) z doświadczeniem.

Na zakończenie tej części rozważań zauważmy, że zależności (VI.1.4.), (VI.1.5.) oraz (VI.2.6.) mają charakter wykładniczy (Fig. VI.2.2.), co jest zgodne z zauważeniem Rutheforda, Soddy’ego i innych.

Jednak wskazane zależności są o różnych podstawach, co określa przebiegi procesu rozpadu promieniotwórczego.

Okres T zawarty jest *implicit*e w zależności (VI.1.4.), nie znanej w literaturze przedmiotu.

Jednak, ponieważ czas τ według zależności (VI.1.5.) rażąco nie zgadza się z doświadczeniem, to narzucono warunki według zależności (VI.1.6.). A to oznacza, że czasy τ oraz T wynikają z formalizmu matematycznego, a nie jako naturalne prawo przyrody. Wady tej nie posiada czas ϑ według zależności (VI.2.6.).

¹ także: Janusz B. Kępka, *Ruch absolutny i względny*, KONTRAST, Warszawa 1999.

Doświadczalnie, w odpowiednich seriach pomiarów (Fig. VI.2.2.), należy ustalić **rzeczywisty** rodzaj okresowości według jednego z równań (VI.1.4.), (VI.1.5.) lub (VI.2.6.).

Okaże się, że istnieje tylko jeden rodzaj okresowości według *divina proportio* $\mathcal{D}$.

VI.3. Janusza B. Kępki prawo syntezy.

Obecnie rozpatrzmy proces syntezy w równych przedziałach czasowych $\Theta = \text{constant}$.

Niech na początku procesu syntezy ilość cząstek w układzie wynosi N_0 .

Po pierwszym okresie Θ ilość cząstek w układzie wynosi N_1 . Wobec tego, w pierwszym okresie procesu syntezy w układzie przybyło $\Delta N_1 = (N_1 - N_0)$ cząstek (Fig. VI.3.1.).

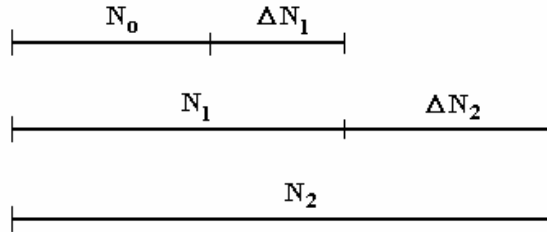


Fig. VI.3.1. Schemat procesu syntezy w równych przedziałach czasowych Θ .

Z kolei, po drugim okresie Θ ilość cząstek w układzie wynosi N_2 . Wobec tego, w drugim okresie procesu syntezy przybyło $\Delta N_2 = (N_2 - N_1)$ cząstek.

Tak więc, podobnie jak w przypadku procesu rozpadu, dla procesu syntezy możemy napisać:

$$\frac{N_k}{N_{k+1}} = \frac{\Delta N_{k+1}}{N_k} = \frac{(N_{k+1} - N_k)}{N_k}$$

Z powyższego, mamy:

$$(N_0^2 - N_1 \cdot \Delta N_1) = (N_1^2 - N_2 \cdot \Delta N_2) = \dots = (N_{n-1}^2 - N_n \cdot \Delta N_n) = 0$$

Z powyższego znajdujemy dwa rozwiązania:

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{N_1}{N_0} \right)_1 &= \left(\frac{N_{k+1}}{N_k} \right)_1 = \frac{1 + \sqrt{5}}{2} = P \\ \left(\frac{N_1}{N_0} \right)_2 &= \left(\frac{N_{k+1}}{N_k} \right)_2 = \frac{1 - \sqrt{5}}{2} = -D \end{aligned} \right\} \quad (\text{VI.3.1.})$$

Postępując podobnie jak w przypadku procesu rozpadu (Eq. VI.2.3.), z zależności (VI.3.1.) znajdujemy:

$$n_k = n_0 \cdot P^k$$

oraz

$$\Delta n_k = n_k \cdot P = n_0 \cdot P^k \cdot P = n_0 \cdot P^{k+1}$$

Ilość cząstek przyłączonych do układu po k okresach jest równa różnicy $(n_k - n_0) > 0$, i znajdujemy:

$$\sum \Delta n_k = (n_k - n_0) = n_0 (P^k - 1)$$

Rozpatrując proces syntezy w czasie t , i podobnie jak w przypadku rozpadu według zależności (VI.2.7.) oraz (VI.2.8.), możemy odpowiednio napisać:

$$n_t = n_0 P^{\Omega t} \quad (\text{VI.3.2.})$$

co opisuje proces syntezy według reguły *divina proportio*, gdzie n_t jest ilością cząstek w układzie po czasie t procesu syntezy.

Wobec tego, w czasie t w układzie przybyła taka ilość Δn_t cząstek, że:

$$\Delta n_t = (n_t - n_0) = n_0 (P^{\Omega t} - 1) \quad (\text{VI.3.3.})$$

Jednostka czasu: $\Theta = 1/\Omega$ wyznacza okres danego procesu syntezy, podobnie jak jednostka czasu ϑ w przypadku procesu rozpadu.

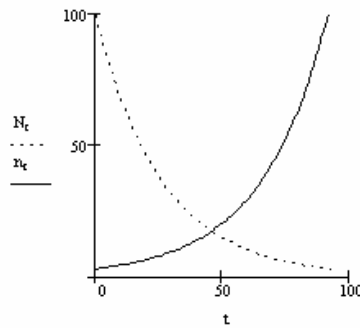


Fig. VI.3.2. Krzywe rozpadu (Eq. VI.2.6.) oraz syntezy (Eq. VI.3.2.).

Uwagi końcowe.

Rozwiązania (VI.2.2.) oraz (VI.3.1.) otrzymaliśmy tylko przy jednym założeniu, że naturalny proces przemiany materii charakteryzuje się okresowością¹.

Wynikające stąd zależności (VI.2.6.) oraz (V.2.7.) dla procesu rozpadu, a także zależności (VI.3.2.) oraz (VI.3.3.) dla procesu syntezy, przebiegają według reguły *divina proportio* $\mathcal{D}$.

„Złoty podział odcinka” znany był w Europie od czasów Starożytnych.

Jednak Europejczycy nie przypisywali mu jakichś szczególnych własności.

Dopiero ok. 1900 r. Jay Hambidge (1867-1924), a za nim z kolei inni wskazali, że motyw *divina proportio* $\mathcal{D}$ występuje nie tylko w wielu wyrobach i sztuce starożytnych Egipcjan, i z kolei starożytnych Greków i Rzymian, lecz często spotykany jest w przyrodzie, tak nieożywionej jak i ożywionej.

Wzrost oraz kształt wielu kryształów, podobnie wzrost i budowa wielu roślin i zwierząt, w tym także człowieka, podlegają regule *divina proportio* $\mathcal{D}$.

A to kolei może sugerować, że *divina proportio* $\mathcal{D}$ jest jednym z podstawowych kodów świata materialnego, na przykład kodów genetycznych.

Jak wiadomo, uszkodzenie lub degeneracja danego kodu jest bezpośrednią przyczyną poważnych chorób, łącznie z nowotworem odpowiednio złośliwym.

Ponadto, reguła *divina proportio* $\mathcal{D}$ zawiera w sobie kod kierunkowości, co też znane jest jako układy lewo,- oraz prawoskrętne danej struktury.

I tak na przykład, znany cukier spożywczy w układzie lewo,- lub prawoskrętnym niczym specjalnie nie różni się: ani wyglądem czy smakiem, ani też składem chemicznym.

Ale jeden z nich jest silną trucizną, natomiast drugi spożywamy ze smakiem, często w nadmiarze.

Jak to dalej wykażemy, słynna piramida Cheopsa zbudowana jest dokładnie według reguły *divina proportio* $\mathcal{D}$.

A to może oznaczać, że już Starożytni znali podstawowe procesy tego świata materialnego...

¹ Podstawowymi cechami tego świata materialnego jest ruch oraz okresowość zjawisk i procesów fizycznych.

Powtarzalność zjawisk fizycznych wyrabia pojęcie czasu.

Gdyby nie było powtarzalności zjawisk, nie byłby możliwy proces poznawania, a tym samym nie byłoby nauki!

Śmierć absolutna – absolutny brak powtarzalności zjawisk (procesów) fizycznych, i bez możliwości ich generacji. Jest to też „absolutny koniec (tego) świata materialnego”. Amen.

VII. Światło w Kosmosie

Zagadnienia wstępne

Opisując ruch ciał materialnych, zwykle staramy się odnieść ten ruch względem wybranego układu odniesienia.

Jednak odwieczny problem polega na trudności ścisłego zdefiniowania, czy tylko określenia tego wybranego układu odniesienia, zwanego zwykle – układem absolutnym.

Do niedawna jeszcze przyjmowano, że takim układem może być t.zw. „sfera gwiazd stałych”, a która to sfera jest absolutnie nieruchoma w tym sensie, że wszystkie ciała materialne poruszają się względem tej właśnie sfery.

Jednak nowożytne obserwacje astronomiczne wprost wykazują, że nie istnieje „sfera gwiazd stałych”.

A więc może „próżnia kosmiczna” jest tym układem absolutnie absolutnym, względem którego, a raczej w którym poruszają się wszystkie ciała materialne?

O ile jednak ciała materialne mogą być poddane różnym badaniom naukowym, a stąd mogą być określane różne własności fizyczne tych ciał, to próżnia wręcz z definicji nie podlega takim badaniom.

Jednak „próżnia kosmiczna” nie jest tak naprawdę pusta, ponieważ jest całkowicie wypełniona światłem (fale elektromagnetyczne).

W tej sytuacji można sądzić, że badanie własności światła jest przynajmniej po części badaniem własności próżni.

W połowie XVII w. Francesco Maria Grimaldi (1618-1663) odkrył zjawisko dyfrakcji światła (ugięcie na przeszkodzie). Jest to zjawisko jakie zachodzi dla fal akustycznych oraz fal na wodzie.

Holender Christiaan Huygens (1629-1695) twierdził, że światło polega na rozchodzeniu się fal w eterze - sprężystej substancji zapelniającej całą przestrzeń („Traktat o świetle”, 1690).

Sir Isaac Newton (1642-1727) w swym znakomitym dziele „Optyka”, rozważał zarówno korpuskularny jak i falowy charakter światła, ze wskazaniem jednak na naturę korpuskularną światła (1704 r.).

W 1801 r. Thomas Young (1773-1829) odkrył zjawisko interferencji światła, co jednoznacznie określa falową naturę światła.

Z kolei w 1808 r. Étienne Louis Malus (1775-1812) opisał zjawisko polaryzacji światła – co oznacza, że światło ma naturę fali poprzecznej, podobnie jak fala na wodzie.

Uznanie z doświadczenia natury falowej światła wprost sugeruje istnienie szczególnego rodzaju ośrodka – eteru kosmicznego, którego zaburzeniem w postaci fali jest właśnie światło.

Jeżeli tak, to można uznać, że wszystkie ciała materialne zanurzone są całkowicie w hipotetycznym eterze jak ryby w wodzie.

A w związku z tym, eter może być przyjęty jako **absolutnie absolutny układ odniesienia**.

Zauważmy też, że w myśl powyższego, pomiar prędkości światła jest pomiarem ruchu absolutnego fali świetlnej – jeżeli przyjmiemy, że światło jest właśnie zaburzeniem eteru, podobnie jak fala w wodzie jest zaburzeniem ośrodka zwanego wodą.

A więc w przypadku „fal eteru” czyli światła, jego prędkość *in vacuo* ma charakter prędkości absolutnie absolutnej. Obecnie przyjmuje się, że prędkość światła w próżni wynosi:

$$c = (299\,792\,458 \pm 1,2) \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

Powyższe możemy uogólnić na dowolny ośrodek scharakteryzowany przez stałą i izotropową prędkość ruchu falowego, w tym właśnie ośrodku.

Mamy więc tyle absolutnych układów odniesienia, ile jest ośrodków o charakterystycznej, dla każdego z nich, prędkości ruchu falowego.

W powyższym sensie, „*próżnia kosmiczna*” jest układem absolutnie absolutnym (**AA-space**), scharakteryzowanym przez stałą i izotropową prędkość światła **c**.

Oczywiście, każdy obiekt poruszający się w danym układzie absolutnym, ma własną prędkość absolutną **v**, która zwana jest tutaj *prędkością względną*. *Prędkość względna*, chociaż jest prędkością absolutną, to nie jest cechą charakteryzującą dany ośrodek (układ). Jest prędkością wybranego obiektu w danym układzie absolutnym.

Ponadto, z natury falowej światła wprost wynika, i potwierdzają to **wszystkie** eksperymenty, że prędkość światła *in vacuo* **nie zależy** od ruchu źródła światła.

Podobnie, prędkość fali akustycznej w powietrzu, nie zależy od ruchu źródła dźwięku.

Jedno z bardziej precyzyjnych doświadczeń potwierdzających *stałość* prędkości światła *niezależnie od ruchu źródła światła* przeprowadził D. Sadeh¹.

Jednak wynik tego eksperymentu t.zw. „urojeni relatywiści” interpretują jako potwierdzający ich „zasadę względności”: „... *prędkość światła jest taka sama we wszystkich inercjalnych układach odniesienia, niezależnie od sposobu poruszania się źródła światła*” (Edwin F. Taylor, John Archibald Wheeler – *Spacetime Physics*, str. 245, tłum. polskie, PWN, Warszawa 1972).

Jest to jeden z wielu przykładów t.zw. „bełkotu relatywistycznego”.

Wyjaśniamy: zgodnie z wieloma eksperymentami: prędkość światła **c** nie jest ruchem falowym jakiegokolwiek układu inercjalnego (materialnego).

Ponadto, dla dowolnego ruchu falowego, identycznie jest dla światła, spełniony jest warunek:

$$c = \lambda \cdot \nu = \text{constant}$$

Ale „urojeni relatywiści” przepisują powyższe w postaci: **c = λ · ν = invariant**.

A to jest (nie)zwykła ignorancja, jeżeli nie... oszustwo.

¹ Physical Review Letters, **10**, 271, April 1963.

VII.1. Eksperyment Galileo Galilei.

Pierwszą próbę pomiaru prędkości światła podjął w 1607 r. Galileo Galilei (1564-1642). Umieścił on na dwóch wzgórzach w odległości l dwóch obserwatorów z latarniami. W pewnym momencie jeden z obserwatorów usuwał zasłonę z latarni. Drugi obserwator natychmiast odsłaniał swoją latarnię po ujrzeniu sygnału świetlnego. Jeżeli światło ma skończoną prędkość, to pierwszy obserwator powinien z powrotem otrzymać sygnał po czasie Δt od chwili odsłonięcia przez niego latarni. W takim przypadku prędkość światła można obliczyć z zależności:

$$c = \frac{2l}{\Delta t}$$

Jednak biorąc pod uwagę czas reakcji obserwatorów, nie udało się wykryć różnicy czasu Δt . Wynik eksperymentu był więc negatywny, ale mógł świadczyć o bardzo dużej prędkości światła w powietrzu.

VII.2. Eksperyment Ole Roemera.

Natomiast pierwszą udaną próbę pomiaru prędkości światła w próżni kosmicznej wykonał w 1676r. astronom duński paryskiego obserwatorium, Ole Roemer (1644-1710). Zauważył on odstępstwa od regularności czasów zaćmień księżyców Jowisza. W ciągu jednego półrocza ziemskiego, okres czasu między kolejnymi zaćmieniami był krótszy, a w drugim dłuższy. Największe, zaobserwowane różnice występują wtedy, gdy Ziemia porusza się w przybliżeniu równoległe do promieni biegnących od Jowisza (**Fig. VII.2.1.**).

Jeżeli Ziemia porusza się po łuku aa naprzeciwko biegnących promieni świetlnych, to czas między kolejnymi, obserwowanymi zaćmieniami wynosi T_A . Jednak, gdy Ziemia porusza się po łuku cc , i.e. „ucieka” przed doganiającymi ją promieniami światła, to obserwowany czas wynosi T_C . Z bezpośrednich obserwacji wynika, że $T_C > T_A$.

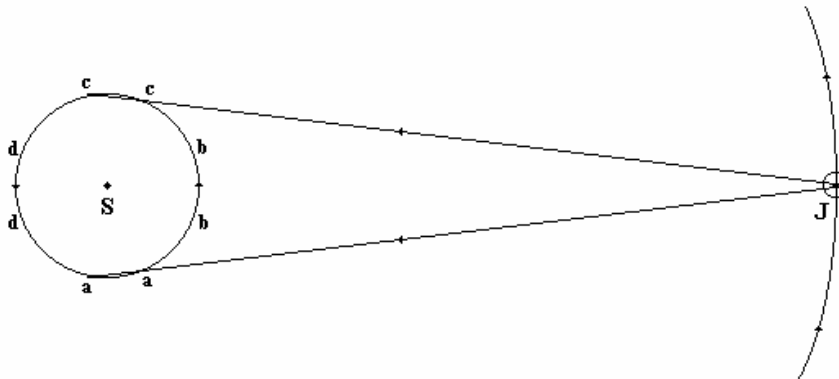


Fig. VII.2.1. Pomiar prędkości światła na podstawie obserwowanych nieregularności zaćmień księżyców Jowisza.

Natomiast, gdy Ziemia porusza się w przybliżeniu prostopadle do biegu promieni świetlnych (łuki **bb** oraz **dd**), to praktycznie nie obserwuje się takiej różnicy czasów między kolejnymi zaćmieniami. Obserwowaną różnicę czasów T_A oraz T_C można wyjaśnić w następujący sposób. Niech źródło światła znajdujące się w pewnej odległości od obserwatora, wysyła regularne błyski w równych odstępach czasu T_0 . Prędkość światła w przestrzeni kosmicznej wynosi $c = \text{constant}$.

Jeżeli odległość między obserwatorem i źródłem nie zmienia się, to kolejne błyski będą dochodzić do obserwatora w równych odstępach czasu T_0 .

W tym czasie światło może przebyć odległość: $d = c \cdot T_0$.

Jednak w przypadku, gdy obserwator porusza się z prędkością v naprzeciwko biegnących promieni (łuk **aa**), to zmniejsza się odległość między obserwatorem i źródłem. Wobec tego, odbiór kolejnego błysku nastąpi w krótszym czasie T_A , takim że:

$$c \cdot T_0 = c \cdot T_A + v \cdot T_A$$

Rozumując podobnie, dochodzimy do wniosku, że jeżeli obserwator „ucieka” przed doganiającymi go błyskami na drodze **cc**, to spełniona jest zależność:

$$c \cdot T_C = c \cdot T_0 + v \cdot T_C$$

Z powyższych zależności znajdujemy, że:

$$\beta = \frac{v}{c} = \frac{T_C - T_A}{T_C + T_A} \quad (\text{VII.2.1.})$$

Znając z innych pomiarów prędkość orbitalną v Ziemi oraz z bezpośrednich pomiarów wartości czasów T_A oraz T_C , Ole Roemer uzyskał wynik: $c = 215\,000 \text{ km/s}$.

Jak widać, błąd jest dosyć znaczny.

Jednak wynik uzyskany przez O. Roemera ma inne, fundamentalne znaczenie.

Po pierwsze: Roemer udowodnił, że światło ma skończoną prędkość.

Po drugie: był to pierwszy pomiar ruchu absolutnego, i.e. pomiar prędkości fali świetlnej w próżni kosmicznej, czyli w hipotetycznym eterze.

VII.3. Eksperyment Jamesa Bradleya.

James Bradley (1692-1762) odkrył oraz podał wyjaśnienie (1725 r.) zjawiska zwanego aberracją astronomiczną, a tutaj zwanego efektem Bradleya.

Efekt Bradleya polega na pozornym przemieszczeniu się ciała niebieskiego na sferze, spowodowane złożeniem prędkości obserwatora i prędkości światła (**Fig. VII.3.1.**)

Niech promień świetlny biegnie od odległej gwiazdy z prędkością c oraz pod kątem γ do kierunku ruchu obserwatora, i niech w miejscu **e** promień ten wpada do teleskopu.

Gdyby obserwator był nieruchomy, to światło przebyłoby w teleskopie odległość **eb** w czasie t .

Ponieważ obserwator porusza się z prędkością v , to w czasie t przebędzie on drogę **ab** = $v \cdot t$, co spowoduje przesunięcie obrazu gwiazdy o odległość **ab** w głównej płaszczyźnie ogniskowej teleskopu. Ze względu na ruch własny obserwatora wraz z teleskopem, prędkość światła względem teleskopu wynosi c' .

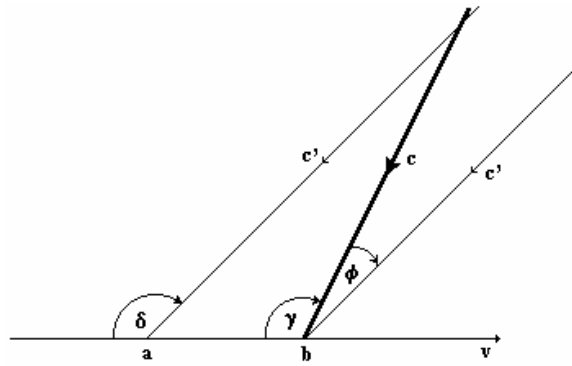


Fig. VII.3.1. Aberracja astronomiczna.

Aby utrzymać obraz gwiazdy w miejscu **b**, należy pochylić teleskop w kierunku ruchu obserwatora o kąt $\phi = (\delta - \gamma)$, który zwany jest kątem aberracji.

Należy tu zaznaczyć, że jeżeli obserwator poruszałby się ruchem jednostajnym prostoliniowym, to nie mógłby on wykryć swego ruchu, ponieważ w takiej sytuacji kąt ϕ miałby stałą wartość.

Jednak pełne zmiany kąta ϕ można obserwować w czasie ruchu po krzywej zamkniętej.

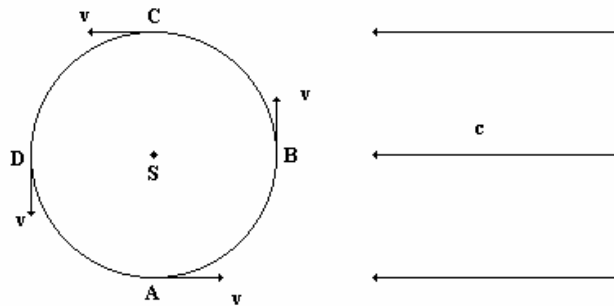


Fig. VII.3.2. Obserwacja pozornych położen gwiazdy w okresie jednego roku ziemskiego.

Na rys. VII.3.2. przedstawiony jest schemat obserwacji położen gwiazdy γ -Draconis, wykonanych przez J. Bradleya. Przyjmuje się, że ze względu na ogromną odległość gwiazdy od naszego układu słonecznego, dobiegające światło tworzy wiązkę promieni równoległych z dostateczną dokładnością.

Niech Ziemia znajduje się w miejscu **A** na orbicie i porusza się dokładnie naprzeciwko biegu promieni świetlnych. W miejscu **A** teleskop nachylony jest pod kątem δ do płaszczyzny ekliptyki (Fig. VII.3.1.).

Aby utrzymać obraz gwiazdy w tym samym miejscu pola widzenia w teleskopie w miarę przemieszczania się z miejsca **A** do miejsca **B** na orbicie, należy stopniowo obracać teleskop jednocześnie w dół (prędkość Ziemi na wprost gwiazdy maleje) i w lewo, i.e. w kierunku ruchu Ziemi na orbicie (prędkość Ziemi równoległa do gwiazdy rośnie).

W miejscu **B** teleskop nachylony jest do płaszczyzny ekliptyki pod kątem $\gamma = \delta + \phi'$, i jednocześnie skręcony w płaszczyźnie ekliptyki o kąt ϕ w kierunku ruchu Ziemi.

W astronomicznym układzie współrzędnych ekliptycznych, położenie ciała niebieskiego na sferze określone jest przez podanie szerokości astronomicznej β , a także długości astronomicznej λ , liczonej od punktu równonocy wiosennej.

Przyjmując, że prawdziwe położenie gwiazdy jest (β, λ) , to ze względu na zjawisko aberracji, obserwowane położenia gwiazdy są w miejscach:

$$\begin{array}{ll} \mathbf{A} - (\beta - \phi'), \lambda; & \mathbf{C} - (\beta + \phi'), \lambda; \\ \mathbf{B} - \beta, (\lambda + \phi); & \mathbf{D} - \beta, (\lambda - \phi). \end{array}$$

Bardziej szczegółowa analiza zjawiska pokazuje, że dla $0^\circ < \beta < 90^\circ$ gwiazda zakreśla krzywą zamkniętą, bardzo podobną do elipsy, której połowa małej osi prostopadłej do ekliptyki jest maksymalną wartością kąta ϕ' , a która z kolei zależy od szerokości astronomicznej β .

Połowa wielkiej osi równoległej do ekliptyki, wyznacza maksymalną wartość kąta $\phi = \phi_a$ i jest jednakowa dla wszystkich gwiazd: $\phi_a = 20,4958''$.

Stała wartość aberracji rocznej dla wszystkich gwiazd zwana jest *aberratio fixarum*.

Dla $\beta = 90^\circ$, i.e. dla bieguna ekliptycznego, gwiazda zakreśla małe koło o promieniu równym stałej aberracji ϕ_a .

Dla $\beta = 0^\circ$ gwiazda leży w płaszczyźnie ekliptyki i oscyluje względem średniego położenia.

Z powyższego widać, że obserwowany, pozorny ruch gwiazdy na sferze, a wynikający ze zjawiska aberracji, jest odzwierciedleniem ruchu Ziemi po orbicie widzianej od strony gwiazdy pod różnymi kątami β we współrzędnych ekliptycznych.

Znając z obserwacji wartość stałej aberracji rocznej ϕ_a dla gwiazd, w roku 1729 James Bradley obliczył wartość prędkości światła, która według jego pomiarów wynosiła:

$c = 304\,000 \text{ km/s}$. Wartość c została obliczona ze wzoru:

$$\sin \phi_a = \frac{v}{c} \sin \delta$$

zwanego wzorem na aberrację światła.

Wartość prędkości v Ziemi przyjęto z innych pomiarów.

Obecnie, wartość prędkości c światła znana jest z bardzo dużą dokładnością.

Z tego względu, powyższy wzór wykorzystywany jest do obliczania średniej wartości prędkości orbitalnej Ziemi wokół Słońca: $v_f = 29,789 \text{ km/s}$.

Wartość powyższą można więc uznać jako stałą wartość prędkości Ziemi wokół Słońca absolutnie nieruchomego w Kosmosie.

W 1748 r. James Bradley odkrył zmiany położenia (kierunku) osi ziemskiej względem płaszczyzny ekliptyki, co zwane jest *nutacją*. Zmiany te powtarzają się co 19 lat.

Ponadto, oś ziemską zatacza stożek. Jeden taki obrót trwa ok. 26 000 lat, i jest to t.zw. *rok Platona*.

Na zakończenie warto tu zauważyć, że teoria heliocentryczna Arystarcha z Samos oraz system heliocentryczny Mikołaja Kopernika z Torunia są teoretycznymi założeniami ruchu Ziemi względem (wokół) nieruchomego w Kosmosie Słońca.

Są to rozważania – nie ujmując ich wartości i znaczenia – w rodzaju: „co by było, gdyby...”

Natomiast James Bradley udowodnił eksperymentalnie, że właśnie Ziemia krąży wokół Słońca, a nie odwrotnie.

VII.4. „Expanding Cosmos”. Prawo Hubble’a.

Friedrich Wilhelm Herschel (1738-1822), Niemiec urodzony w Hanowerze, uzdolniony wszechstronnie muzyk, przeniósł się w 1757 r. do Anglii, gdzie kontynuował uprawianie muzyki oraz podjął studiowanie matematyki i astronomii. Konstruktor potężnych teleskopów. 13 marca 1781 r. odkrył planetę zwaną obecnie Uranem.

W rok później został królewskim astronomem.

Znany obecnie jako **Sir William Herschel**, astronom angielski.

Na podstawie własnych, niezwykle precyzyjnych pomiarów i badań, William Herschel doszedł do wniosku, że Słońce wraz z całym układem planetarnym porusza się **ruchem translacyjnym** względem „gwiazd stałych” z prędkością około **20 km/s** w kierunku konstelacji Herkulesa (apex).

Odkrycie Herschela jest największym przełomem w astronomii i filozofii: ani Ziemia (teoria geocentryczna), ani też Słońce (teoria heliocentryczna) nie są absolutnie nieruchome w Kosmosie!

Jest więcej niż oczywiste, że ruch układu planetarnego jako całości musi wpływać na ruch orbitalny poszczególnych planet, a co do czasów obecnych nie było i nie jest uwzględniane!

Z kolei, wzajemne oddalanie się galaktyk obserwowane jest od 1919 r. na podstawie przesunięcia widma tych galaktyk w kierunku podczerwieni (Vesto Melvin Slipher).

Na podstawie własnych obserwacji, Georges Édouard Lemaître (1894-1966, ksiądz, astronom belgijski) przedstawił teorię rozszerzającego się Wszechświata („**Expanding Cosmos**”). Wszechświat ten powstał w wyniku eksplozji hipercząstki, a jej fragmenty oddalają się od wspólnego miejsca wybuchu w różne strony.

W roku 1929 astronom amerykański Edwin Hubble podał prawo oddalania się galaktyk: prędkość oddalania się galaktyk jest proporcjonalna do ich odległości, stąd czas τ oddalania się jest taki sam dla wszystkich galaktyk: $\tau = \text{constant}$. Odwrotność tego czasu, zwana stałą Hubble’a, oznaczana jest przez **H** i wynosi: $H = 2,0 \cdot 10^{-18} \text{ s}^{-1}$, czyli czas Hubble’a jest równy:

$$\tau = 5,0 \cdot 10^{17} \text{ s}$$

i na tyle jest oceniany czas istnienia Kosmosu.

Jest to więc czas istnienia tego świata materialnego!

Jeżeli tak, to powyższe warunki są dokładnie spełnione przez **H**-transformację (**Eqs VIII.2.13.**) dla poruszającego się źródła cząstek **PS**. W tym przypadku, rolę układu obserwatora spełnia „*próżnia kosmiczna*”, ponieważ w niej właśnie porusza się źródło **PS**. Według **H**-transformacji (**VIII.2.13.**) spełniony jest warunek:

$$\frac{h}{w} = \frac{r}{c} = \tau = \text{invariant}$$

co z kolei zawiera w sobie treść prawa Hubble’a.

Na rys. **VIII.2.5.** przedstawiono kierunkowy rozkład prędkości **w**, a tym samym i kierunkowy rozkład odległości **h** w układzie obserwatora.

Jeżeli więc Kosmos powstał z rozpadu poruszającej się hipercząstki **PS** (teoria „Wielkiego Wybuchu” – „**Big Bang**”), to Kosmos jest asymetryczny ze względu na prędkości **w** i odległości **h** poszczególnych jego fragmentów od miejsca „wybuchu”, jak to przedstawiono na rys. **VIII.2.5.**

VII.5. Eksperyment Michelsona-Morleya.

Zauważmy, że pomiar ruchu absolutnego jakiegokolwiek obiektu materialnego, z założenia musi odnosić się do prędkości fali świetlnej w eterze, ponieważ naszą jedyną informacją o ewentualnym istnieniu eteru, są właśnie „fale eteru”.

Dlatego wyznaczenie wartości liczbowej ilorazu $\beta = v/c$ jest równoważne wyznaczeniu wartości absolutnej **v**, jeżeli wartość prędkości **c** światła jest znana z innych pomiarów.

Dosyć dokładne pomiary wartości **c**, bez uciekania się do obserwacji astronomicznych, pierwsi wykonali w warunkach laboratoryjnych: w roku 1849 – Armand Hippolyte Fizeau (metoda koła zębatego), oraz w roku 1868 – Jean Bernard Foucault (metoda wirującego zwierciadła).

W tej sytuacji, znając wartość **c**, można wykorzystać eksperymenty Roemera oraz Bradleya do wyznaczenia prędkości absolutnej (względnej) Ziemi.

Jednak będą to wyniki oparte na obserwacjach astronomicznych, w których do wyznaczenia prędkości względnej Ziemi wykorzystywane jest pozaziemskie źródło światła, o stosunkowo dobrze określonym położeniu na sferze niebieskiej.

Natomiast, gdybyśmy podjęli próbę wyznaczenia wartości $\beta = v/c$ w warunkach ziemskich (laboratoryjnych), to obserwator i źródło światła poruszają się jednocześnie i z jednakową prędkością w eterze. Może to uniemożliwić wyznaczenie wartości β , a tym samym uniemożliwić wykrycie i pomiar ruchu absolutnego.

Przeszło sto lat temu, Albert Abraham Michelson¹ orzekł, że możliwy jest w warunkach laboratoryjnych pomiar ruchu absolutnego Ziemi, a to za pomocą przez niego skonstruowanego interferometru.

¹ 1852-1931, fizyk amerykański, urodzony w Strzelnie, Prusy. Studiował w Berlinie, Heidelbergu i Paryżu.

Był profesorem fizyki w Clark University (1889-92) i później dyrektorem wydziału fizyki Uniwersytetu w Chicago (1892-1929).. W 1907 r. Nagroda Nobla. Jego badania eksperymentalne dotyczące t.zw.

„unoszenia eteru” przyczyniły się do rozwinięcia szczególnej teorii względności przez Alberta Einsteina.

Autor książek: *Velocity of light* (1902), *Light Waves and their Uses* (1903), *Studies in Optics* (1927).

Pierwsze pomiary, słynne później pod ogólną nazwą doświadczenia Michelsona-Morleya (Edward Williams Morley, 1838-1923), zostały wykonane po roku 1880 (A.A. Michelson, E.W. Morley, American Journal of Science, **34**, 333 (1887)).

Schemat konstrukcji oraz zasada działania interferometru A.A. Michelsona zostały przedstawione na rys. VII.5.1.

Zaznaczamy, że jest to opis zaczerpnięty z t.zw. „literatury przedmiotu”.

Interferometr składa się z monochromatycznego źródła światła **S**, półprzepuszczalnej płytki **P**, oraz dwóch zwierciadeł **A** i **B**, ustawionych w równych odległościach $PA = PB = l$ od miejsca padania wiązki światła na płytkę **P**.

Na ustawioną pod kątem 45° płytkę **P** pada wiązka światła ze źródła **S**, która ulega rozszczepieniu na dwie wiązki biegnące wzajemnie prostopadle do zwierciadeł **A** i **B**. Po odbiciu się od **A** i **B**, wiązki te wracają do płytki **P**, gdzie ponownie ulegają rozszczepieniu, i część wraca do źródła **S**, a pozostała część biegnie razem do teleskopu **T**. Na drodze **PT** obydwie wiązki interferują ze sobą, a obraz interferencyjny oglądany jest w głównej płaszczyźnie ogniskowej teleskopu **T**.

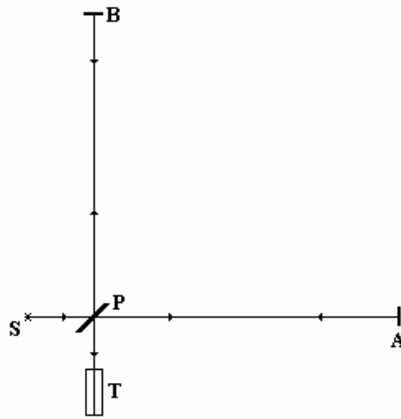


Fig. VII.5.1. Interferometr A.A. Michelsona.

W ogólności, interferencja zachodzi, gdy różnica przebytych dróg wynosi:

$$\Delta = k \lambda \quad (k = 0, 1, 2, \dots, n) \quad (\text{VII.5.1.})$$

gdzie: λ – długość fali światła monochromatycznego.

Wobec tego, dla nierównych długości ramion l_a oraz l_b interferometru, różnica Δ dróg przebytych przez światło w tych ramionach jest taka, że:

$$\Delta = 2(l_a - l_b) \cos \phi = k \lambda$$

gdzie ϕ jest kątem padania (od normalnej) promieni światła na zwierciadło **B**.

Powyższy opis odnosi się do interferometru z założenia nieruchomego względem eteru.

Obecnie założmy, że interferometr porusza się ze stałą względną prędkością v , jak to pokazano na rys. VII.5.2.

Rozpatrzmy bieg wiązki światła w ramieniu PB interferometru. Ze względu na ruch przyrządu, światło nie odbije się od płytki P pod kątem 45° , lecz ulegnie odchyleniu o kąt ϕ taki, że:

$$\sin \phi = \frac{v}{c} = \beta \quad (\delta = 90^\circ)$$

Promień światła odchylany jest w kierunku ruchu przyrządu, a więc ma dłuższą drogę w eterze do zwierciadła B , i do którego dobiega w miejscu B' . Oczywiście, względem eteru prędkość światła wzdłuż drogi PB' wynosi c , natomiast wzdłuż ramienia PB przyrządu, światło ma prędkość c' .

Z trójkąta PBB' , znajdujemy:

$$c' = c\sqrt{1 - \beta^2}$$

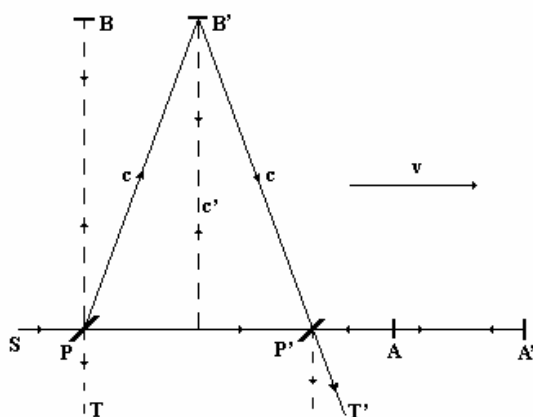


Fig. VII.5.2. Bieg wiązek światła w interferometrze Michelsona w czasie ruchu z prędkością v .

Gdyby przyrząd był nieruchomy, to odległość $l = PB$ światło przebyłoby z prędkością c w czasie t takim, że: $l = ct$.

Ponieważ przyrząd porusza się z prędkością v , to prędkość światła względem ramienia PB wynosi c' , a odległość l światło przebywa w czasie t' . Jest więc:

$$l = ct = c't'_B = t'_B c\sqrt{1 - \beta^2}$$

skąd otrzymujemy:

$$t'_B = \frac{t}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

Wobec tego, czas t_B przebycia przez światło w eterze odległości $PB'P'$ z prędkością c , a także odległości $2l = 2PB$ względem interferometru z prędkością c' , wynosi:

$$t_B = \frac{2t}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

Ale w czasie t_B światło przebywa w eterze odległość $L_B = c t_B$, i wobec tego mamy:

$$L_B = c t_B = \frac{2ct}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

Obecnie rozpatrzmy bieg wiązki światła w ramieniu PA . Światło biegnąc od płytki P dogania zwierciadło A po czasie t'_A .

Prędkość światła względem zwierciadła A wynosi $(c - v)$. Wobec tego, mamy:

$$l = c t = t'_A (c - v)$$

A z powyższego:

$$t'_A = \frac{t}{1-\beta}$$

Po odbiciu się od zwierciadła A światło biegnie naprzeciwko płytki P , do której dobiega po czasie t''_A . Obecnie prędkość światła względem płytki wynosi $(c + v)$.

Mamy więc:

$$l = c \cdot t = t''_A (c + v)$$

skąd znajdujemy:

$$t''_A = \frac{t}{1+\beta}$$

Wobec tego, łączny czas przebycia drogi „to and fro” w ramieniu PA , wynosi:

$$t_A = t'_A + t''_A = \frac{2t}{1-\beta^2} \quad (\text{VII.5.2.})$$

a droga przebyta w tym czasie przez światło w eterze z prędkością c , jest równa:

$$L_A = c \cdot t_A = \frac{2ct}{1-\beta^2} \quad (\text{VII.5.3.})$$

Jak z powyższego widać, światło przebywa w eterze w różnych czasach t_A oraz t_B odpowiednio różne odległości L_A oraz L_B . Różnice tych czasów i odległości, wynoszą:

$$\Delta t = t_A - t_B = \frac{2t(1 - \sqrt{1-\beta^2})}{1-\beta^2} \quad (\text{VII.5.4.})$$

oraz

$$\Delta L = L_A - L_B = \frac{2l(1 - \sqrt{1 - \beta^2})}{1 - \beta^2} \quad (\text{VII.5.5.})$$

Jeżeli cały przyrząd obrócimy o 90° tak, by kierunek **PA** pokrywał się z poprzednim kierunkiem **PB**, wówczas promień zmienia kierunek względem kierunku ruchu Ziemi, i znak przy różnicy czasów oraz odległości zmieni się na odwrotny. Dzięki temu, obrót przyrządu powinien prowadzić do zmiany różnicy czasów i odległości o podwójną wartość różnic przedstawionych przez zależności (VII.5.4) oraz (VII.5.5.) (patrz, m.in.: S. Frisz i A. Timoriewa - Kurs fizyki, tłum. z ros., PWN Warszawa, 1959, Tom III, str.229).

W doświadczeniu Michelsona-Morleya długość poszczególnych ramion interferometru wynosiła: $l = PA = PB = 11 \text{ m}$, długość fali: $\lambda = 0,589 \mu\text{m}$.

Przyjmując: $v = 30 \text{ km/s}$ oraz $c = 300\,000 \text{ km/s}$, to wielkość oczekiwanego przesunięcia obrazu interferencyjnego oceniona została na:

$$\Delta \lambda = 0,37 \text{ długości fali.}$$

Według A.A.Michelsona, dokładność przyrządu pozwalała na rejestrację przesunięć o kilka setnych części długości fali użytego światła monochromatycznego.

Jednak w tym, oraz w wielu innych podobnych doświadczeniach nie zaobserwowano żadnego dającego się zmierzyć przesunięcia prążków interferencyjnych!

Można jednak było zaobserwować tylko niewielką zmianę intensywności (jasności) prążków interferencyjnych.

Doświadczenia powtarzano wielokrotnie, w różnych porach roku i w różnych miejscach na kuli ziemskiej, ale zawsze z jednakowo **negatywnym** wynikiem!

Nieoczekiwane negatywne wyniki doświadczeń Michelsona-Morleya stoją w wyraźnej sprzeczności z wynikami innych eksperymentów opartych na efekcie Dopplera. Wywołało to obszerne i czasami bardzo gwałtowne dyskusje naukowe, oraz dało impuls do przeprowadzenia eksperymentów ze zmodyfikowanym interferometrem A.A. Michelsona.

Zauważmy, że powyższe szacowania oczekiwanych wyników eksperymentów odnoszą się do ruchu orbitalnego Ziemi, a nie do ruchu w Kosmosie układu planetarnego jako całości.

Jest to t.zw. „błąd w sztuce”. W powyższym zawarte jest założenie, że Słońce jest absolutnie nieruchome w Kosmosie. A to nie jest prawda.

Uwaga: według zależności (X.7.8.), prędkość w Kosmosie układu planetarnego jako całości można szacować na ok. 5000 km/s.

Jest to prędkość ponad sto pięćdziesiąt razy większa od prędkości orbitalnej Ziemi.

Przesunięcie prążków interferencyjnych powinno wynosić: $0,37 \times 150 = 50,5$ długości fali!

Tym samym, tak w eksperymencie **M-M** jak i dalej opisanych eksperymentach, **nie powinno być żadnych problemów technicznych z wykryciem ruchu absolutnego Ziemi.**

A to oznacza, że problem tkwi nie w technice pomiaru, lecz w **metodzie** eksperymentu!

VII.6. „Skrócenie” Fitzgeralda-Lorentza.

George Francis Fitzgerald (1851-1901), oraz niezależnie od niego Hendrik Antoon Lorentz (1853-1928) wysunęli hipotezę, że skracanie się ciał $\sqrt{1-\beta^2}$ razy w kierunku ich ruchu, może wyjaśniać negatywny wynik doświadczeń Michelsona-Morleya.

Jeżeli tak, to ramię PA interferometru w czasie ruchu miałooby długość:

$$l' = l \sqrt{1-\beta^2} \quad (\text{VII.6.1.})$$

i wobec tego, zależności (VII.5.2.) oraz (VII.5.3.) powinny przyjąć postać:

$$t_A = \frac{2t}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad \text{oraz} \quad L_A = \frac{2ct}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

Wobec tego, różnice czasów Δt (Eq. VII.5.4.) oraz odległości ΔL (Eq. VII.5.5.) są równe zero, a obrót przyrządu o kąt 90° nie powoduje zmiany różnicy czasów i odległości, – co może wyjaśniać negatywny wynik doświadczenia Michelsona-Morleya.

VII.7. Transformacje Lorentza – „przekształcenia Einsteina-Lorentza”.

W opracowanej przez siebie teorii elektronowej H.A.Lorentz posługiwał się modelem eteru, przy czym niemożność wykrycia ruchu absolutnego w doświadczeniu Michelsona-Morleya tłumaczył „skracaniem się ciał wzdłuż kierunku ich ruchu”¹.

Zauważmy, że równanie (VII.6.1.) wynika z prostej geometrii trójkąta prostokątnego. Załóżmy, że promień światła biegnie z punktu P do zwierciadła B poruszającego się z prędkością v , jak to pokazano na rys. VII.7.1. Porównaj też z rys. VII.5.2.

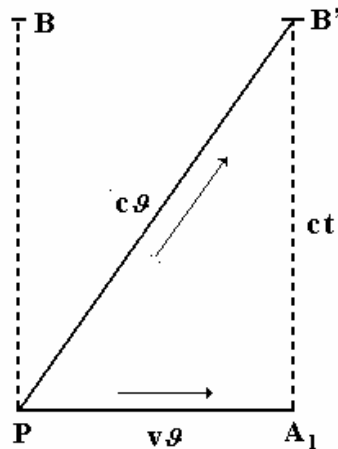


Fig. VII.7.1. „Skrócenia” Fitzgeralda-Lorentza-Einsteina.

¹ H.A. Lorentz, Proc. R. Acad. Sci., Amsterdam, 1, 427 (1899); 6, 809 (1904).

Gdyby zwierciadło było nieruchome w punkcie **B**, to światło przebyłoby odległość **PB** taką, że: **PB = l = c · t**.

Jeżeli jednak zwierciadło (wraz z interferometrem) porusza się z prędkością **v**, to światło odbije się od zwierciadła znajdującego się w miejscu **B'**. Z rys. VII.7.1, znajdujemy:

$$(c\vartheta)^2 = (ct)^2 + (v\vartheta)^2 \quad (\text{VII.7.1.})$$

Dzieląc stronami powyższe równanie przez $(c\vartheta)^2$, mamy:

$$1 = \left(\frac{t}{\vartheta}\right)^2 + \left(\frac{v}{c}\right)^2$$

A z powyższego

$$\left. \begin{aligned} t &= \vartheta \sqrt{1 - \beta^2} \\ l = ct &= c\vartheta \sqrt{1 - \beta^2} = L \sqrt{1 - \beta^2} \end{aligned} \right\} \quad (\text{VII.7.2.})$$

oraz:

$$\left. \begin{aligned} \vartheta &= \frac{t}{\sqrt{1 - \beta^2}} \\ L = c\vartheta &= \frac{ct}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{l}{\sqrt{1 - \beta^2}} \end{aligned} \right\} \quad (\text{VII.7.3.})$$

Zależności (VII.7.3.) znane są jako transformacje H.A. Lorentza¹.

„Przekształcenia Einsteina-Lorentza”.

Zauważmy że, czas ϑ można podzielić na dwie części, na przykład: $(\beta \cdot \vartheta)$ oraz $[\vartheta - (\beta \cdot \vartheta)]$.

Podobnie, odległość $L = c\vartheta$ także można podzielić na dwie części: $(\beta \cdot L)$ oraz $[L - (\beta \cdot L)]$. Z kolei, po jednym z powyższych „kawałków” można – a nawet należy – przedstawić „całemu światu” jako „wybitne osiągnięcie naukowe”. Na przykład, w postaci:

$$\tau_1 = [\vartheta - (\beta \cdot \vartheta)] = \frac{t}{\sqrt{1 - \beta^2}} - \frac{\beta \cdot t}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{t(1 - \beta)}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{t - \frac{v}{c^2}l}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (\text{VII.7.4.})$$

A także:

$$\lambda_1 = [L - (\beta \cdot L)] = [c\vartheta - (\beta \cdot c\vartheta)] = \frac{ct(1 - \beta)}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{l(1 - \beta)}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{l - vt}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (\text{VII.7.5.})$$

¹ Hendrix Antoon, (1853-1928), fizyk holenderski, prof. uniwersytetu w Lejdzie, dyr. Instytutu Teylera w Haarlemie; prace z zakresu zjawisk elektromagnetycznych i optycznych; nagroda Nobla w 1902 r..

Zależności (VII.7.4.) oraz (VII.7.5.) zwane są transformacjami Lorentza, a także zwane są „przekształceniami Einsteina-Lorentza”¹.

Tak więc, według „przekształceń Einsteina-Lorentza”, światło nie przebywa odległości $L = c\vartheta$ (Eq. VII.7.3.), lecz przemierza krótszą odległość λ_1 (Eq. VII.7.5.) w kierunku B' , i w czasie τ_1 (Eq. VII.7.4.) krótszym od czasu ϑ (Eq. VII.7.3.).

Transformacje „wzajemnej kompensacji”.

Zauważmy, że transformacje (VII.7.3.) H.A. Lorentza można otrzymać wprost z transformacji (I.1.9.), (I.1.10.) oraz (I.1.11.) Zenona z Elei. I mamy:

$$\left. \begin{aligned} \vartheta &= \sqrt{t_1 \cdot t_2} = \frac{t}{\sqrt{1-\beta^2}} \\ L &= \sqrt{l_1 \cdot l_2} = \frac{l}{\sqrt{1-\beta^2}} \end{aligned} \right\}$$

co znane jest z geometrii (euklidesowej!)², a przezywane przez... „efektem poprzecznym”.

A także, mamy:

$$\left. \begin{aligned} \tau_1 &= t \sqrt{\frac{t_2}{t_1}} = t \sqrt{\frac{1-\beta}{1+\beta}} = \frac{t(1-\beta)}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{t - \frac{v}{c^2}l}{\sqrt{1-\beta^2}} = [\vartheta - (\beta \cdot \vartheta)] \\ \tau_2 &= t \sqrt{\frac{t_1}{t_2}} = t \sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}} = \frac{t(1+\beta)}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{t + \frac{v}{c^2}l}{\sqrt{1-\beta^2}} = [\vartheta + (\beta \cdot \vartheta)] \end{aligned} \right\} \quad (\text{VII.7.6.})$$

oraz:

$$\left. \begin{aligned} \lambda_1 &= l \sqrt{\frac{l_2}{l_1}} = l \sqrt{\frac{1-\beta}{1+\beta}} = \frac{l(1-\beta)}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{l - vt}{\sqrt{1-\beta^2}} = [L - (\beta \cdot L)] \\ \lambda_2 &= l \sqrt{\frac{l_1}{l_2}} = l \sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}} = \frac{l(1+\beta)}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{l + vt}{\sqrt{1-\beta^2}} = [L + (\beta \cdot L)] \end{aligned} \right\} \quad (\text{VII.7.7.})$$

Ponieważ: $\sqrt{\frac{t_1}{t_2}} \leq 1$; $\sqrt{\frac{t_2}{t_1}} \geq 1$; $\sqrt{\frac{l_1}{l_2}} \leq 1$ oraz $\sqrt{\frac{l_2}{l_1}} \geq 1$

są liczbami niemianowanymi, to przed pierwiastkami należy odpowiednio wstawić t oraz l .

¹ A.P. French, *Principles of Modern Physics*, John Wiley & Sons, Inc. 1958; tłum. polskie: Zasady fizyki współczesnej, PWN, 1960, str. 160.

² jeżeli przez punkt leżący wewnątrz okręgu poprowadzone są cięciwy, to iloczyn odcinków każdej cięciwy jest stały i równa się kwadratowi połowy cięciwy prostopadłej do średnicy przechodzącej przez dany punkt.

Zauważmy, że panom Fitzgeraldowi-Lorentzowi-Einsteinowi tylko się „skraca” wzdłuż kierunku ruchu według zależności (VII.7.4.) oraz (VII.7.5.). Ale nam się też... „wydłuża”! Też wzdłuż kierunku ruchu (Eqs VII.7.6. and VII.7.7.). I w ten oto „prosty sposób” jesteśmy... „wzajemnie skompensowani”!

VII.8. Eksperyment Kennedy’ego-Thorndike’a.

Sprawdzenia hipotezy Fitzgeralda-Lorentza podjęli się R. J. Kennedy oraz E. M. Thorndike, którzy w 1932 r. opublikowali wyniki swoich eksperymentów¹.

Używali oni interferometru Michelsona, ale jedno z ramion tego interferometru było krótsze $\sqrt{1-\beta^2}$ razy od drugiego. Tak więc, spełnione są w tym przypadku warunki:

$$l_A = l \sqrt{1-\beta^2} \quad \text{oraz} \quad l_B = l$$

Niech ramię l_A będzie ustawione równoległe do kierunku ruchu przyrządu, a ramię l_B prostopadłe. Wobec tego, mamy:

$$L_B = \frac{2l}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

oraz

$$L_A = \frac{2l_A}{1-\beta^2} = \frac{2l \sqrt{1-\beta^2}}{1-\beta^2} = \frac{2l}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

Jeżeli jednak ramię $l_A = l \sqrt{1-\beta^2}$ ulega „skróceniu” $\sqrt{1-\beta^2}$ razy, to mamy: $l_A = l$, (Eq. VII.6.1.):

$$L_A^* = \frac{2l \sqrt{1-\beta^2}}{\sqrt{1-\beta^2}} = 2l$$

Wobec tego, różnice dróg wynoszą:

$$L_A - L_B = 0 \quad \text{(VII.8.1.)}$$

gdy nie występuje „skrócenie”,

$$\text{oraz} \quad L_A^* - L_B = 2l \left[1 - \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \right] \quad \text{(VII.8.2.)}$$

gdy występuje „skrócenie” Fitzgeralda-Lorentza.

Po obrocie przyrządu o kąt 90° , ramię l_A jest prostopadłe do kierunku ruchu przyrządu, i mamy obecnie:

¹ R.J. Kennedy, E.M. Thorndike, *Physical Review*, **42**, 400 (1932).

$$L_A = \frac{2l_A}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{2l\sqrt{1-\beta^2}}{\sqrt{1-\beta^2}} = 2l$$

Ramię l_B jest obecnie równoległe do kierunku ruchu interferometru. Mamy więc:

$$L_B = \frac{2l}{1-\beta^2}$$

A uwzględniając „skrócenie” (Eq. VII.6.1.), jest :

$$L_B^* = \frac{2l\sqrt{1-\beta^2}}{1-\beta^2} = \frac{2l}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

Obecnie, różnice dróg wynoszą:

$$L_B - L_A = 2l \left[\frac{1}{1-\beta^2} - 1 \right] \quad (\text{VII.8.3.})$$

oraz

$$L_B^* - L_A = 2l \left[\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right] \quad (\text{VII.8.4.})$$

Tak więc, obrót interferometru powinien powodować zmianę dróg:

a) w przypadku braku „zjawiska skrócenia” (Eqs VII.8.1. oraz VII.8.3.):

$$\Delta L = 2l \left[1 - \frac{1}{1-\beta^2} \right]$$

b) w przypadku występowania „zjawiska skrócenia” (Eqs VII.8.2. oraz VII.8.4.):

$$\Delta L^* = 4l \left[1 - \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \right]$$

Tak więc, w obydwu przypadkach: braku występowania „zjawiska skrócenia”, jak i występowania tego „zjawiska”, obrót przyrządu powinien powodować niezerową zmianę różnicy dróg przebytych przez światło w eterze, – a więc inaczej niż w doświadczeniach Michelsona-Morleya, co w konsekwencji powinno powodować odpowiednie (niezerowe) przesunięcie prążków interferencyjnych.

Jednak oczekiwanego przesunięcia prążków interferencyjnych nie udało się zaobserwować, a więc wynik eksperymentu był całkowicie **n e g a t y w n y**.

Komentarz: tak w eksperymentach Michelsona-Morleya, jak i w eksperymencie Kennedy'ego-Thorndike'a obserwowano zmianę jasności prążków interferencyjnych.

Należałoby więc przyjąć a p o s t e r i o r i założenie, że w tak przeprowadzanych eksperymentach zmiana jasności prążków interferencyjnych jest miarą detekcji ruchu absolutnego przyrządu, a położenie prążków jest stałe.

Jednak uparcie, wbrew rzeczywistości i wynikom eksperymentów, przyjmowano założenie odwrotne: stałość intensywności prążków – zmiana ich położenia.

Ponadto, w założeniach i obliczeniach do obydwu eksperymentów popełniono elementarny błąd logiczny i arytmetyczny.

Łatwo zauważyć, że w eksperymencie Michelsona-Morleya zmiany dróg w ramionach interferometru są równe co do wartości bezwzględnej, lecz przeciwnego znaku.

Stąd natychmiast wynika, że r ó ż n i c a d r ó g jest wielkością stałą, natomiast s u m a z m i a n jest równa zero. Na przykład:

$$4 - (-6) = 10$$

$$5 - (-5) = 10$$

$$6 - (-4) = 10$$

$$1 + (-1) = 0$$

$$1 + (-1) = 0$$

Jeżeli tak, to wynik eksperymentu Michelsona-Morleya musi być negatywny.

Natomiast, w eksperymencie Kennedy'ego-Thorndike'a można by spodziewać się zauważalnego, chociaż być może niemierzalnego przesunięcia prążków interferencyjnych, a to ze względu na niewielką różnicę długości ramion interferometru.

Eksperymenty z interferometrem o wyraźnie nierównych długościach ramion przeprowadził D.C. Miller (1933r.) twierdząc, iż jest możliwe zaobserwowanie zmiany położenia prążków interferencyjnych¹.

Reasumując, wyniki eksperymentów Michelsona-Morleya oraz Kennedy'ego-Thorndike'a stoją w wyraźnej sprzeczności z eksperymentem O.Roemera oraz efektem J.Bradleya (aberracja astronomiczna), a także efektem Dopplera.

Ponadto, negatywny wynik eksperymentu Kennedy'ego-Thorndike'a bezpośrednio obala hipotezę „skrócenia ciał materialnych wzdłuż kierunku ich ruchu” według Fitzgeralda-Lorentza, i powtarzanej przez A.Einsteina.

Podobnej wartości jest też einsteinowski postulat „niezmienniczości prędkości światła, i tylko światła”. Absurdalność powyższego zauważają nawet t.zw. „urojeni relatywiści”:

„Pamiętajmy, że prędkość światła jest jednakowa w obu układach – jest to absurdalna, ale prawdziwa cecha przyrody!”².

Powstaje więc problem niezwyklej wagi: co tak naprawdę jest absurdalne?

Prawa przyrody, czy „uczonych w piśmie” postulaty?

¹ D.C. Miller, Reviews of Modern Physics, 5, 203, 1933.

² Edwin F.Taylor, John Archibald Wheeler – „Fizyka czasoprzestrzeni”, tłum. z ang., PWN, Warszawa 1972, str. 38

VII.9. Eksperyment Lattesa.

Wszelkie obserwacje i pomiary z natury rzeczy, a stąd i z konieczności, muszą odnosić się do określonego układu odniesienia.

Jednak w doświadczeniach Michelsona-Morleya nie ma takiego układu. Jednakowa i jednoczesna zmiana położenia dwóch równych ramion interferometru względem osi ruchu może tylko powodować zmianę jasności prążków interferencyjnych, ale bez zmiany ich położenia.

Jednak można tak przeprowadzić tego rodzaju eksperyment, że ustalony jest lokalny układ odniesienia (**Fig. VII.9.1.**).

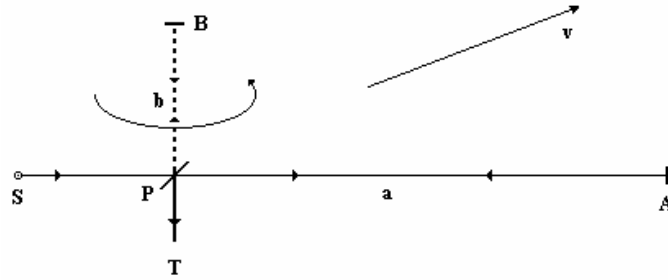


Fig. VII.9.1. Eksperyment C. Lattesa. Położenie ramienia l_b w przestrzeni jest stałe, wokół którego dokonywany jest obrót interferometru. Wyznacza to lokalny układ odniesienia, dla którego spełniony jest warunek: $L_b = \text{constant}$.

Niech źródło S oraz ramię l_b wyznaczają oś obrotu interferometru w czasie eksperymentu. Oś ta zawsze jest prostopadła do osi ruchu v interferometru. Oznacza to, że w czasie eksperymentu układ odniesienia złożony ze źródła S oraz ramienia l_b nie zmienia się, i nie zmienia położenia względem osi ruchu v .

Z tego względu, ramię l_b może być znacznie krótsze od ramienia l_a .

Przy obrocie ramienia l_a o kąt $\delta_a = \pi/2$ wokół prostopadłej osi obrotu, zmiana długości dróg w tym ramieniu jest taka, że:

$$\left. \begin{aligned} \Delta L &= (L_a - L'_a) = \frac{2 l_a}{1 - \beta^2} \left[1 - \sqrt{1 - \beta^2} \right] \\ L_b &= \frac{2 l_b}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \text{constant} \quad \left(\delta_b = \frac{\pi}{2} \right) \end{aligned} \right\}$$

Dla $\beta = 9,94021 \cdot 10^{-5}$ oraz dla $l_a = 10 \text{ m}$ znajdujemy, że $\Delta L = 0,1 \cdot 10^{-6} \text{ m}$.

Przyjmując, że: $L_a = n l$ ($n \geq 1$) oraz $\delta_b = \pi/2$, z równań (VII.10.2.) znajdujemy:

$$L_c = \sqrt{L_a^2 + L_b^2} = \frac{2n \cdot l}{1 - \beta^2} \sqrt{1 - \beta^2 \sin^2 \delta_a + (1 - \beta^2)} \neq \text{constant}$$

i jest to wynik inny, niż w przypadku eksperymentu Michelsona-Morleya, dla którego z zależności (VII.10.2.), znajdujemy:

$$L_c = \sqrt{L_a^2 + L_b^2} = \frac{2l}{1 - \beta^2} \sqrt{2 - \beta^2} = \text{constant}$$

Jednak w ogólności, w eksperymencie tym nie jest konieczne wstępne ustalenie osi ruchu $\mathbf{v}$ obserwatora. Istotne jest utrzymanie stałego położenia w przestrzeni ramienia l_b interferometru (lokalny układ odniesienia), co w prosty sposób może być realizowane poprzez obrót ramienia l_a wokół ramienia l_b . W takim przypadku, równania (VII.10.2.) spełnione są w szczególny sposób.

Dla dowolnego, przypadkowego ustawienia ramienia l_b względem osi ruchu $\mathbf{v}$, możemy napisać:

$$\left. \begin{aligned} L_a &= \frac{2l}{1 - \beta^2} \sqrt{1 - \beta^2 \sin^2 \delta_a} \\ L_b &= L = \text{constant} \end{aligned} \right\}$$

Obrót ramienia l_a wokół ramienia l_b będzie powodował odpowiednie zmiany nachylenia δ_a ramienia l_a względem osi ruchu $\mathbf{v}$, a stąd odpowiednie zmiany wartości różnicy $(L_a - L_b) \neq \text{constant}$ według wyżej podanej zależności.

Pomijając bardziej drobiazgową dyskusję, to ze względu na nierówność ramion interferometru, różne będą długości fal, ale jednakowe ich częstotliwości. Z tego względu, przy odpowiednim obrocie przyrządu możliwe jest zaobserwowanie zmiany położenia prążków interferencyjnych.

Prawdopodobnie tego rodzaju eksperymenty przeprowadził około 1980r. Prof. Cesar Lattes z Uniwersytetu Campinas w Brazylii, tym samym uzyskując *pozytywny* wynik.

Należy też mieć na uwadze, że eksperyment C. Lattes jest swego rodzaju powtórzeniem wcześniejszych eksperymentów Kennedy'ego-Thorndike'a oraz D.C. Millera.

Jednak, we wszystkich powyższych eksperymentach nie jest możliwe obliczenie prędkości absolutnej obserwatora.

VII.10. Analiza eksperymentu Michelsona-Morleya.

Słynny eksperyment Michelsona-Morleya może być poprawnie opisany przez **L**-transformację (VIII.2.7.) oraz (VIII.2.8.), ponieważ równe ramiona interferometru wyznaczają w przestrzennym układzie obserwatora jednostkowe odległości $l = \text{constant}$ ustawione prostopadłe względem siebie.

Przed wszystkim zauważmy, że interferometr Michelsona (patrz Fig. VII.5.1. Eksperyment Michelsona-Morleya) z samej konstrukcji nie nadaje się do detekcji ruchu absolutnego.

Nieprawdziwy jest – podawany w literaturze przedmiotu – opis biegu wiązek światła w tym interferometrze, według rys. VII.5.2.

Dla bardziej przejrzystego opisu tego eksperymentu założmy, że ze źródła światła **S** wysłany jest impuls światła, który może być rozdzielony na dwie równe części **a** oraz **b** przez półprzezroczystą płytkę **P** (Fig. VII.10.1.).

Jeżeli impuls światła biegnie ze źródła **S** do płytki **P** równoległe do osi ruchu przyrządu, to część **b** tego impulsu nie zostanie odbita w kierunku **B'** (Fig. VII.5.2) zgodnie z kierunkiem ruchu przyrządu, lecz zostanie odbita prostopadłe, czyli w kierunku **B**.

A to z tego względu, że światło nie wykazuje i nie ma cech bezwładności ciał materialnych.

W układzie absolutnym impuls **b** porusza się prostopadłe do powierzchni zwierciadła **B**.

Z kolei, impuls **b** odbija się prostopadłe od powierzchni zwierciadła **B** (Fig. VII.10.1.), i wraca do płytki **P**. Jednak w tym czasie płytka **P** przesunie się do miejsca **P₁**.

Z tego względu impuls światła **b** padnie w inne miejsce na płytce **P** w położeniu **P₁**.

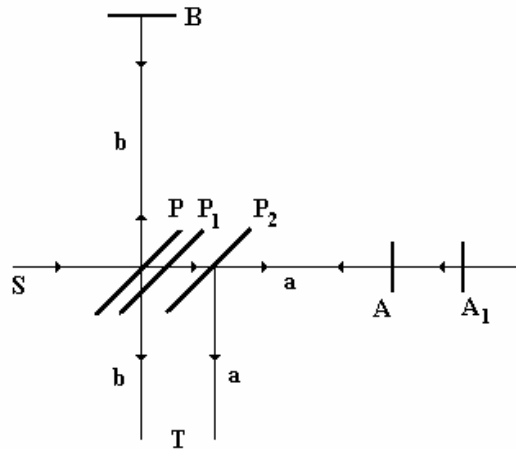


Fig. VII.10.1. Rzeczywisty bieg wiązek światła **a** oraz **b** w interferometrze A.A. Michelsona.

Tak więc, w kierunku prostopadłym do kierunku ruchu interferometru, impuls światła przebędzie odległość $2PB = 2l = 2ct$, gdzie $l = ct$ jest długością ramienia interferometru.

Warto tu zaznaczyć, że jest to odległość niezmiennicza, czyli jednakowa tak w przestrzeni absolutnej, jak i względem poruszającego się interferometru.

Także czas jest niezmienniczy. Ale nie jest niezmiennicza prędkość światła.

Tym samym, ramię **PB** interferometru może być użyte jako niezmienniczy układ odniesienia, jak to wskazaliśmy w pkt **VII.9.** przy opisie eksperymentu C. Lattes'a.

Inaczej jest dla impulsu światła **a** biegnącego równoległe do osi ruchu interferometru.

Impuls **a** światła przechodzi przez płytkę **P** i odbija się od zwierciadła **A** w miejscu **A₁**.

W układzie absolutnym, odległość **AA₁** jest taka, że (patrz: transformacje Zenona z Elei):

$$PA_1 = l_1 = ct_1 = \frac{l}{1 - \beta}$$

Po odbiciu się od zwierciadła **A** w miejscu **A₁** światło biegnie z powrotem do płytki **P**, i przebywa drogę:

$$A_1P_2 = l_2 = ct_2 = \frac{l}{1 + \beta}$$

i odbija się od płytki w położeniu **P₂**. Także i w tym przypadku czas jest niezmienniczy.

Jednak, droga przebyta przez światło w ramieniu **PA** interferometru nie jest niezmiennicza.

Względem poruszającego się interferometru droga ta jest równa **2l**.

Natomiast w układzie absolutnym droga ta jest równa:

$$l_1 + l_2 = \frac{2l}{1 - \beta^2}$$

Z kolei, po odbiciu się od płytki **P** w położeniu **P₂**, impuls **a** biegnie do lunety **T**.

Jeżeli więc impuls światła ze źródła **S** zostanie rozdzielony na płytce **P** na dwa impulsy **a** oraz **b**, to po odbiciu się od zwierciadeł **A** oraz **B** impulsy te *nie spotkają się w jednym miejscu na płytce P, lecz padają w dwóch różnych miejscach na płytce P*, jak to pokazano na rys. **VII.10.1.**

Ponadto, impulsy **a** oraz **b** biegną do lunety **T** obok siebie w odległości **P₁P₂**.

Z powyższego wprost wynika, że błędne było przekonanie A.A. Michelsona oraz innych „badaczy laboratoryjnych”, że za pomocą tego interferometru możliwe jest wykrycie ruchu absolutnego Ziemi poprzez zmianę obrazu interferencyjnego wiązek **a** oraz **b** światła. Impulsy światła **a** oraz **b** nie mogą ze sobą interferować. I nie interferują.

Aby uzyskać obraz interferencyjny, należy odpowiednio obrócić płytkę **P** w kierunku ruchu interferometru.

Jednak, pomijając bardziej szczegółową dyskusję, łatwo zauważyć, że w czasie obrotu interferometru ustawiony poprzednio *obraz interferencyjny* zniknie. Trzeba będzie więc ponownie korygować położenie płytki **P**.

Ale taka „korekta” może spowodować *skasowanie oczekiwanego przesunięcia prążków interferencyjnych*.

Zauważmy jednak, że jeżeli wiązki światła **a** oraz **b** są dostatecznie szerokie, to ze względu na niewielkie rozsuniecie tych wiązek na drodze między płytką **P** a lunetą **T**, wiązki **a** oraz **b** będą częściowo zachodzić na siebie i częściowo interferować.

Z powyższych względów, obraz interferencyjny będzie ulegał pewnym zmianom w postaci częściowego zanikania prążków interferencyjnych.

Otóż, zmiany takie obserwowano. A to z kolei oznacza detekcję (ale nie pomiar) ruchu przyrządu. W tym sensie, wynik eksperymentu Michelsona-Morleya był... **pozytywny**.

Obecnie wykażemy, że niemożliwe jest *przesunięcie prążków interferencyjnych* w interferometrze Michelsona o równych ramionach.

Przed wszystkim zauważmy, że dla dwu przeciwnych kierunków obserwacji, czyli dla δ oraz dla $(\pi - \delta)$, z L-transformacji (VIII.2.7.) oraz (VIII.2.8.), mamy:

$$\mathbf{L} = \mathbf{L}_\delta + \mathbf{L}_\delta^i = \frac{2l\sqrt{1-\beta^2\sin^2\delta}}{1-\beta^2} \quad (\text{VII.10.1.})$$

Niech światło ulega odbiciu od zwierciadła ustawionego w odległości **L**. Jeżeli światło przebędzie odległość *l* „to and fro” w układzie obserwatora, to jednocześnie przebędzie w układzie absolutnym odległość $(\mathbf{L}^+ + \mathbf{L}^-)$, według zależności (VII.10.1.).

W ogólności, ponieważ ramiona l_a oraz l_b , ustawione są prostopadłe względem siebie, to spełniony jest warunek: $\delta_b = \left(\frac{\pi}{2} + \delta_a\right)$, i z zależności (VII.10.1.) znajdujemy:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{L}_a &= \frac{2l_a}{1-\beta^2} \sqrt{1-\beta^2\sin^2\delta_a} \\ \mathbf{L}_b &= \frac{2l_b}{1-\beta^2} \sqrt{1-\beta^2\cos^2\delta_a} \end{aligned} \right\} \quad (\text{VII.10.2.})$$

Powyższe równania opisują bieg (impulsów) światła w obydwu ramionach interferometru, w funkcji kąta δ_a nachylenia ramienia l_a względem osi ruchu **v**.

Ponadto, z powyższych równań wprost wynika, że przy obrocie interferometru, zmiany długości dróg $\Delta\mathbf{L}_a$ oraz $\Delta\mathbf{L}_b$ są sobie równe i przeciwnego znaku.

Z tego względu jest, że: $(\Delta\mathbf{L}_a + \Delta\mathbf{L}_b) = 0$, co oznacza, że w eksperymencie Michelsona-Morleya nie jest możliwe przesunięcie prążków interferencyjnych.

Z zależności (VII.10.2.), i dla $\delta_a = 0^\circ$, mamy:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{L}_a &= \frac{2l_a}{1-\beta^2} \\ \mathbf{L}_b &= \frac{2l_b}{\sqrt{1-\beta^2}} \end{aligned} \right\}$$

Jednak w powyższym dla $l_a = l_b$ jest, że: $L_b > 2l_b$.

A to oznacza, że w kierunku prostopadłym do kierunku ruchu interferometru, światło przebywa drogę dłuższą niż podwójna długość ramienia l_b .

A to z kolei oznacza, że impulsy **a** oraz **b** nie interferują ze sobą (patrz: Fig. VII.10.1.).

Interferencja impulsów **a** oraz **b** zachodzi tylko dla $\delta_a = 45^\circ$, i z zależności (VII.10.2.) znajdujemy, że $L_a = L_b$.

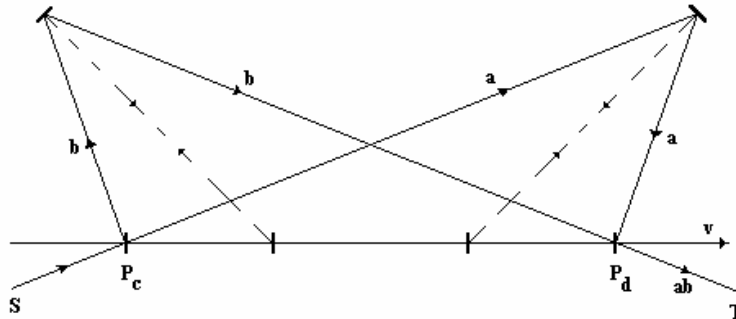


Fig. VII.10.2. Eksperyment M-M. Jeżeli interferometr ustawiony jest pod kątem $\delta_a = 45^\circ$ względem kierunku jego ruchu, to startujące *jednocześnie* i z *jednego miejsca* P_c czoła fal spotykają się i interferują w *jednym miejscu* P_d .

Powyższe oznacza, że przy obrocie przyrządu będzie następować rozmycie obrazu interferencyjnego, a co właśnie obserwowano.

Ponadto, z zależności (VII.10.2.) wprost wynika, że w tego rodzaju eksperymentach przesunięcie prążków interferencyjnych możliwe jest tylko wtedy, gdy jedno z ramion interferometru zachowuje stały kierunek w przestrzeni absolutnej.

W eksperymentach Michelsona-Morleya powyższy warunek nie mógł być spełniony, ponieważ przyrząd położony był płasko w naczyniu z rtęcią.

Z powyższych względów, słynny eksperyment z góry był skazany na niepowodzenie.

Negatywny wynik eksperymentów Michelsona-Morleya był podstawą tworzenia różnego rodzaju „teorii”, w tym „teorii względności” przez Alberta Einsteina i innych.

Warto tu zwrócić uwagę, że określenie „negatywny wynik” jest... przekreśleniem, jeżeli nie oszustwem. Otóż, eksperymenty Michelsona-Morleya nie dawały żadnego wyniku!

Po prostu, aparatura nie działała! O jakim więc „wyniku” jest tu mowa?

Jednak powyższe było podstawą do twierdzenia, że nie istnieje ruch absolutny, t.zn. ruch względem, lub raczej w przestrzeni kosmicznej ciał materialnych oraz światła.

Jednocześnie, celowo przemilczany, lub wypaczany jest sens fizyczny i znaczenie:

efektu Bradleya
efektu Coriolisa
promieniowania Czerenkowa

Na czyje zlecenie?

VIII. Ruch absolutny i względny

Uwagi wstępne

Absolutnie pierwotnymi cechami świata materialnego jest ruch, powtarzalność zjawisk fizycznych oraz ich kierunkowość.

Miarą ruchu jest prędkość, miarą powtarzalności jest częstotliwość, oraz miarą kierunkowości jest kąt. Prostą funkcją częstotliwości ν jest czas $\tau = 1/\nu$.

Prędkość absolutna c . Dany ośrodek może być scharakteryzowany przez stałą i izotropową prędkość c ruchu falowego w tym ośrodku. Ruch falowy jest generowany przez źródło drgań, którego cechą jest częstotliwość własna.

Podobnie, źródło cząstek (np. źródła promieniotwórcze) może emitować we wszystkich kierunkach cząstki o jednakowych prędkościach. Wyznacza to, podobnie jak w przypadku źródła drgań, przestrzeń ruchu scharakteryzowaną przez stałą i izotropową prędkość c ruchu cząstek materialnych. Jest tyle ośrodków absolutnych, zwanych układami absolutnymi, lub w skrócie **A-space**, ile jest absolutnych prędkości c charakterystycznych dla danego ośrodka.

Prędkość względna v . Każdy obiekt poruszający się w danym układzie absolutnym ma własną prędkość v w tym układzie. Prędkość ta zwana jest tutaj prędkością względną v .

Układ względny, zwany zwykle układem obserwatora, jest układem biernym w tym sensie, że nie może być scharakteryzowany przez prędkość absolutną c .

Prędkość względnie absolutna u . Prędkość absolutna c w danym układzie absolutnym może być odwzorowana w układzie względnym. Prędkość c „widziana” w układzie obserwatora zwana jest tutaj prędkością względnie absolutną u .

Prędkość wzajemna w . Ruch dwu układów obserwatora w danym układzie absolutnym wyznacza ich prędkość wzajemną w .

Dla każdego obserwatora każdej pary obserwatorów, „widziana” prędkość drugiego obserwatora jest taka sama co do wartości liczbowej, lecz przeciwnego znaku (kierunku).

Prędkość pozorną. Jeżeli odcinek $h = AB$ prostej (*droga geometryczna*) czoło fali lub cząstka przebywa z prędkością c po *krzywej łamanej*, to przebywa *drogę optyczną* większą od drogi geometrycznej. Występuje więc opóźnienie czasowe przebycia drogi geometrycznej na odcinku prostej od punktu **A** do punktu **B**, które to opóźnienie przekładane jest jako zmniejszenie prędkości. Z tego właśnie względu, *prędkość pozorną* jest zawsze mniejsza od *prędkości absolutnej*.

Jak łatwo widać, nie występuje tu zmiana prędkości, lecz różne drogi do przebycia z taką samą prędkością c między danymi punktami **A** oraz **B**, a stąd z kolei – w różnych czasach.

VIII.1. Transformacje Janusza B. Kępi.

VIII.1.1. Nieruchomy układ absolutny.

Sygnal poruszający się z prędkością $\mathbf{c}$ w kierunku γ w nieruchomym układzie absolutnym $\mathbf{A}$, widziany jest w kierunku δ w poruszającym się z prędkością $\mathbf{v}$ układzie obserwatora $\mathbf{O}$. W poruszającym się układzie $\mathbf{O}$ prędkość sygnału wynosi $\mathbf{u}$.

Uwzględniając znany efekt Bradleya, powyższe przedstawione jest na rys. VIII.1.1.

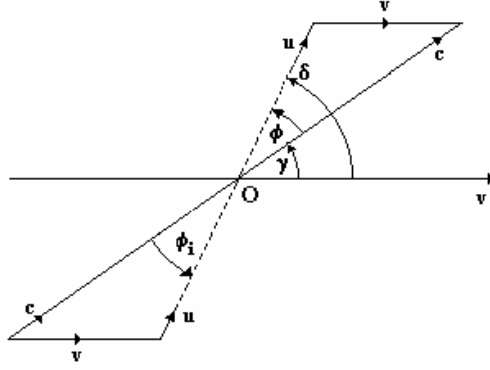


Fig. VIII.1.1. Efekt Bradleya w lewoskrętnym układzie współrzędnych biegunowych. Obserwator $\mathbf{O}$ porusza się w układzie absolutnym.

Z rys. VIII.1.1., mamy:

$$\left. \begin{aligned} \vec{c} &= \vec{u} + \vec{v} \\ \vec{u} &= \vec{c} - \vec{v} \\ \vec{v} &= \vec{c} - \vec{u} \end{aligned} \right\} \quad (\text{VIII.1.1.})$$

Podnosząc do kwadratu obydwie strony powyższych równań wektorowych, znajdujemy odpowiednio dla kątów δ , γ oraz ϕ :

$$\left. \begin{aligned} K_{\delta} = \frac{u}{c} &= -\beta \cos \delta + \sqrt{1 - \beta^2 \sin^2 \delta} \\ K_{\gamma} = \frac{u}{c} &= \sqrt{1 - 2\beta \cos \gamma + \beta^2} \\ K_{\phi} = \frac{u}{c} &= \cos \phi - \eta \sqrt{\beta^2 - \sin^2 \phi} \end{aligned} \right\} \quad (\text{VIII.1.2.})$$

gdzie: η – znak $\cos \delta$, oraz $\phi = (\delta - \gamma)$.

Powyższe zależności zwane są dalej w skrócie: $\mathbf{K}$ –transformacją prędkości.

Jeżeli pierwsze z równań (VIII.1.1.) pomnożymy wektorowo, odpowiednio przez wektory: $\vec{u}$, $\vec{v}$ oraz $\vec{c}$, to otrzymamy:

$$\left. \begin{aligned} \sin \phi &= \beta \sin \delta \\ \sin \gamma &= K \sin \delta \\ K \sin \phi &= \beta \sin \gamma \end{aligned} \right\} \quad (\text{VIII.1.3.})$$

Powyższe zwane jest dalej **S-transformacją** (transformacją sinusów).

Z kolei, mnożąc skalarnie obydwie strony pierwszego z równań (VIII.1.1.), odpowiednio przez wektory: $\vec{u}$, $\vec{v}$ oraz $\vec{c}$, znajdujemy:

$$\left. \begin{aligned} K + \beta \cos \delta &= \cos \phi \\ K \cos \delta + \beta &= \cos \gamma \\ K \cos \phi + \beta \cos \gamma &= 1 \end{aligned} \right\} \quad (\text{VIII.1.4.})$$

Powyższe zwane jest dalej **C-transformacją** (transformacją cosinusów).

We wskazanych wyżej transformacjach, oraz zgodnie z rys. VIII.1.1., mamy:

$\beta = v/c$;

v – prędkość względna układu obserwatora w układzie absolutnym **A-space** scharakteryzowanym przez stałą i izotropową prędkość c ruchu falowego, lub cząstek materialnych;

u – prędkość względnie absolutna w układzie obserwatora;

γ – kierunek (kąt) propagacji ruchu w układzie absolutnym **A-space**;

δ – kierunek (kąt) obserwacji w układzie obserwatora;

$\phi = (\delta - \gamma)$ – kąt aberracji.

Ponadto należy mieć na uwadze, że dla transformacji (VIII.1.2.) spełniony jest warunek:

$$\frac{u}{c} = K_{\delta} = K_{\gamma} = K_{\phi}$$

Transformacje od (VIII.1.2.) do (VIII.1.4.), zwane **transformacjami Janusza B. Kępki**¹, mają fundamentalne znaczenie w jakiegokolwiek dyskusji ruchu absolutnego i względnego.

Istotną rzeczą jest wyraźne rozróżnianie sygnałów biegnących **do** obserwatora oraz sygnałów biegnących **od** obserwatora. Zaznaczone to jest na rys. VIII.1.1.

Zwykle programy matematyczne nie uwzględniają powyższego rozróżnienia.

¹ Janusz B. Kępka – *Ruch absolutny i względny*, Warszawa 1999

W przypadku sygnałów dochodzących **do** obserwatora, kąty zaznaczać będziemy dodatkowo indeksem (_i).

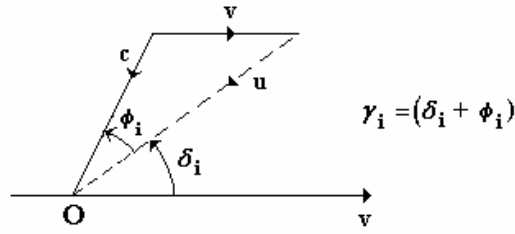


Fig. VIII.1.2. Efekt Bradleya dla sygnałów biegnących **do** obserwatora **O** w prawoskrętnym układzie współrzędnych (Eqs VIII.1.5.)

Z rys. VIII.1.1. oraz VIII.1.2., znajdujemy:

$$\left. \begin{aligned} \delta &= \delta_i + \pi \\ \gamma &= \gamma_i + \pi \end{aligned} \right\}$$

Tak więc, dla sygnałów biegnących **do** obserwatora, **K-transformację** (VIII.1.2.) należy przepisać w postaci:

$$\left. \begin{aligned} K_{\delta}^i &= \frac{u}{c} = +\beta \cos \delta_i + \sqrt{1 - \beta^2 \sin^2 \delta_i} \\ K_{\gamma}^i &= \frac{u}{c} = \sqrt{1 + 2\beta \cos \gamma_i + \beta^2} \\ K_{\phi}^i &= \frac{u}{c} = \cos \phi_i + \eta_i \sqrt{\beta^2 - \sin^2 \phi_i} \end{aligned} \right\} \quad (\text{VIII.1.5.})$$

gdzie: η_i – znak $\cos \delta_i$, oraz spełniony jest warunek: $\gamma_i = (\delta_i + \phi_i)$.

Oczywiście, powyższe ma także zastosowanie do transformacji (VIII.1.3.) oraz (VIII.1.4.).

VIII.1.2. Poruszający się układ absolutny.

Obecnie rozpatrzmy przypadek dokładnie odwrotny do dyskutowanego wyżej. Zakładamy teraz, że układ absolutny **A** porusza się z prędkością $\mathbf{v}_A$ względem układu obserwatora **O**, a co przedstawione jest na rys. VIII.1.2.

Oczywiście, prędkość $\mathbf{c}$ jest prędkością absolutną w poruszającym się układzie absolutnym **A**.

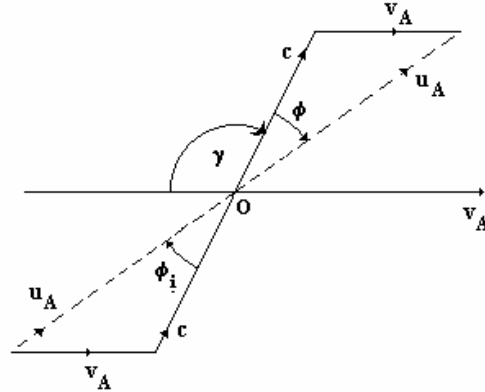


Fig. VIII.1.3. Efekt Bradleya w prawoskrętnym układzie współrzędnych biegunowych, gdy układ absolutny **A-space** porusza się względem układu obserwatora **O**.

Z rys. VIII.1.3., mamy:

$$\left. \begin{aligned} \bar{\mathbf{u}}_A &= \bar{\mathbf{c}} + \bar{\mathbf{v}}_A \\ \bar{\mathbf{c}} &= \bar{\mathbf{u}}_A - \bar{\mathbf{v}}_A \\ \bar{\mathbf{v}}_A &= \bar{\mathbf{u}}_A - \bar{\mathbf{c}} \end{aligned} \right\}$$

Z powyższych równań wektorowych otrzymuje się identyczne co do postaci rozwiązanie jak z równań (VIII.1.1.). Tak więc, z formalnego punktu widzenia, nierozróżnialny jest ruch układu obserwatora względem układu absolutnego, *et vice versa*.

Jednak jest to nierozróżnialność pozorna. Otóż, powyższe równania wektorowe spełnione są w prawoskrętnym układzie współrzędnych biegunowych (Fig. VIII.1.2.), natomiast równania wektorowe (VIII.1.1.) spełnione są w lewoskrętnym układzie współrzędnych biegunowych (Fig. VIII.1.1.).

Z bezpośrednich pomiarów wprost wynika, że dla obserwatora na Ziemi spełniony jest warunek lewoskrętnego układu współrzędnych biegunowych według rys. VIII.1.1. oraz VIII.1.4a., a nie jest spełniony warunek prawoskrętnego układu współrzędnych biegunowych według rys. VIII.1.2. oraz VIII.1.4b.

Jednym z dowodów wprost powyższego jest „efekt Bradleya”.

Oznacza to, że to my właśnie poruszamy się względem Kosmosu, a nie odwrotnie.

Oznacza to też, że jesteśmy w stanie wykryć ruch absolutny.

Z powyższych względów, przestrzeń kosmiczną, zwaną też eterem, określamy dalej jako szczególny układ absolutnie absolutny: **AA-space**.

Oczywiście, transformacje (VIII.1.2.) można formalnie przepisać dla poruszającego się układu absolutnego **A** w lewoskrętnym układzie współrzędnych, i dla warunków:

$$\left. \begin{aligned} \delta_A &= \pi - \delta \\ \gamma_A &= \pi - \gamma \\ \phi_A &= -\phi \end{aligned} \right\}$$

gdzie:

$$\gamma_A = \delta_A + \phi_A$$

I mamy:

$$\left. \begin{aligned} K_{\delta}^A &= \frac{u_A}{c} = +\beta_A \cos \delta_A + \sqrt{1 - \beta_A^2 \sin^2 \delta_A} \\ K_{\gamma}^A &= \frac{u_A}{c} = \sqrt{1 + 2\beta_A \cos \gamma_A + \beta_A^2} \\ K_{\phi}^A &= \frac{u_A}{c} = \cos \phi_A + \eta_A \sqrt{\beta_A^2 - \sin^2 \phi_A} \end{aligned} \right\} \quad (\text{VIII.1.6.})$$

i są to transformacje prędkości w lewoskrętnym układzie współrzędnych dla poruszającego się układu absolutnego **A**.

VIII.1.3. Ruch wzajemny.

Obecnie założmy, że dwa układy obserwatorów punktowych poruszają się ze względnyimi prędkościami $\mathbf{v}_1$ oraz $\mathbf{v}_2$ w układzie absolutnym **A-space**. Mamy więc:

$$\left. \begin{aligned} \bar{\mathbf{c}} &= \bar{\mathbf{u}}_1 + \bar{\mathbf{v}}_1 \\ \bar{\mathbf{c}} &= \bar{\mathbf{u}}_2 + \bar{\mathbf{v}}_2 \end{aligned} \right\}$$

A z powyższego:

$$\bar{\mathbf{w}} = \bar{\mathbf{u}}_1 - \bar{\mathbf{u}}_2 = \bar{\mathbf{v}}_2 - \bar{\mathbf{v}}_1$$

co definiuje tutaj *prędkość wzajemną* $\mathbf{w}$ w dwóch różnych układach obserwatorów.

Mamy więc:

$$\mathbf{w} = \sqrt{\mathbf{v}_1^2 + \mathbf{v}_2^2 - 2\mathbf{v}_1\mathbf{v}_2 \cos \eta} \quad (\text{VIII.1.7.})$$

gdzie: η – kąt między osiami ruchu obserwatorów przy założeniu, że osie te mają wspólny początek.

Prędkość wzajemna $\mathbf{w}$ ma jednakową wartość liczbową względem obydwu obserwatorów poruszających się z prędkościami odpowiednio: $\mathbf{v}_1$ oraz $\mathbf{v}_2$.

VIII.1.4. Prędkość niezmiennicza.

Z transformacji prędkości $\mathbf{K}$ (Eqs VIII.1.2.) oraz $\mathbf{K}_i$ (Eqs VIII.1.5.) wynika, że istnieją takie wartości kątów δ , γ oraz ϕ , dla których $\mathbf{K} = \mathbf{u}/c = 1$. Mamy więc:

$$\left. \begin{aligned} \cos \delta &= -\cos \delta_i = -\frac{\beta}{2} = \text{invariant} \\ \cos \gamma &= -\cos \gamma_i = \frac{\beta}{2} = \text{invariant} \\ \cos \phi &= \cos \phi_i = \left(1 - \frac{\beta^2}{2}\right) \end{aligned} \right\} \quad (\text{VIII.1.8.})$$

gdzie znak minus w pierwszym równaniu oznacza, że $\delta > \pi/2$.

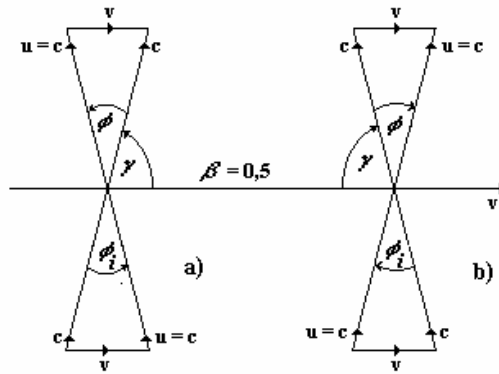


Fig. VIII.1.4. Prędkość niezmiennicza:

- a) układ obserwatora $\mathbf{O}$ porusza się względem układu absolutnego (lewoskrętny układ współrzędnych biegunowych);
- b) układ absolutny porusza się względem układu obserwatora $\mathbf{O}$ (prawoskrętny układ współrzędnych biegunowych).

Tak więc, dla określonej wartości β , w układzie obserwatora występuje prędkość względnie absolutna charakterystyczna dla układu absolutnego ($\mathbf{u} = c$), która w powyższym sensie ma charakter *prędkości niezmienniczej* względem układu obserwatora (Fig. VIII.1.4.). Z zależności (VIII.1.8.) wprost wynika, że prędkość niezmiennicza może być obserwowana w układzie obserwatora dla $0 \leq \beta \leq 2$.

Jeżeli znamy wartość czasu niezmienniczego $\tau = \text{invariant}$, to możemy wyznaczyć odległość niezmienniczą $\lambda = c \cdot \tau = \text{invariant}$.

VIII.2. Układ przestrzenny obserwatora.

VIII.2.1. G – transformacja.

Założmy, że jednostka odległości r ustalona jest w układzie absolutnym **A-space**. Odległość $r = c \cdot \tau$ jest przebywana przez światło z prędkością $c = \text{constant}$ w czasie τ . Z powyższego wynika izotropowość tych wielkości w układzie **A-space**.

Niech przestrzenny układ obserwatora **SO-system** porusza się z prędkością v w układzie **A-space**. Jeżeli w **A-space** w kierunku γ sygnał przebywa odległość r z prędkością c w czasie τ , to w tym samym czasie $\tau = \text{invariant}$, w przestrzennym układzie obserwatora **SO-system** sygnał ten przebywa w kierunku $\delta = \gamma + \phi$ (ϕ – kąt aberracji) odległość G_δ z prędkością względnie absolutną u taką, że:

$$\left. \begin{aligned} \tau = \frac{r}{c} = \frac{G_\delta}{u} = \text{invariant} \\ K_\delta = \frac{u}{c} = \frac{G_\delta}{r} \end{aligned} \right\} \text{ a stąd}$$

gdzie: K_δ – transformacja prędkości według zależności (VIII.1.2.).

Mamy więc:

$$\left. \begin{aligned} G_\delta = r \cdot K_\delta = r \left[-\beta \cos \delta + \sqrt{1 - \beta^2 \sin^2 \delta} \right] \\ G_\gamma = r \cdot K_\gamma = r \cdot \sqrt{1 - 2\beta \cos \gamma + \beta^2} \\ \tau = \text{invariant} \end{aligned} \right\} \quad (\text{VIII.2.1.})$$

Powyższe zależności zwane są dalej ogólnie **G-transformacją**.

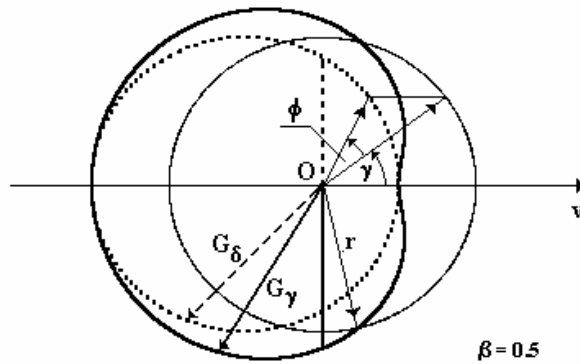


Fig. VIII.2.1. Rozkład kątowy odległości G w przestrzennym układzie **SO-system** dla sygnałów biegnących od punktu **O** w **A-space** (Eqs VIII.2.1.).

Odległości G_δ „widziane” (odwzorowane) są w poruszającym się układzie obserwatora **SO-system** w ekscentrycznym okręgu o promieniu r (linia pogrubiona przerywana).

Tak więc, koncentryczny okrąg o promieniu r w układzie absolutnym **A-space** odwzorowywany jest w poruszającym się układzie **SO-system** w ekscentryczny okrąg, też o promieniu r .

Jeżeli z kolei, „widziane” odległości G_δ odłożymy w kierunkach γ w nieruchomym układzie absolutnym **A-space**, to wyznaczona zostanie konchoida okręgu (linia ciągła pogrubiona).

Na rys. VIII.2.1. przedstawiony jest rozkład odległości dla sygnału oddalającego się od punktu **O** w **A-space**. Kąty γ , δ oraz ϕ liczone są w układzie lewoskrętnym.

Można też rozpatrywać przypadek, gdy sygnał biegnie do punktu **O** w **A-space**, a co przedstawiono na rys. VIII.2.2.

Uwzględniając transformację VIII.1.5.), mamy:

$$\left. \begin{aligned} G_\delta^i &= r \cdot K_\delta^i = r \left[\beta \cos \delta_i + \sqrt{1 - \beta^2 \sin^2 \delta_i} \right] \\ G_\gamma^i &= r \cdot K_\gamma^i = r \cdot \sqrt{1 + 2\beta \cos \gamma_i + \beta^2} \\ \tau &= \text{invariant} \end{aligned} \right\} \quad (\text{VIII.2.2.})$$

Kąty δ_i oraz γ_i liczone są tak jak to pokazano na rys. VIII.2.2., czyli jak to się czyni w zwykłym lewoskrętnym układzie współrzędnych biegunowych.

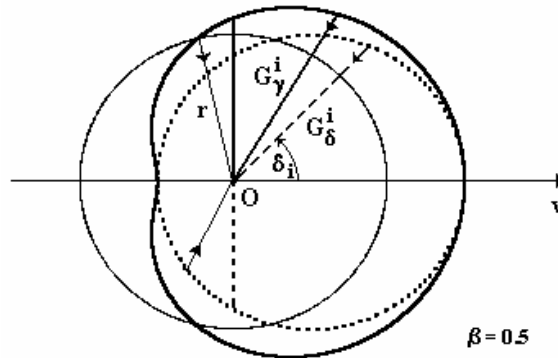


Fig. VIII.2.2. Rozkład kątowy odległości G^i w układzie **SO-system** dla sygnałów biegnących do punktu **O** w **A-space**.

Transformacje Galileo Galilei.

Szczególnymi przypadkami **G-transformacji** są znane transformacje Galileusza. Należy tu rozpatrywać ruch sygnału wzdłuż osi ruchu $\mathbf{v}$ przestrzennego układu obserwatora **SO-system**. Załóżmy, że sygnał biegnie z prędkością $\mathbf{c}$ wzdłuż osi ruchu $\mathbf{v}$ przestrzennego układu obserwatora **SO-system**.

1. Jeżeli sygnał biegnie od punktu **O** w **A-space** (Fig. VIII.2.1.) to spełnione są warunki:

a) dla warunku: $\delta = \gamma = 0$, z transformacji (VIII.2.1.) znajdujemy:

$$\left. \begin{array}{l} G^- = r(1 - \beta) = (r - v\tau) \\ \tau = \text{invariant} \end{array} \right\} \quad (\text{VIII.2.3.})$$

b) natomiast dla warunku: $\delta = \gamma = \pi$, mamy:

$$\left. \begin{array}{l} G^+ = r(1 + \beta) = (r + v\tau) \\ \tau = \text{invariant} \end{array} \right\} \quad (\text{VIII.2.4.})$$

Z powyższych zależności, mamy: $G^- + G^+ = 2r$, co wyznacza promień r okręgu w układzie absolutnym **A-space**, a także promień r ekscentrycznego okręgu w **SO-system**.

Odległości G^- oraz G^+ przebywane przez sygnał z prędkościami $\mathbf{u}$ w przestrzennym układzie obserwatora **SO-system**, gdy w tym samym czasie τ w układzie absolutnym **A-space** sygnał przebywa jednostkową odległość r z prędkością $\mathbf{c}$.

2. Jeżeli sygnał biegnie do punktu **O** w **A-space** (Fig. VIII.2.2.), to spełnione są warunki:

a) dla warunku: $\delta = \gamma = 0$, z transformacji VIII.2.2.) znajdujemy:

$$\left. \begin{array}{l} G_i^+ = r \cdot (1 + \beta) = (r + v\tau) \\ \tau = \text{invariant} \end{array} \right\} \quad (\text{VIII.2.5})$$

b) natomiast dla warunku: $\delta = \gamma = \pi$, mamy:

$$\left. \begin{array}{l} G_i^- = r \cdot (1 - \beta) = (r - v\tau) \\ \tau = \text{invariant} \end{array} \right\} \quad (\text{VIII.2.6})$$

Zależności od (VIII.2.3.) do (VIII.2.6) mają postać znanych transformacji Galileo Galilei.

„Efekt poprzeczny”

Z transformacji Galileo Galilei wynika t.zw. „efekt poprzeczny” w układzie obserwatora. Z transformacji od (VIII.2.3.) do (VIII.2.6), znajdujemy:

$$\left. \begin{array}{l} G^- \cdot G^+ = G_i^- \cdot G_i^+ = r^2(1 - \beta^2) \\ \tau = \text{invariant} \end{array} \right\}$$

A z powyższego:

$$\left. \begin{array}{l} \hat{G}_\delta = \pm r \sqrt{1 - \beta^2} \\ \tau = \text{invariant} \end{array} \right\}$$

Identyczny wynik otrzymamy także wprost z transformacji (VIII.2.1.) oraz (VIII.2.2.) dla kierunku: $\delta = \pi/2$.

Z kolei, „efekt poprzeczny” dla konchoidy okręgu znajdziemy z transformacji (VIII.2.1.) oraz (VIII.2.2.) i dla warunku: $\gamma = \pi/2$. Mamy więc:

$$\left. \begin{array}{l} \hat{G}_\gamma = \pm r \sqrt{1 + \beta^2} \\ \tau = \text{invariant} \end{array} \right\}$$

i jest to "efekt poprzeczny" dla konchoidy okręgu (linia ciągła pogrubiona).

VIII.2.2. L-transformacja.

Powyżej przyjęliśmy, że izotropowa jednostka odległości ustalona jest w **A-space**. Izotropowa odległość r może być także ustalona w układzie obserwatora **SO-system**. Jeżeli w **SO-system**, w kierunku δ przebywana jest jednostkowa odległość: $r = u \cdot t$, to w tym samym czasie $t = \text{invariant}$ sygnał przebywa w **A-space** w kierunku γ odległość $L_\gamma = c \cdot t$. Oczywiście, w **A-space** sygnał przebywa odległość r w czasie τ takim, że: $r = c \cdot \tau$. Mamy więc:

$$\left. \begin{array}{l} r = c \cdot \tau = u \cdot t = \text{constant} \\ L_\gamma = c \cdot t \end{array} \right\}$$

A z powyższego:

$$K_\gamma = \frac{u}{c} = \frac{\tau}{t} = \frac{r}{L_\gamma}$$

Oczywiście, odległość L_γ obserwowana jest w kierunku δ , a to ze względu na efekt Bradleya. Na podstawie powyższego, oraz z **K-transformacji** (VIII.1.2.), mamy:

$$\left. \begin{array}{l} L_\gamma = \frac{r}{K_\gamma} = \frac{r}{\sqrt{1 - 2\beta \cos \gamma + \beta^2}} \\ L_\delta = \frac{r}{K_\delta} = \frac{r}{-\beta \cos \delta + \sqrt{1 - \beta^2 \sin^2 \delta}} \\ t = \frac{\tau}{K_\delta} = \text{invariant} \end{array} \right\} \quad (\text{VIII.2.7.})$$

Powyższa transformacja, zwana jest dalej ogólnie **L-transformacją**.

W takim przypadku, uwzględniając transformację (VIII.1.5.), mamy:

$$\left. \begin{aligned} L_{\gamma}^i &= \frac{\mathbf{r}}{K_{\gamma}^i} = \frac{\mathbf{r}}{\sqrt{1 + 2\beta \cos \gamma_i + \beta^2}} \\ L_{\delta}^i &= \frac{\mathbf{r}}{K_{\delta}^i} = \frac{\mathbf{r}}{\beta \cos \delta_i + \sqrt{1 - \beta^2 \sin^2 \delta_i}} \\ t &= \frac{\tau}{K_{\delta}^i} = \text{invariant} \end{aligned} \right\} \quad (\text{VIII.2.8.})$$

gdzie uwzględniono już warunki dla transformacji (VIII.1.5.).

Powyższa transformacja jest wykorzystana do formalnego opisu systemu heliocentrycznego Janusza B. Kępkę (patrz: pkt X.10.).

Jak się dalej przekonamy, **L-transformacja** ma też zastosowanie także do innych zagadnień.

Transformacje Zenona z Elei

Załóżmy, że sygnał w **A-space** biegnie wzdłuż osi ruchu $\mathbf{v}$ przestrzennego układu obserwatora **SO-system**.

1) Jeżeli sygnał biegnie **od** punktu **O** w układzie obserwatora **SO-system**, to spełnione są warunki:

a) $\delta = \gamma = 0$ (Fig. VIII.2.3.), i z transformacji (VIII.2.7.), mamy:

$$\left. \begin{aligned} L^{-} &= \frac{\mathbf{r}}{1 - \beta} \\ t &= \frac{\tau}{1 - \beta} = \text{invariant} \end{aligned} \right\} \quad (\text{VIII.2.9.})$$

b) dla warunku: $\delta = \gamma = \pi$, mamy:

$$\left. \begin{aligned} L^{+} &= \frac{\mathbf{r}}{1 + \beta} \\ t &= \frac{\tau}{1 + \beta} = \text{invariant} \end{aligned} \right\} \quad (\text{VIII.2.10.})$$

2) Natomiast, jeżeli sygnał biegnie **do** punktu **O** w układzie obserwatora **SO-system**, to spełnione są warunki:

a) dla warunku $\delta = \gamma = 0$, z transformacji (VIII.2.8.) znajdujemy:

$$\left. \begin{aligned} L_i^+ &= -\frac{r}{1+\beta} \\ t_i^+ &= -\frac{\tau}{1+\beta} = \text{invariant} \end{aligned} \right\} \quad (\text{VIII.2.11.})$$

b) natomiast dla warunku: $\delta = \gamma = \pi$, mamy:

$$\left. \begin{aligned} L_i^- &= -\frac{r}{1-\beta} \\ t_i^- &= -\frac{\tau}{1-\beta} = \text{invariant} \end{aligned} \right\} \quad (\text{VIII.2.12.})$$

Zależności od (VIII.2.9.) do (VIII.2.12.) mają postać znanych transformacji Zenona z Elei.

VIII.2.3. *H* –transformacja.

Rozważajmy przestrzeń, zwaną dalej **H-space**, która tworzona jest przez cząstki materialne poruszające się ze stałą i izotropową prędkością **c** względem źródła cząstek **PS**.

Stałe wartości prędkości **c** oraz czas τ definiują odległość $r = c \cdot \tau$ przebyta przez cząstkę w tej przestrzeni. Zakładamy tu, że źródło cząstek **PS** jest nieruchome w **H-space**

Załóżmy teraz, że źródło cząstek **PS**, a tym samym **H-space** porusza się z prędkością **v** w nieruchomym układzie obserwatora przestrzennego **StO-space**.

Na przykład, takim nieruchomym układem może być (i jest!) przestrzeń kosmiczna.
Emitowane cząstki oddalają się od źródła **PS** (Fig. VIII.2.5).

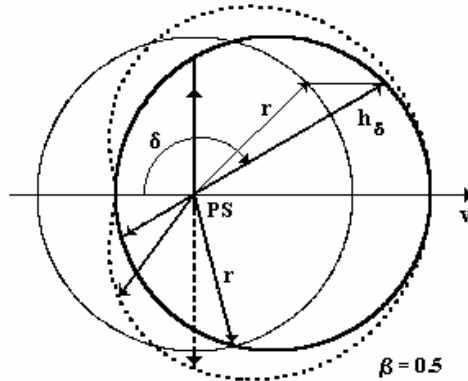


Fig. VIII.2.5. Rozkład kątowy odległości **h** w nieruchomym układzie obserwatora według **H-transformacji** (układ prawoskrętny).

W układzie nieruchomego obserwatora **StO-space** prędkość **w** jest złożeniem prędkości **v** układu absolutnego **H-space** oraz prędkości **c** cząstek w przestrzeni **H-space**. Prędkość **w** zwana jest też *prędkością unoszenia* w **StO-space**.

Jeżeli w **H-space** w kierunku γ dana cząstka przebędzie odległość **r** w czasie τ i z prędkością **c**:

$$\mathbf{r} = \mathbf{c} \cdot \tau$$

to w tym samym czasie $\tau = \text{invariant}$ cząstka ta przebędzie w **StO-space** odległość $\mathbf{h}_\delta$ w kierunku δ , i z prędkością unoszenia **w**: $\mathbf{h}_\delta = \mathbf{w} \cdot \tau$

Mamy więc:

$$\frac{\mathbf{r}}{\mathbf{c}} = \frac{\mathbf{h}_\delta}{\mathbf{w}} = \tau = \frac{1}{\mathbf{H}} = \text{invariant}$$

gdzie **H** zwana jest stałą Hubble’a.

Z powyższego, znajdujemy:

$$\mathbf{K}_\delta = \frac{\mathbf{w}}{\mathbf{c}} = \frac{\mathbf{h}_\delta}{\mathbf{r}}$$

Uwzględniając **K-transformacje** (VIII.1.6.) powyższe możemy zapisać w lewoskrętnym układzie współrzędnych, i mamy:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{h}_\delta^A &= \mathbf{r} \cdot \mathbf{K}_\delta^A = \mathbf{r} \frac{\mathbf{w}}{\mathbf{c}} = \mathbf{r} \left[\beta_A \cos \delta_A + \sqrt{1 - \beta_A^2} \sin^2 \delta_A \right] \\ \mathbf{h}_\gamma^A &= \mathbf{r} \cdot \mathbf{K}_\gamma^A = \mathbf{r} \sqrt{1 + 2\beta_A \cos \gamma_A + \beta_A^2} \\ \tau &= \text{invariant} \end{aligned} \right\} \quad (\text{VIII.2.13.})$$

gdzie:

$\mathbf{h}_\delta^A = \mathbf{w} \cdot \tau$ – odległość w układzie nieruchomego obserwatora **StO** przebywana przez cząstkę ze względnie absolutną prędkością **w** („prędkość unoszenia”) w kierunku δ , gdy cząstka ta ma prędkość absolutną **c** w **H-space**;

$\mathbf{h}_\gamma^A = \mathbf{c} \cdot \tau$ – odległość w poruszającym się z prędkością $\mathbf{v}_A$ układzie absolutnym **H-space**.

Powyższa transformacja, zwana dalej **H-transformacją**, opisuje ruch cząstek materialnych według teorii „rozszerzającego się Wszechświata” („Expanding Cosmos”, „Big Bang”).

Należy tu ponownie zaznaczyć, że **H-transformacja** (VIII.2.13.) spełniona jest w prawoskrętnym układzie współrzędnych, natomiast zapis jest w układzie lewoskrętnym.

Tym samym, **G-transformacja** (Eq. VIII.2.2.) oraz **H-transformacja** (Eqs VIII.2.13.), mimo podobnego zapisu, odnoszą się do dwu różnych sytuacji: ruch układu obserwatora względem układu absolutnego (**G-transformacja**) oraz ruch układu absolutnego względem układu obserwatora (**H-transformacja**).

Transformacje Galileusza.

Podobnie jak w przypadku **G**-transformacji (VIII.2.1.), tak i w przypadku **H**-transformacji (VIII.2.13.) możemy rozpatrywać ruch cząstek materialnych wzdłuż osi ruchu układu **H**-space.

Jeżeli w **H**-space cząstki mają kierunek zgodny z kierunkiem ruchu układu **H**-space, to spełniony jest warunek: $\gamma_A = \delta_A = 0$. Wobec tego, z **H**-transformacji (VIII.2.13.), mamy:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{h}^+ &= \mathbf{r}(1 + \beta_A) = \mathbf{r} + \mathbf{v}\tau \\ \tau &= \text{invariant} \end{aligned} \right\} \quad (\text{VIII.2.14.})$$

Natomiast, jeżeli cząstki mają kierunek przeciwny do kierunku ruchu tego układu, to spełniony jest warunek: $\gamma_A = \delta_A = \pi$ i mamy:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{h}^- &= \mathbf{r}(1 - \beta_A) = \mathbf{r} - \mathbf{v}\tau \\ \tau &= \text{invariant} \end{aligned} \right\} \quad (\text{VIII.2.15.})$$

Zależności (VIII.2.14.) oraz (VIII.2.15.) mają postać znanych transformacji Galileusza.

Także i w tym przypadku występuje „efekt poprzeczny” dla $\delta = \pi/2$ w układzie obserwatora, i mamy:

$$\left. \begin{aligned} \hat{\mathbf{h}}_\delta &= \sqrt{\mathbf{h}^- \cdot \mathbf{h}^+} = \mathbf{r} \sqrt{1 - \beta_A^2} \\ \tau &= \text{invariant} \end{aligned} \right\}$$

Natomiast „efekt poprzeczny” w poruszającym się układzie absolutnym, można zapisać w postaci ($\gamma = \pi/2$):

$$\left. \begin{aligned} \hat{\mathbf{h}}_\gamma &= \mathbf{r} \sqrt{1 + \beta^2} \\ \tau &= \text{constant} \end{aligned} \right\}$$

VIII.2.4. Z-transformacja.

Według **H**-transformacji jednostka odległości $\mathbf{r} = \mathbf{c} \cdot \tau$ w sposób naturalny określona jest w poruszającym się układzie absolutnym **H**-space.

Jeżeli jednostkową odległość $\mathbf{r}$ zdefiniujemy w nieruchomym układzie obserwatora przestrzennego **StO**, to w układzie tym w kierunku δ jest że: $\mathbf{r} = \mathbf{w} \cdot \mathbf{t}$, gdzie $\mathbf{t} = \text{invariant}$ jest czasem, w którym cząstka przebędzie odległość $\mathbf{Z} = \mathbf{c} \cdot \mathbf{t}$, ale w **H**-space w kierunku γ . Należy tu zaznaczyć, że czas $\mathbf{t}$ jest niezmienniczy, ale nie jest izotropowy. Mamy więc:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{r} &= \mathbf{c} \cdot \tau = \mathbf{w} \cdot \mathbf{t} \\ \mathbf{Z}_\delta &= \mathbf{c} \cdot \mathbf{t} \end{aligned} \right\}$$

Wobec tego, uwzględniając **K-transformacje** (VIII.1.6.), znajdujemy:

$$\left. \begin{aligned} Z_{\delta}^A &= \frac{r}{K_{\delta}^A} = \frac{r}{\beta_A \cos \delta_A + \sqrt{1 - \beta_A^2 \sin^2 \delta_A}} \\ Z_{\gamma}^A &= \frac{r}{K_{\gamma}^A} = \frac{r}{\sqrt{1 + 2\beta_A \cos \gamma_A + \beta_A^2}} \\ t &= \frac{\tau}{K_{\gamma}^A} = \text{invariant} \end{aligned} \right\} \quad (\text{VIII.2.16.})$$

Powyższe zależności, zwane dalej **Z-transformacją**, są zapisem w lewoskrętnym układzie współrzędnych biegunowych.

W rzeczywistości, **Z-transformacja** spełniona jest w prawoskrętnym układzie współrzędnych, podobnie jak **H-transformacja**.

W nieruchomym układzie obserwatora **StO** odległości Z_{δ} w kierunkach $\delta_A = (\pi - \delta)$ wyznaczają ekscentryczny okrąg (Fig. VIII.2.6. krzywa przerywana).

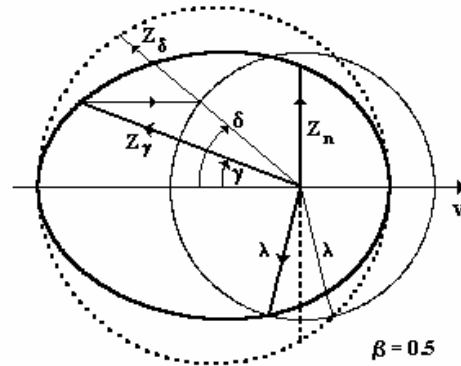


Fig. VIII.2.6. Rozkład kątowy odległości Z w poruszającym się układzie absolutnym **H-space**, według **Z-transformacji** (VIII.2.16.).

Reasumując rozważania dotyczące układów przestrzennych, można przedstawić co następuje:

- 1° rozróżnialny jest ruch układu obserwatora względem układu absolutnego, i odwrotnie;
- 2° ruch układu obserwatora w układzie absolutnym może być formalnie opisany w lewoskrętnym układzie współrzędnych biegunowych.
Natomiast ruch układu absolutnego w układzie obserwatora może być formalnie opisany w prawoskrętnym układzie współrzędnych biegunowych.

IX. Efekt Dopplera

Christian Johann Doppler¹ w swej pracy *Über das farbige Licht der Doppelsterne* (1842) opisał zjawisko zmiany częstotliwości oraz długości fali jako efekt ruchu źródła drgań oraz obserwatora.

Powyższe zwane jest obecnie efektem Dopplera.

IX.1. Układ punktowy obserwatora.

Będziemy wyraźnie rozróżniać punktowy układ obserwatora (**PO-system**) oraz przestrzenny układ obserwatora (**SO-system**), ponieważ to samo zjawisko fizyczne inaczej jest rejestrowane w **PO-system**, a inaczej w **SO-system**.

Założmy, że do nieruchomego ($\mathbf{v}_O = \mathbf{0}$) obserwatora punktowego **PO** z kierunków γ_i dochodzą fale o prędkościach $\mathbf{c}$ w układzie absolutnym i o częstotliwości ν .

Obserwator widzi je z kierunków $\delta_i = \gamma_i$. Wyznacza to długość fali λ taką, że: $\mathbf{c} = \lambda \cdot \nu$.

Jednak względem obserwatora **PO** poruszającego się ze względną prędkością $\mathbf{v}$, prędkość fali $\mathbf{c}$ oraz jej częstotliwość ν zmieniają się w ten sposób, że „widziana” długość fali jest niezmiennicza:

$$\left. \begin{aligned} \lambda &= \frac{c}{\nu} = \frac{u}{f_O} = \text{invariant} \\ \text{a stąd} \quad K^i &= \frac{u}{c} = \frac{f_O}{\nu} \end{aligned} \right\}$$

gdzie: u – prędkość względnie absolutna fali w układzie obserwatora **PO**;

f_O – obserwowana częstotliwość fali w układzie obserwatora **PO**;

K^i – transformacja prędkości według zależności (VIII.1.5.).

Fale biegnące do obserwatora z kierunków γ_i , mają względem poruszającego się obserwatora prędkość $\mathbf{u}$, a obserwator „widzi” je z kierunków δ_i (Fig. IX.1.1.). Mamy więc:

$$\left. \begin{aligned} f_O &= \nu \cdot K_{\delta}^i = \nu \cdot \left[\beta_O \cos \delta_i + \sqrt{1 - \beta_O^2 \sin^2 \delta_i} \right] \\ f_O &= \nu \cdot K_{\gamma}^i = \nu \cdot \sqrt{1 + 2\beta_O \cos \gamma_i + \beta_O^2} \\ \lambda &= \text{invariant} \end{aligned} \right\} \quad (\text{IX.1.1.})$$

gdzie spełniony jest warunek (VIII.1.5a) dla transformacji (VIII.1.5.).

Powyższe, zwane dalej w skrócie **P-transformacją**, w sposób ogólny opisuje znany efekt Dopplera dla poruszającego się obserwatora punktowego.

¹ (1803-53), matematyk i fizyk austriacki, profesor Politechniki (1848-51) i Uniwersytetu (od 1851) w Wiedniu.

Na rys. IX.1.1. przedstawiono rozkład kątowy widzianych częstotliwości f_o w układzie obserwatora punktowego PO.

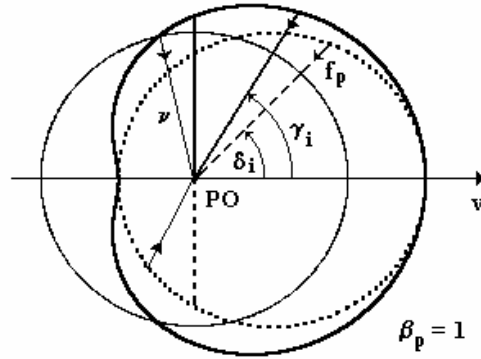


Fig. IX.1.1. Rozkład kątowy obserwowanych częstotliwości f_o w układzie obserwatora punktowego, według **P-transformacji** (IX.1.1.).

Gdyby obserwator PO był nieruchomy w **A-space**, to ze wszystkich kierunków dochodziłyby do niego fale o jednakowych częstotliwościach ν . Poruszający się obserwator PO może je obserwować z kierunków δ_i (Fig. IX.1.1., ekscentryczny okrąg – linia przerywana) jako fale o częstotliwościach f_o (Eq. IX.1.1.). Jeżeli z kolei, obserwowane częstotliwości f_o odłożymy w kierunkach γ_i , to zostanie wyznaczona konchoida okręgu (linia ciągła pogrubiona).

Równania Dopplera

Dla częstotliwości obserwowanych wzdłuż osi ruchu ν układu obserwatora, mamy:

a) przed obserwatorem, i.e. dla $\delta_i = 0$, z transformacji (IX.1.1.) znajdujemy:

$$\left. \begin{aligned} f_1 &= \nu (1 + \beta_o) \\ \lambda &= \text{invariant} \end{aligned} \right\} \quad (\text{IX.1.2.})$$

b) za obserwatorem, i.e. dla $\delta_i = \pi$, mamy:

$$\left. \begin{aligned} f_2 &= \nu (1 - \beta_o) \\ \lambda &= \text{invariant} \end{aligned} \right\} \quad (\text{IX.1.3.})$$

T.zw. „efekt poprzeczny” możemy obliczyć z **P-transformacji** (IX.1.1.) dla $\delta_i = \pi/2$ względem osi ruchu ν .

Natomiast kierunek obserwowanej częstotliwości niezmienniczej $\nu = \text{invariant}$ możemy obliczyć też z transformacji (IX.1.1.), ale dla warunku: $f_o = \nu$.

Prędkość krytyczna.

Jeżeli obserwator **PO** porusza się z prędkością krytyczną: $\beta_O = 1$, to może obserwować fale tylko przed sobą (Fig. IX.1.2.).

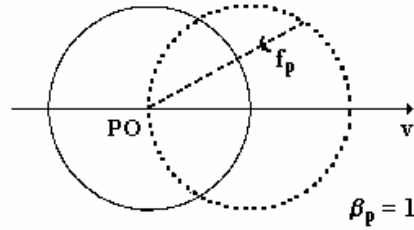


Fig. IX.1.2. Obserwator **PO** porusza się z prędkością krytyczną $\beta_O = 1$.

Ekstremalny „kąt widzenia” δ_i możemy obliczyć z transformacji (IX.1.1.) i z warunku:

$$1 - \beta_O^2 \sin^2 \delta_i \geq 0$$

A z powyższego:
$$\sin \delta_i \leq \pm \frac{1}{\beta_O} \quad (\text{IX.1.4})$$

Dla $\beta_O = 1$ jest, że $\delta_i = 90^\circ$ oraz $\delta_i = 270^\circ$.

I jest to punkt poruszający się razem z obserwatorem **PO**.

Tak więc, obserwator może oglądać sygnały przed sobą dla kątów $90^\circ > \delta_i > 270^\circ$.

Z kolei, z **S-transformacji** (VIII.1.3.), znajdujemy: $\sin \phi_i = 1 \cdot 1 = 1$, czyli $\phi_i = 90^\circ$.

Tak więc, obraz zawarty w kącie $\gamma_i = (\delta_i + \phi_i)$ obserwator widzi w kącie δ_i przed sobą (Eq. VIII.1.5b oraz Fig. IX.1.1.).

Prędkości nadkrytyczne

Założmy, że obserwator **PO** porusza się z prędkością nadkrytyczną $\beta_O = 1.5$.

Z zależności (IX.1.4.) znajdujemy maksymalny „kąt widzenia” (licząc od osi ruchu v):

$$\sin \delta_i = \frac{1}{1.5} \quad \text{oraz} \quad \delta_i = 41^\circ 48' 37''$$

Z kolei, z **S-transformacji** (VIII.1.3.), znajdujemy: $\sin \phi_i = 1.5 \frac{1}{1.5} = 1$.

Tak więc, kąt aberracji $\phi_i = 90^\circ$.

Im większa prędkość nadkrytyczna, tym mniejszy kąt wierzchołkowy „stożka widzenia”.

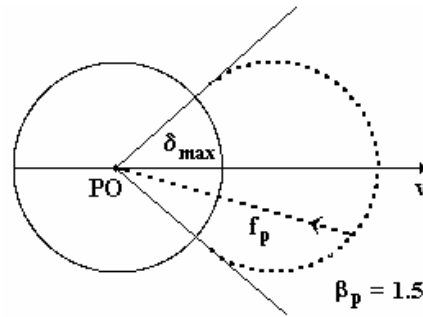


Fig. IX.1.3. „Kąt widzenia” dla prędkości nadkrytycznych.

Z zależności (VIII.1.5a) wynika, że $\gamma_i > \delta_i$, co oznacza, że ze względu na ruch obserwatora obserwowany obraz ulega ściśnięciu względem osi ruchu v obserwatora.

Tym samym, obraz zawarty w kącie $\gamma_i = (\delta_i + \phi_i)$ obserwator widzi w kącie δ_i przed sobą.

Jest tak dla prędkości $v < c$.

Jednak dla $v \geq c$, czyli dla prędkości krytycznych i nadkrytycznych jest, że kąt aberracji $\phi_i = 90^\circ = \text{constant}$. Dla tych prędkości obserwator nie może już odbierać sygnałów ze wszystkich kierunków.

Ponadto należy zauważyć, że ze względu na prędkość nadkrytyczną, obserwator dogania i wyprzedza sygnały biegnące w układzie absolutnym **A-space** od obserwatora.

Z tego względu, oddalające się od obserwatora sygnały widziane są jako sygnały zbliżające się do obserwatora z kierunków przed obserwatorem.

Z powyższego wynika też, że tak sygnały dochodzące do obserwatora, jak i sygnały oddalające się od obserwatora poruszającego się z prędkością krytyczną lub prędkościami nadkrytycznymi, widziane są **przed** obserwatorem w stożku o maksymalnym kącie rozwarcia według zależności (IX.1.4.).

Oznacza to, że obserwator poruszający się z prędkością nadkrytyczną „widzi” **przed sobą dwa obrazy** nakładające się na siebie w tym samym „kącie widzenia”.

Jeden obraz tworzony jest przez fale biegnące **do** obserwatora.

Są to fale o największych częstotliwościach (przesunięcie w kierunku fioletu).

Obraz ten można by nazwać „przyszłością” do której zmierza obserwator. Oczywiście, taką „przyszłość” obserwator mógłby też zobaczyć nie ruszając się z miejsca (obserwator nieruchomy). Ale byłaby to „przyszłość” w innym kolorze (brak zmiany częstotliwości).

Drugi obraz tworzony jest przez fale, które w układzie absolutnym **A-space** biegną w kierunkach **od** obserwatora, i fale te obserwator dogania i wyprzedza, a to ze względu na własną prędkość nadkrytyczną. Są to fale o mniejszych częstotliwościach (przesunięcie barw w kierunku czerwieni).

Jest to więc obraz dosłownie z... przeszłości, i to tym bardziej odległej, im większą prędkość nadkrytyczną ma obserwator.

Tak więc, obserwator może zobaczyć siebie jak startował do tego lotu!

IX.2. Poruszające się źródło drgań.

Przyjmujemy, dokładnie zgodnie z doświadczeniem, że częstotliwość $\nu = \text{constant}$ jest cechą charakterystyczną źródła drgań **VS**, która to częstotliwość nie zależy od jego prędkości ν_s , i ma charakter izotropowy, czyli niezależny od kierunku generacji drgań.

Ponadto, także dokładnie zgodnie z doświadczeniem przyjmujemy, że prędkość c ruchu falowego jest cechą charakterystyczną danego ośrodka, czyli danego układu absolutnego **W-space**.

Jeżeli źródło **VS** jest nieruchome w **W-space**, to generuje impulsy z częstotliwością ν w kierunkach γ_s . Impulsy te przenoszone są w **W-space** z prędkością c też w kierunkach γ_s , co z kolei wyznacza długość fali λ w **W-space**: $c = \lambda \cdot \nu = \text{constant}$.

Natomiast, jeżeli źródło **VS** porusza się w **W-space** z prędkością ν_s , to ze względu na ruch źródła **VS**, impulsy te generowane są kolejno w układzie **W-space** w kierunkach δ_s względem źródła drgań **VS** poruszającego się z prędkością ν_s .

Ponadto, prędkość impulsu względem poruszającego się źródła **VS** nie wynosi c , lecz u_s .

Tym samym, w **W-space** odległość między kolejnymi impulsami nie wynosi λ , lecz λ_s .

Z powyższego wynika, że:

$$\left. \begin{aligned} \text{a stąd} \quad \nu &= \frac{c}{\lambda} = \frac{u_s}{\lambda_s} = \text{constant} \\ K_s &= \frac{u_s}{c} = \frac{\lambda_s}{\lambda} \neq \text{constant} \end{aligned} \right\}$$

gdzie częstotliwość ν jest własnością źródła drgań niezależnie od jego ruchu.

Jednak, ponieważ prędkość impulsu w **W-space** jest stała i izotropowa, to odległości λ_s kolejnych impulsów wyznaczają inne częstotliwość ν_s dochodzenia impulsów do danego miejsca w **W-space**.

Mówimy więc, że częstotliwość tego ruchu falowego w **W-space** wynosi ν_s .

Możemy więc napisać:

$$\left. \begin{aligned} \text{a stąd} \quad c &= \lambda \cdot \nu = \lambda_s \nu_s = \text{constant} \\ K_s &= \frac{\lambda_s}{\lambda} = \frac{\nu}{\nu_s} \neq \text{constant} \end{aligned} \right\}$$

Uwzględniając powyższe, i według **K-transformacji (VIII.1.2.)**, znajdujemy:

$$\left. \begin{aligned} \lambda_s &= \lambda \cdot K_s = \lambda \left[-\beta_s \cdot \cos \delta_s + \sqrt{1 - \beta_s^2 \sin^2 \delta_s} \right] \\ \nu_s &= \frac{\nu}{K_s} = \frac{\nu}{-\beta_s \cdot \cos \delta_s + \sqrt{1 - \beta_s^2 \sin^2 \delta_s}} \end{aligned} \right\} \quad (\text{IX.2.1.})$$

Powyższe zależności, zwane dalej w skrócie **V**–transformacją, w sposób ogólny opisują znany efekt Dopplera w **W-space** dla poruszającego się źródła drgań **VS**, a którego szczególnymi przypadkami są źródła akustyczne, czy źródła światła.

Fig. IX.2.1. Efekt Dopplera według **V** – transformacji (IX.2.1.). Rozkład kątowy długości λ_s fal propagowanych w układzie absolutnym **W-space** (ekscentryczny okrąg).

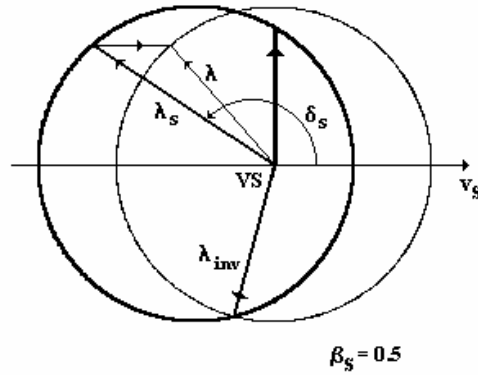
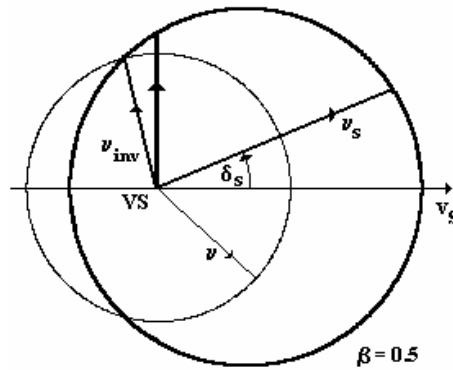


Fig. IX.2.2. Efekt Dopplera według **V** – transformacji (IX.2.1.). Rozkład kątowy częstotliwości ν_s fal propagowanych w układzie absolutnym **W-space** (ekscentryczny okrąg).



W przypadku poruszającego się źródła drgań występuje częstotliwość niezmiennicza ν_{inv} oraz długość niezmiennicza λ_{inv} (Figs IX.2.1. oraz IX.2.2.).

Prędkość krytyczna

Jeżeli źródło VS porusza się z prędkością krytyczną $\beta_s = 1$, to ściśle przed źródłem, czyli dla $\delta_s = 0$, z transformacji (IX.2.1.) znajdujemy, że $\lambda_s = 0$.

Oznacza to, że przed źródło VS nie są generowane fale w **W-space** (Fig. IX.2.3.). Z przodu, źródło takie widziane jest jako „czarna dziura”, która nie tylko że nie promieniuje, ale także nie odbija fal.

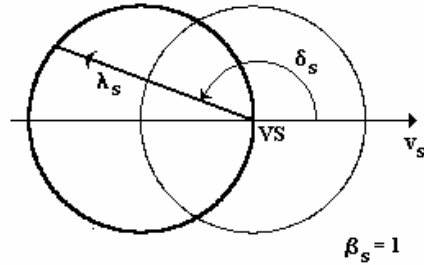


Fig. IX.2.3. Dla prędkości krytycznej $\beta_s = 1$ fale nie są generowane przed źródłem w **W-space**.

Prędkości nadkrytyczne

Po przekroczeniu prędkości krytycznej, fale pozostają za źródłem (Fig. IX.2.4.).

Tak więc, z przodu źródło widziane jest jako „czarna dziura”.

Natomiast z tyłu źródło widziane jest jako obiekt, którego widmo jest silnie przesunięte w kierunku podczerwieni. Obiekty tego rodzaju zwane są *kwazarami*. Z bezpośrednich pomiarów wynika, że niektóre kwazary mają prędkość nawet kilkakrotnie przekraczającą prędkość światła.

Fale są „widziane” za źródłem w stożku o kącie rozwarcia $(\pi - \delta_{\max})$.

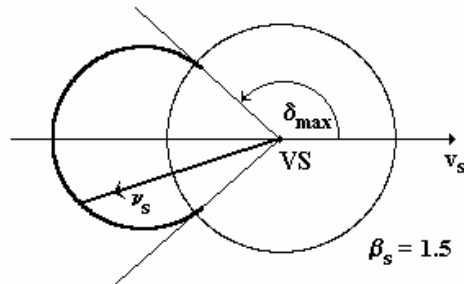


Fig. IX.2.4. Rozkład kątowy częstotliwości ν_w generowanego ruchu falowego w **W-space**, dla prędkości nadkrytycznej źródła.

Jednak obraz widmowy takiego *kwazara* jest dosyć skomplikowany.

Otóż, ze względu na prędkość nadkrytyczną, za źródłem występuje **podwójny** ruch falowy, wynikający z drgań własnych źródła **przed** to źródło, czyli w kierunku ruchu źródła, ale pozostających **za** źródłem, oraz drgań generowanych w kierunkach **za** tym źródłem.

Ten podwójny ruch falowy nie został zaznaczony na rysunku IX.2.4.

Kwazary.

Widmo *kwazarów* (z angielskiego skrótu: QSS – Quasi Stellar radio-Source) jest znacznie bardziej przesunięte ku czerwieni, niż „zwykłych” galaktyk. Prędkości kwazarów można ocenić jako porównywalne, a nawet kilkakrotnie przekraczające prędkość światła!

Z V-transformacji (IX.2.1.) znajdujemy, że względne zmiany długości fali oraz częstotliwości, w przypadku poruszającego się źródła drgań VS, są takie, że:

$$\left. \begin{aligned} z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} &= \frac{\lambda - \lambda_s}{\lambda} = (1 - K_s) \\ \varepsilon = \frac{\Delta\nu}{\nu} &= \frac{\nu - \nu_s}{\nu} = \frac{K_s - 1}{K_s} \end{aligned} \right\} \quad (\text{IX.2.2.})$$

Jeżeli kwazar obserwowany jest „od tyłu”, czyli oddala się od nas, to $\delta = \pi$, i z zależności (IX.2.2.) znajdujemy:

$$\left. \begin{aligned} z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} &= -\beta_s \\ \varepsilon = \frac{\Delta\nu}{\nu} &= \frac{\beta_s}{1 + \beta_s} \end{aligned} \right\}$$

Tak więc, wartość z określa ile razy prędkość kwazara jest większa od prędkości światła.

„Czarne dziury”

Natomiast, jeżeli dany obiekt („kwazar”) zbliża się do nas, to $\delta = 0$, i mamy:

$$\left. \begin{aligned} z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} &= \beta_s \\ \varepsilon = \frac{\Delta\nu}{\nu} &= -\frac{\beta_s}{1 - \beta_s} \end{aligned} \right\}$$

Dla $\beta_s > 1$ jest jednocześnie: $z > 1$ oraz $\varepsilon > 1$, *i.e.* fale pozostają za źródłem i występuje efekt „czarnej dziury” (patrz także: promieniowanie Czerenkowa).

W takim przypadku „kwazar” jest... „czarną dziurą”.

Z powyższego wprost wynika, że niezwykle duże prędkości tak kwazarów jak i „czarnych dziur” są *prędkościami unoszenia w* według H-transformacji (VIII.2.13.).

Z tego też względu, „rozkład gęstości” występowania kwazarów oraz „czarnych dziur” jest niesymetryczny, jak to wprost widać z rysunku VIII.2.6.
Jest to zgodne z teorią Wielkiego Wybuchu („Big Bang”).

IX.3. Podwójny efekt Dopplera.

Często jest tak, że jednocześnie obserwator oraz źródło poruszają się w danym układzie absolutnym.

Poruszające się źródło **VS** generuje w **W-space** ruch falowy o częstotliwości ν_s i długości fali λ_s (**V-transformacja IX.2.1.**).

Należy mieć na uwadze, że w transformacji (IX.2.1.) δ_s jest kierunkiem propagacji fali w **W-space**, ale względem osi ruchu ν_s źródła **VS**.

Z kolei, punktowy obserwator **PO** (**P-transformacja, IX.1.1.**) może poruszać się po innej osi ruchu ν_o . Względem osi ruchu ν_o fale dochodzą pod kątami γ_i . Ale obserwator **PO** widzi je z kierunków δ_i (**Eqs IX.1.1.**). Tak więc, δ_s oraz δ_i są to zupełnie różne kąty liczone względem różnie położonych względem siebie osi ruchu ν_s oraz ν_o .

Uwzględniając powyższe, obserwowana przez punktowego obserwatora **PO** częstotliwość f_D oraz długość λ_D fali są takie, że (**Eqs IX.1.1. oraz IX.2.1.**):

$$\left. \begin{aligned} f_D &= \nu_s \cdot K_\delta^i = \nu \frac{K_\delta^i}{K_s} = \nu \frac{\beta_o \cos \delta_i + \sqrt{1 - \beta_o^2 \sin^2 \delta_i}}{-\beta_s \cos \delta_s + \sqrt{1 - \beta_s^2 \sin^2 \delta_s}} \\ \lambda_s &= \lambda \cdot K_s = \text{invariant} \end{aligned} \right\} \quad (\text{IX.3.1.})$$

Powyższe zależności, zwane dalej w skrócie **D-transformacją**, są ogólnym opisem podwójnego efektu Dopplera.

Zauważmy, że obserwator **PO** na ogół nie zna kierunków δ_s oraz prędkości względnych β_s źródła drgań **VS** ruchu falowego.

Z transformacji (IX.3.1.) wynika, że:

$$\lambda_s \cdot f_D = \lambda \cdot \nu \cdot K_\delta^i = u \neq c \quad (\text{IX.3.2.})$$

Obserwator może pomierzyć obserwowaną częstotliwość f_D oraz też pomierzyć (jeżeli potrafi) długość fali $\lambda_s = \text{invariant}$ generowanej przez źródło drgań w danym ośrodku.

Z zależności (IX.3.2.) wynika, że obserwowana (wyliczona) prędkość u ruchu falowego jest inna, niż rzeczywista prędkość c tego ruchu falowego, np. światła w t.zw. próżni.

W szczególnych przypadkach, gdy obserwowany rozkład spektralny można skojarzyć z widmem znanych pierwiastków, np. wodoru, możliwe jest określenie wartości $\nu = \nu_H$ występującej w transformacji (IX.3.1.). Pozwala to wyliczyć wartość λ z zależności $c = \lambda \cdot \nu$, wartość K_δ^i z zależności (IX.3.2.), i z kolei wartość kąta obserwacji δ_i .

Szczególne przypadki podwójnego efektu Dopplera.

Rozpatrzmy przypadek podwójnego efektu Dopplera, gdy punktowy obserwator **PO** oraz punktowe źródło drgań **VS** poruszają się z różnymi prędkościami wzdłuż tego samego toru ruchu. Należy tu rozpatrzeć cztery przypadki:

a) jeżeli obserwator **PO** wyprzedza źródło **VS**, to spełnione są warunki: $\delta_i = \pi$ oraz

$$\mathbf{K}_\delta^i = (1 - \beta_o). \text{ Natomiast dla źródła jest: } \delta_s = 0 \text{ oraz } \mathbf{K}_s = (1 - \beta_s).$$

Wobec tego, z zależności (IX.3.1.), mamy:

$$\left. \begin{aligned} f_D &= v \frac{1 - \beta_o}{1 - \beta_s} \\ \lambda_s &= \lambda (1 - \beta_s) \end{aligned} \right\}$$

Z powyższego mamy (Eq. IX.3.2.):

$$\lambda_s \cdot f_D = \lambda \cdot v (1 - \beta_p) = c(1 - \beta_o) = u < c$$

Tak więc, obserwowana prędkość fali **u** jest mniejsza od jej rzeczywistej prędkości **c**.

Dla prędkości krytycznej źródła **VS**, i.e. dla $\beta_s = 1$ jest, że $f_D = \infty$ oraz $\lambda_s = 0$.

Powyższe oznacza, że przed źródłem nie jest generowany ruch falowy ($\lambda_s = 0$).

Natomiast dla prędkości nadkrytycznej źródła, i.e. dla $\beta_s > 1$ jest, że $f_D < 0$ oraz $\lambda_s < 0$.

Tak więc, dla prędkości krytycznych i nadkrytycznych źródła wystąpi t.zw. efekt „czarnej dziury”. Efekt ten wystąpi także, gdy obserwator **PO** porusza się z prędkością krytyczną lub nadkrytyczną $\beta_o \geq 1$.

Jeżeli źródło i obserwator poruszają się z jednakowymi prędkościami ($\beta_o = \beta_s$), to:

$$\left. \begin{aligned} f_D &= v \\ \lambda_s &< \lambda \end{aligned} \right\} \quad \text{oraz} \quad \lambda_s \cdot f_D = u < c$$

Obserwator odbiera fale o częstotliwości własnej **v** źródła. Jednak obserwowana długość fali jest mniejsza: $\lambda_s < \lambda$.

Zauważmy, że powyższy warunek spełniony jest w przypadku słynnego eksperymentu Michelsona-Morleya, oraz innych.

b) niech teraz źródło **VS** wyprzedza obserwatora **PO**.

W takim przypadku, dla obserwatora spełnione są warunki: $\delta_i = 0$ oraz $\mathbf{K}_\delta^i = (1 + \beta_o)$.

Natomiast dla źródła jest: $\delta_s = \pi$ oraz $\mathbf{K}_s = (1 + \beta_s)$, i z zależności (IX.3.1.), mamy:

$$\left. \begin{aligned} f_D &= v \frac{1 + \beta_o}{1 + \beta_s} \\ \lambda_s &= \lambda (1 + \beta_s) \end{aligned} \right\}$$

W tym przypadku efekt „czarnej dziury” nie występuje, tak w przypadku prędkości nadkrytycznej źródła, jak i obserwatora. Podobnie jak poprzednio, dla $\beta_O = \beta_S$, mamy:

$$\left. \begin{array}{l} f_D = \nu \\ \lambda_S > \lambda \end{array} \right\} \quad \text{oraz} \quad u > c$$

Powyższy warunek także spełniony jest w przypadku eksperymentu Michelsona-Morleya .

c) jeżeli punktowy obserwator **PO** oraz źródło **VS** poruszają się naprzeciwko siebie, to spełnione są warunki: $\delta_i = 0$ oraz $K_\delta^i = (1 + \beta_O)$ dla obserwatora **PO**.

A także: $\delta_S = 0$ oraz $K_S = (1 - \beta_S)$ dla źródła **VS**. Z transformacji (IX.3.1.) mamy:

$$\left. \begin{array}{l} f_D = \nu \frac{1 + \beta_O}{1 - \beta_S} \\ \lambda_S = \lambda (1 - \beta_S) \end{array} \right\}$$

Oczywiście, efekt „czarnej dziury” wystąpi dla prędkości krytycznej i nadkrytycznej źródła. Mamy też:

$$u = \lambda_S \cdot f_D = \lambda \cdot \nu (1 + \beta_O) > c$$

d) jeżeli obserwator **PO** oraz źródło **VS** oddalają się od siebie, to $\delta_i = \pi$ oraz

$K_\delta^i = (1 - \beta_O)$, a także: $\delta_S = \pi$ oraz $K_S = (1 + \beta_S)$. Mamy więc:

$$\left. \begin{array}{l} f_D = \nu \frac{1 - \beta_O}{1 + \beta_S} \\ \lambda_S = \lambda (1 + \beta_S) \end{array} \right\}$$

W tym przypadku efekt „czarnej dziury” wystąpi tylko dla prędkości krytycznej i nadkrytycznej obserwatora. Występuje „podłużenie” długości fali.

Mamy też:

$$u = \lambda_S \cdot f_D = \lambda \cdot \nu (1 - \beta_O) < c$$

Zauważmy, że dla warunku: $\beta_O = \beta_S$, częstotliwość $f_D = \nu = \text{invariant}$, ale tylko w przypadku, gdy źródło i obserwator poruszają się w tym samym kierunku.

We wszystkich powyższych szczególnych przypadkach, spełniony jest warunek:

$$\lambda_S \cdot f_D = u \neq c$$

gdzie u jest prędkością światła widzianą przez poruszającego się obserwatora (Eqs IX.1.1.).

Jeżeli potrafimy pomierzyć λ_S oraz f_D , to możemy dojść do „rewelacyjnego odkrycia”, że... „światło zmienia bieg”!

Układ laboratoryjny.

Obecnie rozpatrzmy przypadek, gdy pomiary wykonywane są w laboratorium. Tym samym, źródło drgań **VS** oraz obserwator **PO** znajdują się w niewielkiej odległości od siebie. W takim układzie pomiarowym, praktycznie efekt Jamesa Bradleya nie jest obserwowany (praktycznie nie jest mierzalny). Tak więc, praktycznie kierunek drgań względem źródła jest γ_s , a nie δ_s . Podobnie, względem obserwatora kierunek obserwacji jest γ_i , a nie δ_i .

Oznacza to, że praktycznie kierunki δ_s oraz δ_i pokrywają się odpowiednio z kierunkami γ_s oraz γ_i .

Z powyższych względów, zależności (IX.3.1.) można przepisać w postaci:

$$\left. \begin{aligned} f_D &= v_s \cdot K_\gamma^i = v \frac{K_\gamma^i}{K_s} = v \frac{\sqrt{1 + 2\beta_o \cos \gamma_i + \beta_o^2}}{\sqrt{1 - 2\beta_s \cos \gamma_s + \beta_s^2}} \\ \lambda_s &= \lambda \cdot K_s = \lambda \sqrt{1 - 2\beta_s \cos \gamma_s + \beta_s^2} \end{aligned} \right\} \quad (\text{IX.3.3.})$$

Ponadto, łatwo zauważyć, że dla dowolnego ustawienia układu pomiarowego źródła **VS** oraz obserwatora **PO**, spełniony jest warunek: $\gamma_s = \gamma_i + \pi$.

A także, w układzie laboratoryjnym, spełniony jest warunek: $\beta_o = \beta_s$.

Dla tych warunków, z pierwszego z równań (IX.3.3.) znajdujemy, że: $f_D = v$.

Tak więc, w warunkach laboratoryjnych, jesteśmy w stanie pomierzyć (z bardzo wysoką dokładnością) częstotliwość własną v źródła drgań **VS**.

Z kolei, znając wartość prędkości c światła *in vacuo*, możemy obliczyć wartość długości fali λ światła użytego w eksperymencie, ze wzoru: $c = \lambda \cdot v$.

Maksymalne zmiany długości fali według drugiego równania zależności (IX.3.3.) są takie, że:

$$\lambda_1 = \lambda(1 - \beta_s) \quad \text{dla} \quad \gamma_s = 0 \text{ deg}$$

$$\text{oraz} \quad \lambda_2 = \lambda(1 + \beta_s) \quad \text{dla} \quad \gamma_s = 180 \text{ deg}$$

Z powyższego, mamy: $\lambda_1 + \lambda_2 = 2\lambda$, co umożliwia wyznaczenie wartości długości fali λ .

Mamy także: $\Delta\lambda = (\lambda_2 - \lambda_1) = 2\lambda\beta_s$. Przyjmując, że $\beta_s \approx 0.0167$ (Eq. X.7.8.), to maksymalne zmiany długości fali wynoszą: $\Delta\lambda \approx 0.0167 \cdot 2\lambda$.

Zauważmy, że A.A. Michelson w swych eksperymentach wykrycia ruchu absolutnego Ziemi – zakładał, że przy pomocy skonstruowanego przez siebie interferometru jest w stanie zarejestrować zmianę kilku setnych długości fali użytego światła monochromatycznego.

Jednak ze wskazanych wyżej obliczeń wprost wynika, że interferometr powinien umożliwiać rejestrację zmian o co najmniej trzy setne długości fali.

Tym samym, dokładność interferometru raczej była niższa od koniecznej do rejestracji zmiany długości fali w tego rodzaju eksperymencie. Mogło to być jedną z przyczyn negatywnych wyników pomiarów.

X. Układ planetarny

Głównym problemem starożytnej astronomii było wyjaśnienie ruchu siedmiu obiektów obserwowanych „gołym okiem”: Słońca, Księżyca, oraz pięciu innych (Merkury, Wenus, Mars, Jowisz, Saturn) pozornie nie różniących się od gwiazd, ale „wędrujących”, „błądzących” ruchem rażąco nieregularnym, tak względem siebie, jak i na tle konstelacji gwiazd.

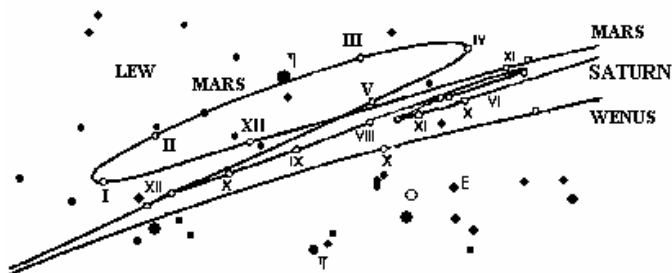


Fig. X.0. Bezpośrednio obserwowany ruch planet.

Późniejsza ich łacińska nazwa *planeta* od greckich słów *planetes* oraz *planes* wędrujący; także planeta z *planasthai* błąkać się.

Bezpośrednia obserwacja nieba wprost sugeruje, że obserwowane obiekty (Słońce, Księżyc, oraz kilka „gwiazd” zwanych planetami) poruszają się względem obserwatora na Ziemi, a także obiekty te poruszają się względem siebie.

X.1. Teoria heliocentryczna.

Jednak wbrew sugestii wynikającej z bezpośrednich obserwacji, znajdujemy wiele zapisów w wedyjskim sanskrycie starożytnych Indii, że Ziemia porusza się a Słońce jest centrum układu słonecznego. Jest to więc koncepcja heliocentryzmu.

W starożytnych Indiach **YAJNAVALKYA** (IX-VIII w. przed Chr.) przyjmował, że Ziemia jest sferyczna a Słońce jest w centrum ciał niebieskich. Przyjmował też, że Słońce jest o wiele większe od Ziemi.

Także w książkach starożytnego hinduizmu (*Aitareya Brahmana* (2.7), 9-8 wiek przed Chr.) znajdujemy, że Słońce jest nieruchome (a Ziemia krąży wokół niego).

Podobnie w **Vishnu Purana** (2.8).

Według niektórych doksografów, **HERAKLID z Pontu** (IV w. przed Chr., uczeń Platona i Arystotelesa) utrzymywał, że Ziemia wiruje jak bąk w ciągu 24 godzin, a niebo pozostaje w spoczynku. Także Heraklidowi przypisuje się ideę, że planeta Wenus krąży wokół Słońca, a nie wokół Ziemi.

W zasadzie z przekazów innych (Archimedes, Plutarch, Simplicius) można wnioskować, że **ARYSTARCH z SAMOS** (w 281 r. przed Chr. obserwował w Aleksandrii przesilenie dzienne), zwany obecnie przez niektórych „Kopernikiem Starożytności” jest pierwszym w Europie (Starożytna Grecja) autorem teorii heliocentrycznej.

Słońce jest *nieruchomym centrum* w Kosmosie, a Ziemia porusza się ruchem translacyjnym po *heliocentrycznym okręgu* w ciągu jednego roku, oraz wirując w ciągu 24 godzin wokół nachylonej osi o stałym kierunku, co z kolei wyjaśniało występowanie pór roku.

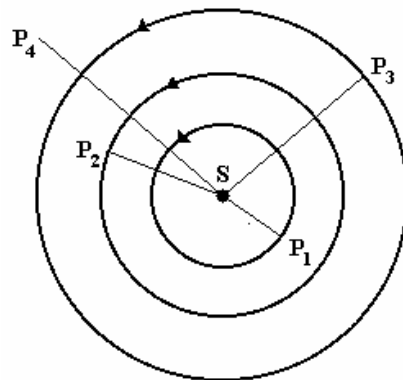


Fig. X.1.1. Heliocentryczne orbity planet według teorii Arystarcha z Samos.

Podobnie jak Eratostenes, Arystarch obliczył wielkość Ziemi oraz wielkość i odległość Księżyca i Słońca. Z jego rozważań wynikało, że Słońce jest znacznie większe od Ziemi.

SELEUCUS (ok.190 – ok. 150 przed Chr.) urodzony i zamieszkały w Babilonii nad rzeką Tygrys, znany z pism Plutarcha. Według Plutarcha, Seleucus udowodnił zasadność teorii heliocentrycznej Arystarcha z Samos. Nie są znane bliższe szczegóły.

Seleucus wskazał, że przyływy i odpływy morza spowodowane są przez Księżyc.

MARTIANUS CAPELLA (V w.?) urodzony w Kartaginie. Autor niezwyklej pracy encyklopedycznej *Satyricon* lub *De Nuptiis Philologiae et Mercurii et de septem Artibus liberalibus libri novem*, opisującej historię edukacji, retoryki i nauki.

W ósmej księdze opisuje wersję geocentrycznego modelu, według którego Merkury i Wenus krążą wokół Słońca.

Ten pogląd Capelli pozytywnie wyróżnił Mikołaj Kopernik w I księdze *De revolutionibus orbium coelestium*.

ARYABHATA (476-550 po Chr.) hinduski astronom i matematyk w swym dziele *Aryabhatiya* przedstawił heliocentryczny model, w którym Ziemia wiruje wokół własnej osi, a okresy ruchu planet liczone są względem nieruchomego Słońca. Pierwszy odkrył, że światło od Księżyca i planet jest odbiciem światła słonecznego.

Wskazał także, że orbity planet są eliptyczne, i z kolei obliczył wiele stałych astronomicznych, w tym zaćmienia Słońca i Księżyca.

Arabskie tłumaczenie tego dzieła było dostępne już od 8 wieku, a łacińskie tłumaczenie od 13 wieku.

A więc, zanim M. Kopernik opublikował *De revolutionibus orbium coelestium* (1543 r.).

BHASKARA (1114-1185) rozszerzył heliocentryczny model Aryabhata, i w swym dziele *Sidhanta-Shiromani* wzmiankował prawo grawitacji (wzajemne oddziaływanie planet i Słońca). A więc zanim I. Newton opublikował *Principia* (1687 r.),

Bhaskara odkrył też, że ruch planet wokół Słońca nie jest ruchem jednostajnym.

X.2. Centrum Wszechświata.

Philolaos (V w.p.n.e.) przedstawiał, że w centrum jest ogień i Zeus. Wokół ognia krąży Anty-Ziemia (Antychton), następnie Ziemia w ciągu 24 godzin, dalej Księżyc, Słońce oraz w dalszych odległościach planety: Wenus, Merkury, Mars, Jupiter, Saturn.

Następnie gwiazdy stałe, następnie ogień zewnętrzny i następnie nieskończoność.

Zauważmy, że w powyższym opisie Ziemia nie jest nieruchoma w Kosmosie: Ziemia krąży wokół Ognia, podobnie jak inne planety i Słońce.

Ergo: nie jest to system, ani geocentryczny, ani też heliocentryczny!

X.3. Teoria geocentryczna – „problem Platona”.

Według Platona (właśc. Aristokles, nazywany Platonem dla szerokiego ramienia, gr. platys „szeroki”, 427-347 p.n.e), Ziemia jest *nieruchomym centrum* w Kosmosie. Podobno Platon zaproponował Eudoksusowi (V-IV w. p.n.e.) wyjaśnienie obserwowanych nieregularności ruchu planet za pomocą odpowiedniej kombinacji jednostajnego ruchu kołowego („problem Platona”).

Według Eudoksa planety wraz ze Słońcem krążą wokół Ziemi po *geocentrycznych i homocentrycznych* sferach (po cztery dla każdej z pięciu znanych planet, po trzy dla Słońca i Księżyca oraz jedna dla gwiazd).



PLATON

„Eudoksos umieszczał ruch Słońca i Księżyca w trzech sferach: pierwszy to ruch sfery gwiazd stałych, drugi ruch wzdłuż znaków Zodiaku, a trzeci - ruch po torze odchylającym się w bok od drogi znaków Zodiaku, przy czym to odchylenie jest większe dla drogi Księżyca niż dla drogi Słońca. Ruch każdej z planet umieszczał w czterech sferach. Pierwsza i druga sfera ruchu każdej planety są te same, co dwie pierwsze sfery Słońca i Księżyca. (dlatego że sfera gwiazd stałych nadaje ruch wszystkim sferom, a z kolei sfera, która znajduje się pod nią i ma ruch wzdłuż znaków Zodiaku, jest wspólna dla wszystkich planet). Trzecia sfera ruchu każdej planety ma bieguny na okręgu przechodzącym przez znaki Zodiaku, a ruch czwartej odbywa się po torze odchylonym od równika trzeciej. Bieguny trzeciej sfery każdej planety są oddzielne, ale bieguny sfer Wenus i Marsa są te same”¹).

¹ Arystoteles – METAFIZYKA, XII, 8 (Lublin 1996, Redakcja Wydawnictw Katolickiego Uniwersytetu Lubelskiego).

X.3.1. Ruch planet według Arystotelesa ze Stagiry.

Według dynamiki Arystotelesa, ruch planet można wyjaśniać jako ruch jednostajny po **różnych orbitach kołowych** leżących w jednej płaszczyźnie.

Wszystkie planety mają jednakową prędkość orbitalną v .

Tak więc, różnym promieniom R odpowiadają różne czasy (okresy) T obiegu orbity.

Tym samym, im bardziej oddalony obiekt, tym (pozornie) wolniejszy jego ruch na nieboskłonie.

Była to pierwsza ocena względnych odległości, a raczej kolejności obiektów.

Ponadto, im bardziej oddalony obiekt, tym dłuższy czas obiegu $\tau = T$, i tym mniejsza wartość siły odśrodkowej D_n .

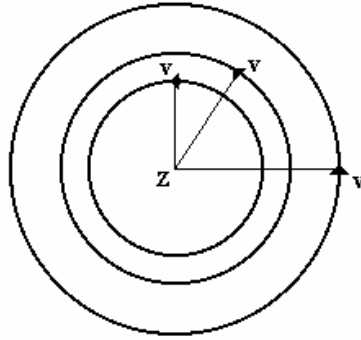


Fig. X.3.1. Jednakowe prędkości orbitalne planet. Im bliższa planeta, tym (pozornie!) szybciej porusza się.

Warto też zauważyć, że powyższe wyjaśnienie rażąco nieregularnego i dziwnego ruchu planet było także jedną z pierwszych (zwycięskich) potyczek w ciągłej walce z... pozorami.

Ponadto, Arystoteles znacznie rozbudował system Eudoxusa, w szczególności ilość sfer:

„Atoli jeśli kombinacja wszystkich sfer ma wytłumaczenie zjawisk, to są konieczne dla każdej planety jeszcze inne sfery w liczbie mniejszej o jeden, które muszą obracać się w odwrotnym kierunku i przywracać do tego samego położenia sferę gwiazdy znajdującej się zawsze poniżej. Bo tylko w ten sposób może to wszystko powodować ruch planet. A więc skoro jednych sfer, unoszących planety, jest razem osiem, a innych dwiadzieścia pięć i skoro tylko te sfery nie wymagają ruchu odwrotnego, w których porusza się planeta najniżej położona ze wszystkich, to dla pierwszych dwóch planet będzie razem jeszcze sześć sfer o ruchu odwrotnym, a dla czterech dalszych szesnaście. Zatem liczba wszystkich sfer, unoszących i odwracających, wynosi pięćdziesiąt pięć. Jeśli zaś nie doliczać wspomnianych ruchów dodatkowych Księżyca i Słońca, to wszystkich sfer będzie czterdzieści siedem. Przyjmijmy zatem, że taka jest liczba sfer” (tamże).

X.3.2. System geocentryczny Apoloniusza-Hipparcha.

Z kolei, według Apoloniusza z Pergii (III w.p.n.e., matematyk i astronom grecki) oraz Hipparcha z Nikei (II w.p.n.e., astronom i matematyk grecki) Słońce obiega nieruchomą Ziemię-centrum po geocentrycznym okręgu. Natomiast planety krążą po *heterocentrycznych* orbitach kołowych, których środki znajdują się na odcinku łączącym Ziemię ze Słońcem. Ponieważ odcinek ten w ciągu roku obraca się w płaszczyźnie ekliptyki (ze względu na ruch geocentryczny Słońca), to środki kołowych orbit planet krążą wokół nieruchomej Ziemi-centrum w Kosmosie. Tym samym, względem nieruchomej Ziemi orbity planet **nie są okręgami**.

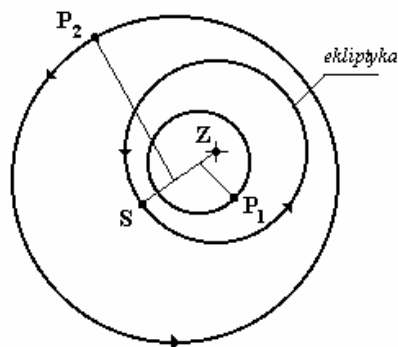


Fig. X.3.2. Heterocentryczne orbity planet według Apoloniusza-Hipparcha:
Z nieruchoma Ziemia; S Słońce; P_1 , P_2 planety.

Heterocentryczne środki orbit kołowych wyjaśniały w znacznym stopniu zmienne i dziwne ruchy planet. Zauważmy, że nie jest to już ściśle system geocentryczny.

X.3.3. System geocentryczny Klaudiusza Ptolemeusza.

System geocentryczny Apoloniusza-Hipparcha częściowo uprościł i jednocześnie rozbudował Klaudiusz Ptolemeusz z Aleksandrii (100 ok. – 168 r. n.e.).

Uproszczenie polega na tym, że heterocentryczne okręgi zostały zastąpione okręgami *homocentrycznymi*, zwanymi *deferentami*, przy czym nie są to okręgi geocentryczne: ich wspólny środek leży poza Ziemią – nieruchomym centrum w Kosmosie.

Natomiast rozbudowa polega na tym, że po deferentach nie krążą planety, lecz środki ich kołowych orbit, a orbity te zwane są *epicyklami*. W systemie tym Słońce nie porusza się po epicyklu.



Dla zwiększenia dokładności obliczeń ruchu planet Ptolemeusz wprowadził też t.zw. *ekwanty*. Był to punkt położony na linii łączącej środek koła deferentu i Ziemię, względem którego stała prędkość kątową miało ciało niebieskie lub epicykl na którym się poruszało.

Jak z powyższego widać, według systemu K. Ptolemeusza kształt orbit planetarnych jest dosyć skomplikowany.

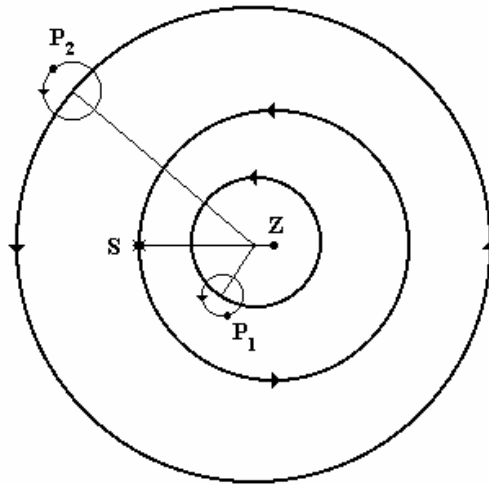


Fig. X.3.3. System geocentryczny Ptolemeusza.

X.4. System heliocentryczny Mikołaja Kopernika.



Nicolaus Copernicus

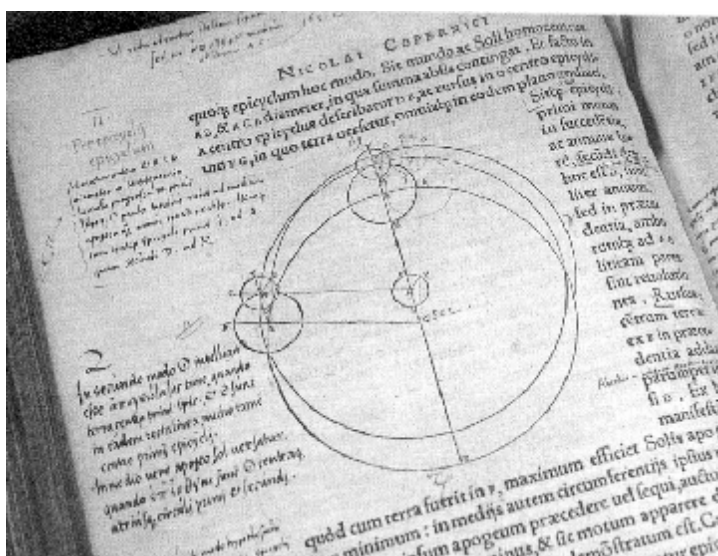
Dopiero w XVI w. Mikołaj Kopernik z Torunia (1473-1543) za podstawę swych rozważań przyjął teorię heliocentryczną Arystarcha z Samos, uwzględniając w znacznym stopniu system Klaudiusza Ptolemeusza.

„*De revolutionibus orbium coelestium*” wydane w 1543 r.¹ określane jest tak przez przeciwników jak i zwolenników, jako jedno z dwu lub trzech dzieł o największym znaczeniu dla ludzkości, a data wydania określana jest jako początek nowej epoki nie tyle w astronomii, co w filozofii.

System (lecz nie teoria!) heliocentryczny M. Kopernika wydaje się być dosyć prostym odwróceniem systemu Ptolemeusza: miejsce nieruchomej Ziemi zajęło Słońce, które pełni rolę nieruchomego centrum optycznego: oświetla równo

cały Wszechświat.

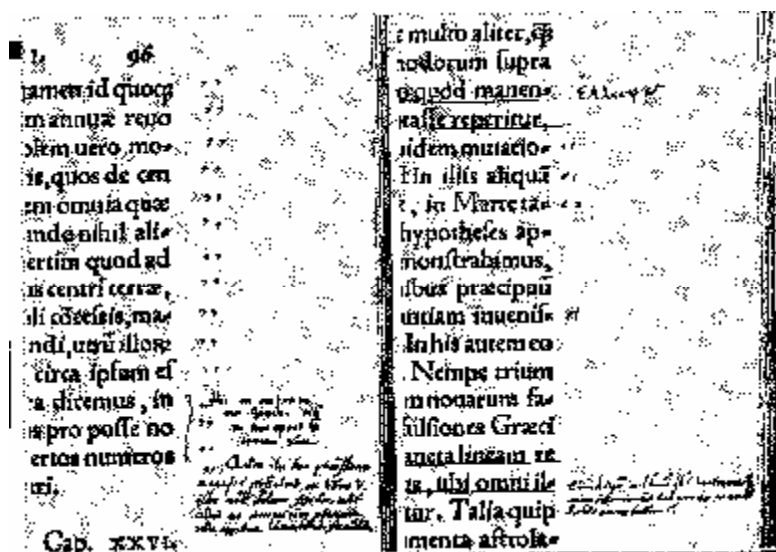
Wspólny środek orbit kołowych planet krąży wokół Słońca-centrum nieruchomego w Kosmosie.



Po śmierci Kopernika, notatki astronoma Erasmusa Reinholda (profesor Uniwersytetu w Edynburgu) na marginesach matematycznej części „*De revolutionibus*”².

¹ pierwsze wydanie – Norymberga. Drugie wydanie w 1566 r. – Bazylea.

² dla niektórych, „... „*De revolutionibus*” jest piekielnie trudnym wykładem matematycznym, a na dodatek Kopernik wyłożył swoje racje w sposób mało przystępny”, – z wywiadu prof. Owena Gingericha (Harvard University) dla „*Polityki*” (nr 40 z 2 paźdz. 2004).



Na kartach „De revolutionibus”, zapiski Hieronymusa Schreibera, Michaela Maestlina (z lewej) i Johanna Keplera¹.

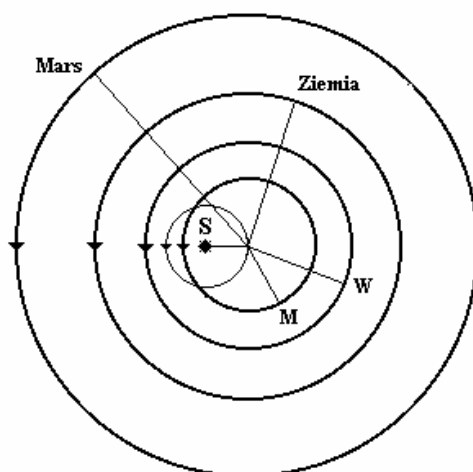


Fig. X.4.1. System heliocentryczny M. Kopernika.

¹ niestety, z tego okresu, brak notatek polskich uczonych-astronomów.

A tak, przy okazji. Udokumentowanym faktem jest, że Mikołaj Kopernik mówił po niemiecku.

Nie ma dowodów na to, że używał polszczyzny. Podobnie jak inni w tych czasach, pisał po łacinie.

Studiował w królewskim mieście Krakowie, i wielokrotnie zaznaczał podległość władcy polskiemu.

W owych czasach, jeszcze nie ukształtowały się państwa narodowościowe w dzisiejszym rozumieniu.

W systemie Kopernika epicykle nie występują w sposób jawny jak u Ptolemeusza, lecz wynikają z ruchu oscylacyjnego wspólnego środka orbit na odcinku Słońce-Ziemia, przy czym odcinek ten obraca się. Tym samym, względem Słońca orbity planet nie są okręgami. Jest to podobna sytuacja jak w przypadku systemu geocentrycznego Apoloniusza-Hipparcha, gdzie względem Ziemi orbity planet nie są okręgami.

Zauważmy przy okazji, że w ogólnie dostępnych i zalecanych oficjalnie podręcznikach, nieprawdziwie przedstawiane są tak system geocentryczny K. Ptolemeusza jak i system heliocentryczny M. Kopernika:

- nie jest prawdą, że deferensy według K.Ptolemeusza są okręgami geocentrycznymi; są okręgami homocentrycznymi, których wspólny środek leży **poza Ziemią (Fig. X.3.3.)**;
- także nie jest prawdą, że kołowe orbity planet według M.Kopernika są heliocentryczne; są okręgami homocentrycznymi, których wspólny środek leży **poza Słońcem (Fig. X.4.1.)**.

Pomijając bardziej szczegółowe i „pogłębione merytorycznie” polemiki, ograniczymy się do wskazania niektórych „zarzutów” stawianych M.Kopernikowi:

popęłił plagiat, ponieważ „przepisał” teorię heliocentryczną Arystarcha z Samos, nie wskazując prawdziwego autora (warto tu porównać rysunki X.1.1. oraz X.4.1.).

Rzeczywiście, w pierwszym wydaniu wstęp został w znacznej części podmieniony przez niejakiego teologa Osiandera, który we wstępie tym zaprezentował też argumenty przeciwko... systemowi heliocentrycznemu Mikołaja Kopernika!

Zauważył to Johannes Kepler.

W wydaniu z roku 1873 przywrócono oryginalny wstęp, w którym M. Kopernik nie tylko wskazuje Arystarcha z Samos, lecz także Philolaosa (sic!).

Ale i współcześnie stawiane są podobnego rodzaju „zarzuty”:

„Ściśle mówiąc, Kopernik nie stworzył tego co nazywamy „jego systemem”. Umieściwszy Słońce w centrum Wszechświata, w centrum (gwiazd) stałych, gdzie odgrywa ono rolę optyczną, a nie punktu dynamicznego (nie porusza planet), Kopernik popęłił błąd nie biorąc Słońca jako centrum orbit planetarnych: odnosi on ruch planet nie względem punktu nieruchomego Słońca, ale względem środka orbity ziemskiej, która nie koincyduje ze Słońcem (które, w domyśle, porusza się)!”. I dalej: „...w ten sposób, w jego pracy, środek orbity ziemskiej określa krzywą sinusoidalną wokół Słońca”. (tłum. własne)¹.

Otóż, właśnie „... odniesienie ruchu planet względem środka orbity ziemskiej...i środek ten porusza się wokół Słońca...” jest bardzo dokładnie systemem heliocentrycznym!

W zakresie astronomii zasługą M. Kopernika jest uzasadnienie teorii heliocentrycznej Arystarcha z Samos i stworzenie **całkowicie oryginalnego systemu heliocentrycznego**.

M. Kopernik nie popęłił „grubego błędu”, jaki ogólnie i całkowicie bezzasadnie przypisywany jest, tak K. Ptolemeuszowi jak i M. Kopernikowi: homocentryczne orbity planet mają być albo ściśle geocentryczne, albo heliocentryczne.

Już Apoloniusz i Hipparch zauważyli, że tego rodzaju „pomysły” są oczywiście chybione.

¹ „Les étapes de l’astronomie” par Paul Courdec, Presses Universitaires de France, 1945, p. 85-86.

X.5. System geo-heliocentryczny Tycho Brahe.



Jednak, doceniany przez jemu współczesnych, a obecnie rzadko wspominany, ekscentryczny arystokrata Tycho Brahe (1546-1601) zauważył, że systemy Apoloniusza-Hipparcha, K. Ptolomeusza oraz M. Kopernika mają wspólną wadę: środki orbit planetarnych zawieszone są w próżni. *De facto* oznacza to, że planety, także Ziemia lub Słońce krążą wokół czegoś, czego materialnie nie ma! W tej sytuacji, Tycho Brahe stworzył nowy system, w którym odrzuca wszystkie systemy od Philolaosa do Kopernika włącznie.

Według Tycho Brahe, wokół nieruchomej Ziemi krążą Merkury, Wenus oraz Słońce. Z kolei, wokół Słońca krążą pozostałe planety. W powyższym sensie, Ziemia nie jest planetą i pełni szczególną rolę we Wszechświecie.

Jak widać, powyższe jest niezwykle zręczną kompilacją systemów geocentrycznych oraz heliocentrycznych, i jednocześnie w pełni zaspokaja znany egocentryzm *homo sapiens*.

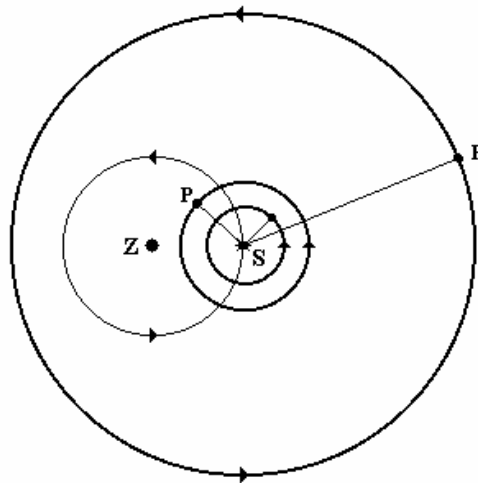


Fig. X.5.1. System geo-heliocentryczny według Tycho Brahe.

System Tycho Brahe tym zasadniczo różni się od innych systemów, że jest to system ściśle dynamiczny: każdy z obiektów (prócz Ziemi) krąży wokół innego obiektu. Nie ma tutaj sytuacji, w której planety krążą wokół niematerialnego środka orbit, który z kolei krąży... W owych czasach system Tycho Brahe był bardziej przekonujący niż system Kopernika.

Tycho Brahe odkrył zjawisko *refrakcji astronomicznej*, t.j. ugięcie się promieni światła przechodzącego przez atmosferę ziemską, co zniekształca wyniki obserwacji i pomiarów.

Uwzględniając powyższe, Tycho Brahe na podstawie własnych obserwacji i pomiarów doszedł do wniosku, że orbity komet mają kształt owalu, a nie okręgu.

X.6. System eliptyczny Johanna Keplera.

W sierpniu 1609 r. Johannes Kepler (1571-1630) wydał książkę *Nova Astronomia*, w której podane są wyniki obliczeń dla orbity Marsa, na podstawie wcześniej wykonanych pomiarów przez Tycho Brahe (1546-1601).

W pracy tej Johannes Kepler podał też pierwsze dwa prawa zwane jego imieniem.

Omówimy te prawa w kolejności, w jakiej je J. Kepler wcześniej (1604-5) prezentował w korespondencji prywatnej.



II prawo J. Keplera

Według II prawa J. Keplera **promień wodzący poprowadzony od Słońca do danej planety zakreśla równe pola w równych czasach, i.e. „prędkość połowa” jest stała.**

Powyższe odnosi się do ruchu jednostajnego po koncentrycznym okręgu, lub ruchu niejednostajnego po ekscentrycznym okręgu.

Dla danej planety o masie m jej moment pędu h jest taki, że:

$$h = p \cdot \lambda = m \cdot v \cdot \lambda = \text{constant} \quad (\text{X.6.1.})$$

Ponieważ: $v = \omega \lambda$, gdzie ω jest prędkością kątową promienia wodzącego λ , to:

$$h = m \cdot \omega \cdot \lambda^2 = \text{constant}$$

Ponadto: $\phi = \omega \tau$, gdzie ϕ jest kątem jaki w czasie τ zakreśla promień wodzący λ .

Wobec tego:

$$h = m \cdot \frac{\phi}{\tau} \cdot \lambda^2 = \text{constant} \quad (\text{X.6.2.})$$

Jeżeli więc „*równe pola w równych czasach*”, to: $\tau = \text{constant}$, oraz:

$$\phi \cdot \lambda^2 = \text{constant}$$

Wartość liczbową promienia wodzącego λ zmienia się od wartości minimalnej do maksymalnej. Można więc rozważać wartość średnią r promienia λ .

Z kolei, dla okręgu o promieniu r spełniona jest zależność:

$$S = \frac{1}{2} \phi \cdot r^2 \quad (\text{X.6.3.})$$

gdzie S jest powierzchnią (częścią pola okręgu) jaką zakreśla promień r .

Dla pełnego obrotu planety, jest: $\phi = 2\pi$, oraz: $S = \pi r^2$.

Do czasów Johanna Keplera przyjmowano, że (pomijając ruch wspólnego środka orbit) orbity planet są ekscentrycznymi okręgami, jak to przedstawiono na rys. X.6.1.

Zauważmy, że:

„Jeżeli przez punkt leżący wewnątrz okręgu poprowadzone są cięciwy, to iloczyn odcinków każdej cięciwy jest stały i równa się kwadratowi połowy cięciwy prostopadłej do średnicy przechodzącej przez dany punkt”.

Wobec tego, mamy:

$$\lambda_1 \cdot \lambda_2 = r \cdot r = r^2 = R^2 - d^2 = R^2(1 - e^2)$$

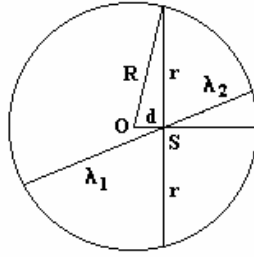


Fig. X.6.1 Ekscentryczność okręgu o promieniu R .

gdzie:

$$e = \frac{d}{R}$$

zwane jest mimośrodem okręgu o promieniu R .

Z kolei, promień r jest promieniem okręgu (**Fig. X.6.2**). Promień r jest średnią geometryczną promieni wodzących λ_1 oraz λ_2 (**Fig. X.6.1**).

Obrót promienia r o kąt ϕ jest dokładnie równy obrotowi promieni wodzących λ_1 oraz λ_2 .

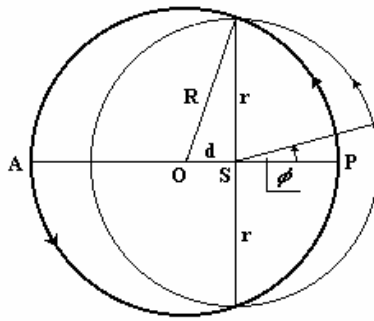


Fig. X.6.2. Ekscentryczne orbity planet według II prawa J. Keplera.

Tak więc, w równych czasach τ promienie λ_1 oraz λ_2 zakreślają równe (ale nierówne sobie) pola.

Podobnie, w równych czasach τ promień r (**Eq. X.6.3**) zakreśla równe pola:

$$S = \frac{1}{2} \phi \cdot r^2 = \frac{1}{2} \phi \cdot R^2(1 - e^2)$$

Ponadto, warunek stałości momentu pędu (Eqs X.6.1. oraz X.6.2.) dla okręgu o promieniu r , przyjmuje postać:

$$\mathbf{v} \cdot \mathbf{r} = \boldsymbol{\omega} \cdot \mathbf{r}^2 = \frac{\phi}{\tau} r^2 = \text{constant}$$

gdzie τ jest czasem, w którym promień r zakreśla kąt ϕ .

Dla pełnego obiegu po orbicie, mamy: $\phi = 2\pi$ oraz $\tau = T$; i mamy:

$$2\pi \frac{r^2}{T} = 2\pi \frac{R^2}{T} (1 - e^2) = \text{constant}$$

czyli:

$$\frac{r^2}{T} = \text{constant} \quad (\text{X.6.4.})$$

co możemy przedstawić słownie: *kwadraty średnich odległości r planet od Słońca są proporcjonalne do okresów T obiegu tych planet.*

Jest to więc treść II prawa J. Keplera, ale wyrażona innymi słowami: „prędkość polowa jest stała”. Tak więc, II prawo J. Keplera odnosi się do ekscentrycznych orbit kołowych.

Ale jest to przedstawiony wyżej system heliocentryczny Mikołaja Kopernika z Torunia!

I prawo J. Keplera.

Orbita Marsa nie jest kołowa, a co także wynikało wprost z pomiarów pozostawionych przez Tycho Brahe. A tym samym znane było jego uczniowi J. Keplerowi.

Zauważmy też, że wyżej przedstawione równania dla orbit kołowych są także słuszne dla elipsy, jeżeli przyjmiemy, że promień r okręgu jest średnią geometryczną wielkiej półosi a oraz małej półosi b elipsy (Fig. X.6.3.):

$$r = \sqrt{a \cdot b}$$

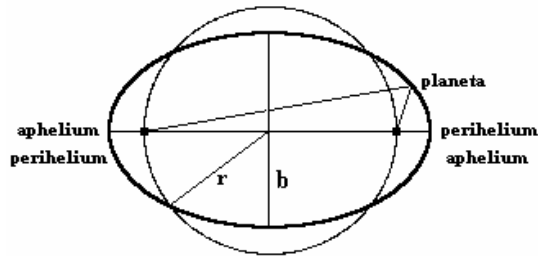


Fig. X.6.3. Eliptyczne orbity planet według I prawa J. Keplera.

Pole elipsy jest równe:

$$S = \pi \cdot a \cdot b = \pi \cdot r^2$$

i jest równe polu okręgu o promieniu r .

Wobec tego, Johannes Kepler napisał „poprawkę” w postaci:

Orbity planet są elipsami, a w jednym z ognisk znajduje się Słońce,

I jest to treść I prawa.

Uwaga: na rys. X.6.3. przyjęliśmy szczególny warunek:

$$\frac{b}{a} = D = \frac{-1 + \sqrt{5}}{2} = 0.618...$$

i.e. iloraz małej oraz wielkiej półosi elipsy jest równy *divina proportio* **D**.

Dla tego warunku, ogniska elipsy wyznaczone są przez przecięcia okręgu z wielką osią elipsy. Oczywiście, powyższego warunku J. Kepler nie pisał.

Reasumując powyższe, II prawo J. Keplera odnosi się w równym stopniu do **ekscentrycznych** orbit kołowych, jak i orbit **eliptycznych**.

W tej sytuacji, I prawo jest połową II prawa!...

Zauważmy też, że orbita eliptyczna wymaga dwu jednakowych Słońc w dwu ogniskach elipsy. Na powyższe zwrócili też uwagę współcześni Keplerowi, a który prawie dziewięć lat pracował, aby napisać (maj 1628 r.) właściwą teorię ruchu planetarnego. Efekt tej pracy znany jest obecnie jako:

III prawo J. Keplera.

Kwadraty okresów T obiegu planet są proporcjonalne do sześciątów ich średnich odległości r od Słońca.

Powyższe można zapisać w postaci:

$$k = \frac{T^2}{r^3} = \text{constant} \quad (\text{X.6.5.})$$

co jest **dokładnie niezgodne** z zapisem (X.6.4.), czyli jest niezgodne z II oraz I prawem tegoż samego autora.

Ale J. Kepler zauważył też, że stała **k** w powyższej zależności nie ma charakteru uniwersalnego. Wartość tej stałej jest inna w przypadku ruchu planet wokół Słońca, a inna w przypadku ruchu satelitów Jowisza. Także ma inną wartość w przypadku ruchu Księżyca wokół Ziemi.

Ponadto, w III prawie Johannes Kepler nie tylko, że nie wskazuje kształtu orbit, lecz także nie wskazuje, że „w równych czasach... równe pola...”.

Jak z powyższego wprost wynika, drugie prawo (w tym także pierwsze) oraz trzecie prawo J. Keplera są **wzajemnie sprzeczne**. Trudno tego nie zauważyć.

Ale jeszcze trudniej zrozumieć dlaczego powtarzane są „teorie”, z których sam ich autor... zrezygnował!

III prawo J. Keplera (Eq. X.6.5.) można otrzymać z równania momentu energii **N** (Eqs II.5.6. oraz II.5.8.).

X.7. System heliocentryczny Janusza B. Kęпки.

Zauważmy, że według teorii geocentrycznej oraz heliocentrycznej, odpowiednio Ziemia lub Słońce są absolutnie nieruchome w Kosmosie. Z warunku tego wprost wynika, że orbity planet powinny być homocentrycznymi okręgami o wspólnym środku (Ziemia lub Słońce). Tym samym, odległości tych planet od Ziemi lub Słońca, odpowiednio do tych teorii, nie powinny ulegać zmianom.

Jednak wprost z obserwacji wynikało, że właśnie odległości planet od Ziemi lub Słońca ulegają zmianom. W celu wyjaśnienia powyższego, w systemach geocentrycznych, a także w systemie heliocentrycznym Mikołaja Kopernika przyjmuje się, że orbity planet są ekscentrycznymi okręgami.

Frederic William Herschel wykazał, że nasz układ planetarny jako całość porusza się ruchem translacyjnym w Kosmosie.

Jest wręcz oczywiste, że ruch translacyjny układu planetarnego jako całości powinien mieć wpływ na kształt orbit.

Transformacje odległości dla układu poruszającego się obserwatora.

Odległość $\mathbf{r}$ światło przebywa w **A-space** (Kosmosie) w czasie τ takim, że: $\mathbf{r} = \mathbf{c} \cdot \tau$. Z kolei, jeżeli w poruszającym się układzie obserwatora **O** sygnał przebędzie odległość $\mathbf{r} = \mathbf{u} \cdot \mathbf{t}$ w kierunku δ , to w tym samym czasie $\mathbf{t}$, sygnał przebędzie w **A-space** odległość $\Lambda_\gamma = \mathbf{c} \cdot \mathbf{t}$ w kierunku γ (Fig. VIII.1.1.). Mamy więc:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{r} &= \mathbf{c} \cdot \tau = \mathbf{u} \cdot \mathbf{t} \\ \Lambda_\gamma &= \mathbf{c} \cdot \mathbf{t} \end{aligned} \right\}$$

A z powyższego:

$$K_\gamma = \frac{\mathbf{u}}{\mathbf{c}} = \frac{\tau}{\mathbf{t}} = \frac{\mathbf{c} \cdot \tau}{\mathbf{c} \cdot \mathbf{t}} = \frac{\mathbf{r}}{\Lambda_\gamma}$$

Oczywiście, odległość Λ_γ obserwowana jest jako odległość Λ_δ w kierunku δ , a to ze względu na efekt Bradleya.

Dla odległości $\mathbf{r}$ przebywanej przez światło w kierunku δ obserwatora **O**, i według transformacji (VIII.1.2.), mamy:

$$\left. \begin{aligned} \Lambda_\delta &= \frac{\mathbf{r}}{K_\delta} = \frac{\mathbf{r}}{-\beta \cos \delta + \sqrt{1 - \beta^2 \sin^2 \delta}} \\ \Lambda_\gamma &= \frac{\mathbf{r}}{K_\gamma} = \frac{\mathbf{r}}{\sqrt{1 - 2\beta \cos \gamma + \beta^2}} \\ \mathbf{t} &= \frac{\tau}{K_\gamma} = \text{invariant} \end{aligned} \right\} \quad (\text{X.7.1.})$$

Spełniona jest więc L-transformacja według zależności (VIII.2.7.).

Podobnie, dla odległości r przebywanej przez światło w kierunku **do** obserwatora, według transformacji (VIII.1.5) mamy:

$$\left. \begin{aligned} \Lambda_{\delta}^i &= \frac{r}{K_{\delta}^i} = \frac{r}{\beta \cos \delta_i + \sqrt{1 - \beta^2 \sin^2 \delta_i}} \\ \Lambda_{\gamma}^i &= \frac{r}{K_{\gamma}^i} = \frac{r}{\sqrt{1 + 2\beta \cos \gamma_i + \beta^2}} \\ t &= \frac{\tau}{K_{\gamma}^i} = \text{invariant} \end{aligned} \right\} \quad (\text{X.7.2.})$$

Układ dwu ciał o równych masach.

Rozpatrzmy przypadek gdy dwa ciała o równych masach m rotują wokół wspólnego środka mas C . Jeżeli środek mas C jest absolutnie nieruchomy w układzie absolutnym, to ciała o równych masach m rotują w odległościach r od wspólnego środka mas C .

Odległość r , równą promieniowi orbity gdy układ jest nieruchomy, można przyjąć jako odległość jednostkową w tym układzie. Odległość między tymi ciałami wynosi $2r$.

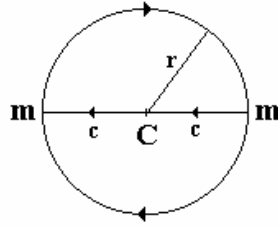


Fig. X.7.1. Ruch wokół wspólnego środka mas C dwu ciał o równych masach m .
Środek mas C jest nieruchomy w Kosmosie: $\beta_C = 0$.

Założmy, że układ ten jako całość porusza się z prędkością v w **A-space** (Fig. X.7.2.). Jednak stałą prędkość v ma tylko środek mas C . Natomiast, prędkość orbitalna planety m jest złożeniem (wektorowym) prędkości orbitalnej gdy układ jest nieruchomy (Fig. X.7.1.) oraz prędkości translacyjnej $\tilde{v}$ układu. Oznacza to, że orbita planety m ulegnie odkształceniu. Kształt orbity można skutecznie określić rozpatrując ruch sygnału od planety m do środka mas C i z kolei ruch sygnału od środka mas C do drugiej planety m . Wartość bezwzględnej odległości między tymi dwoma ciałami o równych masach m możemy obliczyć z transformacji (X.7.1.) oraz (X.7.2.), i mamy:

$$\left. \begin{aligned} L_{\delta} &= \Lambda_{\delta} + \Lambda_{\delta}^i \\ L_{\gamma} &= \Lambda_{\gamma} + \Lambda_{\gamma}^i \end{aligned} \right\} \quad (\text{X.7.3.})$$

Należy tu zaznaczyć, że odległość L_δ jest odległością „widzianą” w kierunku δ .

Natomiast odległość L_γ w kierunku γ jest rzeczywistą odległością między rotującymi wokół wspólnego środka mas C ciałami o masach m .

Odległości L_δ oraz L_γ w dowolnych kierunkach wyznaczają orbity w kształcie owali (Fig. X.7.2.).

Zauważmy, że kształt orbit jest łudząco podobny do elips (I prawo J. Keplera). Jednak nie są to elipsy, lecz owale.

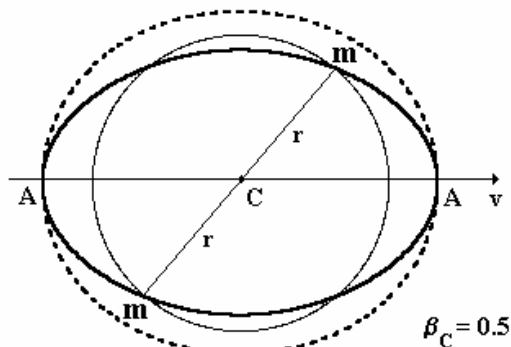


Fig. X.7.2. Kształt orbit względem wspólnego środka mas C .

- a) rzeczywisty kształt orbity (linia ciągła pogrubiona);
- b) „widziany” kształt orbity (linia przerywana).

Występują dwie równe sobie skrajne odległości (*aphelium*) między ciałami o równych masach m .

Układ dwu ciał o nierównych masach.

Niech wokół wspólnego środka mas C rotują dwa ciała o nierównych masach.

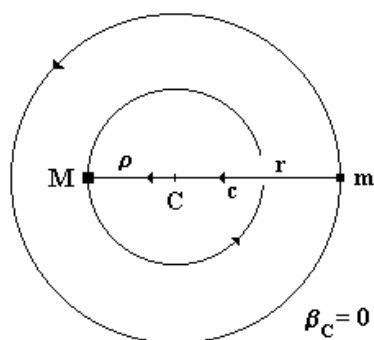


Fig. X.7.3. Ruch wokół wspólnego środka mas C ciał materialnych o masach M oraz m .
Sygnał o prędkości absolutnej c biegnie od ciała m do ciała M .

W takim przypadku, spełniony jest warunek równości momentów mas, i mamy:

$$\frac{m}{M} = \frac{\rho}{r}$$

Należy też przy tym uwzględnić, że dla $M \geq m$ spełniony jest warunek: $\rho \leq r$.

Jeżeli na przykład $M = 2m$ to należy uwzględnić, że $\rho = 0.5 r$.

Gdy układ ten nie porusza się ruchem translacyjnym w Kosmosie, to odległość między ciałami M oraz m wynosi $d = r + \rho$ (Fig. X.7.3.).

Jeżeli układ ten porusza się z prędkością translacyjną v , to kształt orbit (Fig. X.7.4.) określony jest przez zależności od (X.7.1.) do (X.7.3).

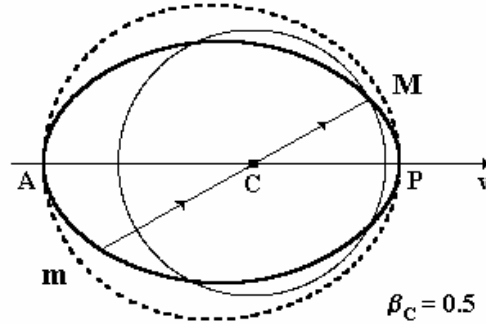


Fig. X.7.4. Kształt orbit gdy $M = 2m$.

Porównując powyższe z rys. (X.7.2.) widzimy, że środek mas C jest przesunięty w kierunku ruchu układu jako całości. Tym samym, można wyróżnić dwie nierówne sobie skrajne odległości: *perihelium* oraz *aphelium*.

Ruch orbitalny względem Słońca.

Według teorii Arystarcha z Samos wokół nieruchomego Słońca krążą planety po heliocentrycznych kołowych orbitach.

Oznacza to, że masa M Słońca jest tak duża, że środek mas leży wewnątrz Słońca.

Powyższe zgadza się z późniejszymi obserwacjami.

W takim przypadku, spełniony jest warunek: $\rho = 0$ oraz (Eqs X.7.3.):

$$\left. \begin{aligned} L_{\delta} &= \Lambda_{\delta}^i \\ L_{\gamma} &= \Lambda_{\gamma}^i \end{aligned} \right\}$$

Z tego względu, ciało o masie m krąży wokół ciała o masie M , a nie odwrotnie. Oznacza to też, że kierunek siły dośrodkowej jest do ciała M .

Powyższe można też przedstawić równoważnie, że sygnał biegnie od ciała m do ciała M . Tym samym, ruch obiektu m odnoszony jest względem obiektu M .

Jeżeli układ ten porusza się ruchem translacyjnym z prędkością v , to orbita planety m ulegnie odkształceniu.

Kształt orbit (**Fig. X.7.5.**) można wykreślić według zależności (X.7.2.).

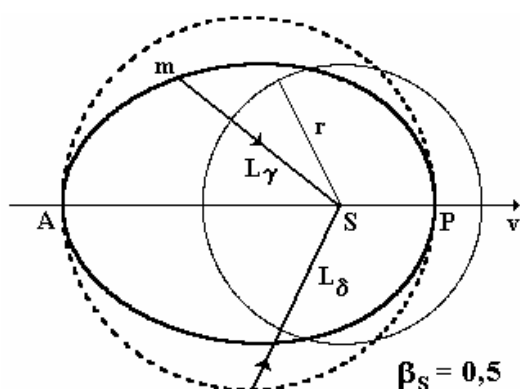


Fig. X.7.5. Orbity planet, według:

- a) teorii heliocentrycznej Arystarcha z Samos (koncentryczne okręgi o promieniach r);
- b) systemu heliocentrycznego Mikołaja Kopernika (ekscentryczne okręgi o promieniach R);
- c) systemu heliocentrycznego Janusza B. Kępi (owale w kształcie jajka).

Bezpośrednio obserwowana jest orbita jako ekscentryczny okrąg (Nicolas Copernicus). Uwzględniając dobrze znany efekt Bradleya, znajdujemy, że w rzeczywistości orbita planety jest owalem w kształcie jajka.

Powyżej przedstawiliśmy kształt orbit dla $\beta_s = 0.5$. Jest to równoważne założeniu, że układ planetarny porusza się w Kosmosie z prędkością równą połowie prędkości światła *in vacuo*. W rzeczywistości, prędkość naszego układu planetarnego jest znacznie mniejsza, a tym samym znacznie mniejsze odkształcenie orbit planetarnych, jak to przykładowo pokazano na rysunku poniżej.

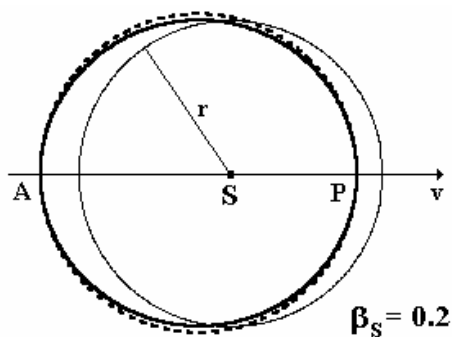


Fig. X.7.6. Dla małych prędkości β_s kształt orbit planetarnych jest bardzo zbliżony do ekscentrycznego okręgu o promieniu r .

Zauważmy, że punkty *perihelium* **P** oraz *aphelium* **A** są punktami wspólnymi owalu według systemu J.B. Kępki oraz ekscentrycznego okręgu według systemu M. Kopernika. Z transformacji (X.7.2.), znajdujemy:

$$\left. \begin{aligned} L_P &= \frac{r}{1 + \beta_S} & (\delta = \gamma = 0) \\ L_A &= \frac{r}{1 - \beta_S} & (\delta = \gamma = \pi) \end{aligned} \right\} \quad (X.7.4.)$$

Z powyższych zależności znajdujemy:

$$\sqrt{L_A \cdot L_P} = L^* = \frac{r}{\sqrt{1 - \beta_S^2}} \quad (X.7.5.)$$

i jest to tzw. „efekt poprzeczny” w układzie poruszającego się obserwatora.

Odległość L^* jest obserwowana w kierunku prostopadłym do toru ruchu Słońca, czyli dla kąta obserwacji $\delta = \pi/2$ (Fig. X.7.5.).

Dla tego warunku, z zależności (X.7.2.) znajdujemy też zależność (X.7.5.).

Odległości L_P w *perihelium* oraz L_A w *aphelium* można wyznaczyć z doświadczenia.

Z zależności (X.7.4.) oraz (X.7.5.) możemy znaleźć odległość r Ziemi od Słońca dla orbity ściśle kołowej (Fig. X.7.5.) według teorii heliocentrycznej Arystarcha z Samos:

$$r = \sqrt{(L_A \cdot L_P) \cdot (1 - \beta_S^2)} = 2 \frac{L_A \cdot L_P}{L_A + L_P} = 149,6 \cdot 10^9 \text{ m} \quad (X.7.6.)$$

gdzie: $L_A = 152,1 \cdot 10^9 \text{ m}$, oraz $L_P = 147,1 \cdot 10^9 \text{ m}$.

Oczywiście, promień R ekscentrycznego okręgu jest taki, że: $2R = L_A + L_P$.

Mamy więc, także: $r \cdot R = L_A \cdot L_P$. A także: $R > r$.

Prędkości orbitalne.

Oddziaływanie wzajemne F (prawo grawitacji I. Newtona) między ciałami o masach M oraz m równoważone jest siłą bezwładności D :

$$F = G \frac{M \cdot m}{L_\gamma^2} = \frac{m \cdot w_\gamma^2}{L_\gamma}$$

gdzie L_γ określone jest przez transformację (X.7.2.).

Z powyższego, znajdujemy:

$$w_\gamma^2 \cdot L_\gamma = w_\gamma^2 \cdot \frac{r}{K_\gamma^i} = G \cdot M = \text{constant}$$

Ponieważ: $\mathbf{K}_\gamma = \mathbf{K}_\delta$, to mamy także (Eqs X.7.2.):

$$\left. \begin{aligned} w_\gamma^2 \cdot r &= GM\sqrt{1 + 2\beta_S \cos \gamma_i + \beta_S^2} \\ w_\delta^2 \cdot r &= GM\left[\beta_S \cos \delta_i + \sqrt{1 - \beta_S^2 \sin^2 \delta_i}\right] \end{aligned} \right\} \quad (\text{X.7.7.})$$

I tak na przykład, prędkości Ziemi w perihelium oraz w aphelium są takie, że:

$$\left. \begin{aligned} w_A^2 \cdot r &= GM(1 + \beta_S) & \gamma_i = \delta_i = 0 \\ w_P^2 \cdot r &= GM(1 - \beta_S) & \gamma_i = \delta_i = \pi \end{aligned} \right\} \quad \begin{array}{l} \text{perihelium} \\ \text{aphelium} \end{array}$$

Z powyższego, oraz uwzględniając zależność (X.7.4.) oraz (X.7.6.), znajdujemy:

$$\beta_S = \frac{w_A^2 - w_P^2}{w_A^2 + w_P^2} = \frac{L_A - L_P}{L_A + L_P} \approx 0.016711229 \quad (\text{X.7.8.})$$

Tak więc prędkość translacyjna Słońca wynosi ok. **5 000 km/s**. Jest to prędkość względem Kosmosu, a nie w ruchu wirowym Galaktyki (oceniana na ok. 250 km/s).

„Ruch perihelionowy” orbit planetarnych.

Urbain Jean Joseph **Leverrier** (1811-77), dyrektor Obserwatorium Paryskiego, odkrył t.zw. „ruch perihelionowy Mercurego”, czyli obrót osi orbity tej planety.

Można przyjąć, że Słońce wraz z całym układem planetarnym porusza się po łuku spirali Archimedesza (patrz: IV. Ruch absolutny ciał materialnych). Jest to złożenie ruchu wirowego Galaktyki z prędkością kątową $\omega = \text{constant}$ oraz ruchu translacyjnego Słońca ze stałą prędkością $v_\rho = \text{constant}$ wzdłuż promienia ρ spirali.

W czasie jednego roku T dla danej planety, promień ρ spirali odchyli się o kąt ε_ρ taki, że:

$$\rho = \frac{v_\rho}{\omega} \varepsilon_\rho \quad (\text{X.7.9.})$$

Tym samym, w ciągu roku T oś orbity danej planety, wyznaczona przez perihelium P oraz aphelium A , ulega odchyleniu o kąt $\varepsilon < \varepsilon_\rho$.

Jeżeli z innych pomiarów możemy oszacować odległość ρ naszego układu słonecznego od centrum Galaktyki, to z zależności (X.7.9.) możemy oszacować prędkość v_ρ oddalania się naszego układu słonecznego od centrum Galaktyki.

Gdyby układ planetarny poruszał się po łuku okręgu, to spełniony byłby warunek: $\varepsilon = \varepsilon_\rho$.

Tak więc, prędkość kątowna ω promienia ρ spirali jest taka, że:

$$\omega = \frac{\varepsilon_\rho}{T} > \frac{\varepsilon}{T} = \text{constant}$$

Znając z bezpośrednich pomiarów wartości ε oraz T , różne dla różnych planet, możemy oszacować prędkość kątową $\omega = \text{constant}$ promienia $\rho \neq \text{constant}$ naszej Galaktyki.

Wstawiając ε do zależności (X.7.2.), mamy:

$$L_{\gamma}^i = \frac{r}{\sqrt{1 + 2\beta_S \cos(\gamma_i + \varepsilon) + \beta_S^2}}$$

Na rysunku X.7.7. przedstawiony jest obrót orbity (porównaj z rys. X.7.5.) według powyższej zależności, i dla warunku: $\varepsilon = \text{constant}$.

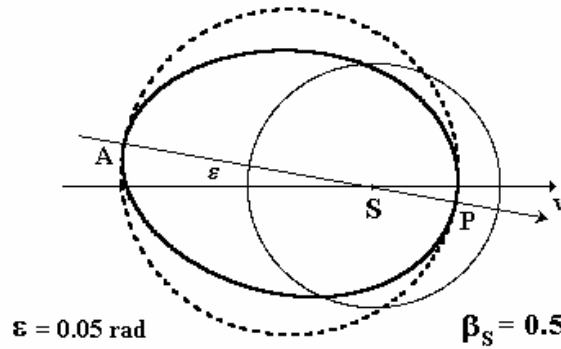


Fig. X.7.7. „Ruch perihelionowy” orbit planetarnych.

Należy tu zaznaczyć, że jest to obrót pozorny. Ze względu na cechę bezwładności ciał materialnych, w układzie absolutnie absolutnym **AA-space** orbity planet zachowują stałe położenie (patrz np.: wahadło Foucault). Natomiast obrót orbity zachodzi względem krzywoliniowego toru ruchu układu planetarnego jako całości.

Na zakończenie tej części rozważań należy zaznaczyć, że przedstawiony wyżej opis systemu heliocentrycznego Janusza B. Kępki odnosi się do ruchu orbitalnego jednej planety. Należałoby, podobnie jak wyżej, z kolei rozpatrywać ruch układu planetarnego o dwóch oraz kilku planetach o nierównych masach. W takim przypadku, środek mas może leżeć poza środkiem ciała centralnego.

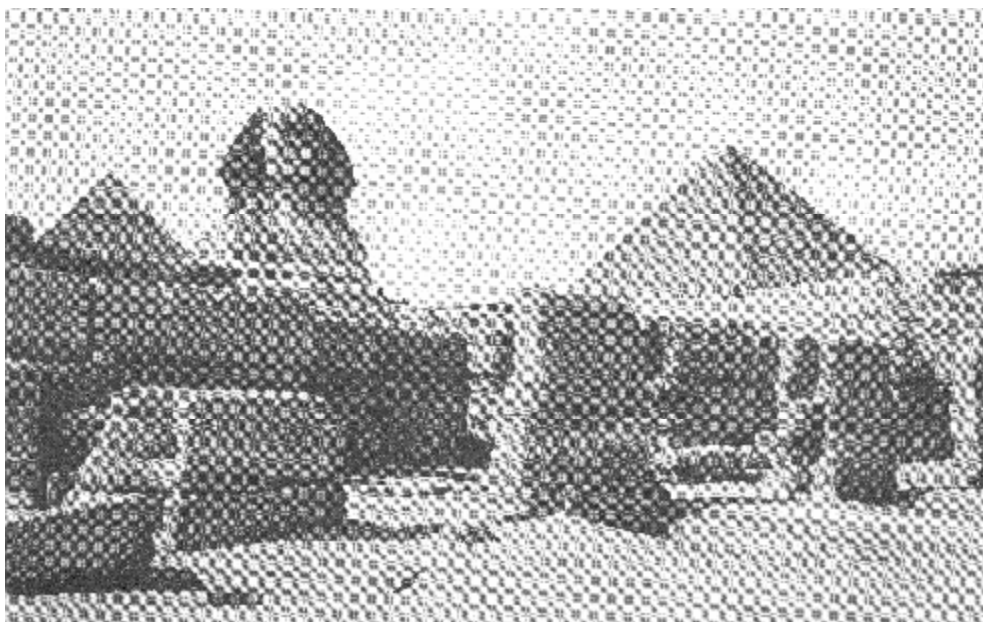
Ponadto, obecność kilku planet o różnej wielkości oraz w różnych odległościach od ciała centralnego, będzie powodować pewne zmiany kształtu ich orbit ze względu na oddziaływanie wzajemne tych planet.

XI. Nauki Tajemne

1. Piramidiotologia.

W obfitej literaturze przedmiotu podaje się, że piramida Cheopsa, lub też z angielska – Wielka Piramida (the Great Pyramid), zawiera w swej konstrukcji pełną i szczegółową historię rodzaju ludzkiego od jego zarania - a nawet jeszcze wcześniej! - do przeniesienia w ... „inne światy”, włącznie.

A ponadto, piramida ta zawiera zasadnicze informacje z zakresu dowolnych nauk stosowanych, a także jeszcze nieznanymi..., a Biblia, Koran oraz inne Święte Księgi są tylko mniej lub bardziej nieudolnym plagiatem tajemnych i tajnych zapisów zawartych ponoć w piramidzie Cheopsa, dostępnych tylko dla bardzo nielicznych „wtajemniczonych”.

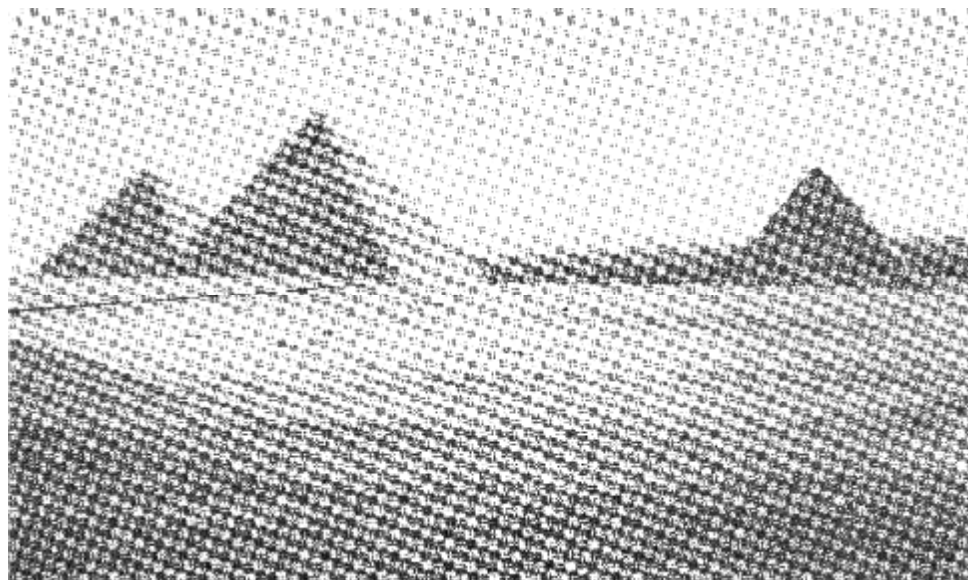


Od lewej: piramida Chefrena, Wielki Sfinks, piramida Cheopsa.

Ponadto, piramida ta posiada nie tylko cudowne własności lecznicze oraz regeneracyjne łącznie z odmładzaniem (prawdopodobnie do stanu kompletnego dzieciństwa, a nawet jeszcze dalej!), lecz także umożliwia dosyć swobodną wędrówkę na „tamten świat” z pełną gwarancją powrotu do „tego świata”, zwanego też sympatycznie „padołem łez i zgrzytania zębów”. A także „wszelakiej szczęśliwości”.

W tej sytuacji, nie dołączenie do liczego grona dostojnych piramidiotów (według Ericha von Dänikena) byłoby... „piramidiotycznym głupstwem”. Tak więc, przyłączamy się.

Krótką historia piramidiologii.



Otóż, w czasach nowożytnych odkrywcą piramid w Egipcie był Napoleon Buonaparte. W lipcu 1798 r. Napoleon odniósł druzgocące zwycięstwo nad Mamelukami w bitwie pod piramidami. Odreżny szkic Napoleona trzech piramid w Gizie wraz z notatkami prezentujemy poniżej.



Natomiast w t.zw. „literaturze przedmiotu” podaje się, że „*Pierwszymi odkrywcami sekretów Wielkiej Piramidy byli Anglicy – John Taylor i Piazzi Smyth*”¹.

¹ „Tajemnice piramidy Cheopsa” – Wydawnictwo „AQUARIUS”, 1997. (z książki tej zaczerpnięto dwa bardzo udane zdjęcia: Wielkiego Sfinksa na tle piramid oraz trzech piramid, a zamieszczone wyżej).

Piramidiotyczne głupstwa.

Według piramidiotów, staroegipscy kapłani przekazali Herodotowi (historiograf grecki, ok.485 - ok.425 p.n.e.), że konstrukcja Wielkiej Piramidy oparta jest o regułę¹:

powierzchnia ściany bocznej piramidy równa się kwadratowi jej wysokości.



Pytanie: czy w powyższym, określenie „wysokość” odnosi się do wysokości ściany bocznej, czy do wysokości piramidy?

Uprzejmie zwracamy uwagę, że t.zw. „niechlujny język” jest źródłem wielu „genialnych odkryć”, w tym także „uczenie-piramidiotycznych”.

Z kolei, u wskazanego wyżej „Aquariusza” czytamy:

„W roku 1859 prawdziwą sensację wywołał wielki pionier wśród badaczy piramidy Cheopsa – John Taylor. Bazując na pomiarach wykonanych przez Caviglia, Hovarda Vyse, Peringa i innych – jako pierwszy ogłosił, że wysokość piramidy jest w takiej samej relacji do obwodu jej podstawy, jak promień koła do jego obwodu”. I dalej:

„Na podstawie tego stwierdzenia J. Taylor obliczył kąt pomiędzy ścianą piramidy a jej podstawą, który wynosi 51°51’14,3”. Ta wartość Pi pojawia się tylko w piramidzie Cheopsa i w żadnej innej spośród 84 piramid Egiptu”, koniec cytatu.

Powyższe, „sensacyjne odkrycie” można zapisać w postaci (Fig. XI.1.1.):

$$\frac{h}{8a} = \frac{R}{2\pi R} = \frac{1}{2\pi}$$

Z kolei, uwzględniając rys. XI.1.1., mamy następujące związki:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{tg} \alpha &= \frac{m}{a} = \sqrt{\left(\frac{4}{\pi}\right)^2 + 1} \\ \operatorname{tg} \beta &= \frac{h}{a} = \frac{4}{\pi} \\ \operatorname{tg} \gamma &= \frac{h}{p} = \frac{4}{\pi\sqrt{2}} \end{aligned} \right\}$$

Rzeczywiście, John Taylor poprawnie obliczył: $\beta = 51^\circ 51' 14,31''$.

Jednak przybliżoną wartość liczby π John Taylor otrzymał z pomiarów innych badaczy.

I nie jest to wartość podana wyżej!

Wartość kąta β podana wyżej wynika z teoretycznego założenia, ale nie z pomiarów!

Ponadto, w przekazie Herodota nie ma żadnego „koła”, a tym samym nie ma liczby π .

Przypuszczenie, że konstrukcja piramidy Cheopsa oparta jest o liczbę π jest więc wątpliwe.

¹ Erich von Däniken – Oczy sfinksa * Tajemnice piramid, Wyd. Prokop, Warszawa 1992.

Wielka tajemnica Wielkiej Piramidy – Divina proportio.

Natomiast przekazana nam (drogą...), treść przekazu kapłanów egipskich jest następująca:

**„Kwadrat wysokości piramidy wyznacza
powierzchnię każdej z jej ścian bocznych”.**

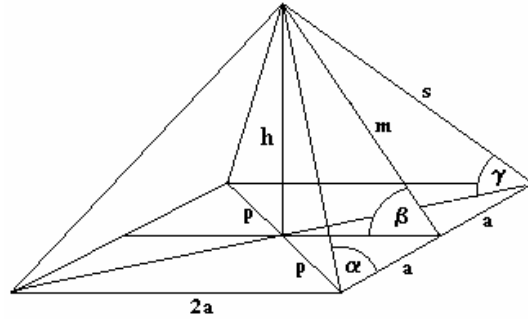


Fig. XI.1.1. Piramida o podstawie kwadratowej.

Jeżeli tak, to spełnione są warunki (Fig. XI.1.1.):

$$\left. \begin{array}{l} F = h^2 = a \cdot m \\ h = m \cdot \sin \beta \end{array} \right\} \quad (\text{XI.1.1.})$$

Z zależności (XI.1.1.), mamy więc:

$$\left. \begin{array}{l} \frac{h}{m} = \sin \beta \\ \frac{a}{m} = \frac{h^2}{m^2} = \text{ctg} \alpha = \sin^2 \beta = \cos \beta \\ \frac{a}{h} = \text{ctg} \beta \end{array} \right\} \quad (\text{XI.1.2.})$$

Z powyższego, znajdujemy:

$$\cos \beta = \frac{a}{m} = D = \frac{-1 + \sqrt{5}}{2} = 0,618033988.. \quad (\text{XI.1.3.})$$

$$P = -\frac{1}{D} = \frac{-1 - \sqrt{5}}{2} = -1,618033988.. \quad (\text{XI.1.4.})$$

co wyznacza wartość liczbową *divina proportio* z dowolną dokładnością (porównaj powyższe z zależnościami (VI.2.2.) oraz (VI.3.1.).

Z powyższych zależności znajdujemy, że kąt nachylenia ściany bocznej piramidy Cheopsa jest taki, że:

$$\beta = 51^{\circ}49'38,25''$$

i niewiele różni się od kąta $\beta = 51^{\circ}51'14,31''$ obliczonego przez J. Taylora.

Zauważmy, że z zależności (XI.1.2.) oraz (XI.1.3.), mamy:

$$\sin \beta = \sqrt{\cos \beta} = \sqrt{D}$$

Ponadto, z rys. XI.1.1. znajdujemy, że iloraz obwodu podstawy (8a) do podwójnej wysokości (2h) piramidy Cheopsa jest taki, że:

$$\frac{4a}{h} = 4 \operatorname{ctg} \beta = 4\sqrt{D} = 3,14460$$

co z kolei wyznacza liczbę π z dokładnością do trzeciego miejsca po przecinku.

Powierzchnia boczna M stożka wpisanego w piramidę jest taka, że (Eqs XI.1.1.):

$$M = \pi \cdot a \cdot m = \pi \cdot h^2$$

i jest dokładnie π razy większa od powierzchni h^2 ściany bocznej piramidy.

W ten sposób, w piramidzie Cheopsa zakodowane są jednocześnie i z dowolną dokładnością *divina proportio* D oraz liczba π .

Ale z powyższego nie można wyznaczyć wartości π .

Każdy łatwo może odtworzyć, i z kolei skonstruować piramidę Chufu.

Otóż, kartka papieru o popularnym formacie A4 ma wymiar: 21 cm szerokości oraz 29,7 cm wysokości.

Przyjmując, że $a = 21$ cm, z zależności (XI.1.2.) znajdujemy:

$$h = \frac{a}{\sqrt{D}} = 26,712 \text{ cm}$$

Obcinamy z wysokości pasek o szerokości 3 cm = 30 mm, i otrzymujemy kartkę o wymiarach: $a = 21$ cm szerokości oraz $h = 26,7$ cm wysokości. Przekątna wynosi:

$$m = \sqrt{21^2 + 26,7^2} = 33,959$$

Iloraz:

$$D = \frac{a}{m} = \frac{21}{33,959} = 0,618393$$

wyznacza *divina proportio* D z dokładnością do czwartego miejsca po przecinku.

Nachylenie m względem a jest nachyleniem ściany bocznej piramidy Chufu. Tym samym, m odpowiada wysokości każdej ze ścian bocznych piramidy o połowie a jej podstawy.

Z kolei, wysokość tej kartki odpowiada wysokości h piramidy.

Powierzchnia tak przyciętej kartki odpowiada powierzchni przekroju pionowego piramidy.

Piramida Chefrena.

Zauważmy, że w czasach rozmów Herodota z kapłanami egipskimi nazwa Wielka Piramida odnosiła się do piramidy Chefrena, a nie do piramidy Cheopsa! Kapłani wskazywali Herodotowi (i nie tylko) Wielką Piramidę, nie negując jednak znaczenia piramidy Cheopsa.

Innym Grekiem, który dłuższy czas przebywał w Egipcie był Pitagoras¹. Po powrocie ogłosił, że boki każdego trójkąta prostokątnego są wielokrotnością liczb całkowitych.

Rychło jednak okazało się, że nie jest to prawda. Tylko część trójkątów prostokątnych spełnia ten warunek.

Ale piramida Chefrena (**Fig. XI.1.4.**) zbudowana jest według... twierdzenia Pitagorasa, zawartego też w Komnacie Królewskiej piramidy Cheopsa.

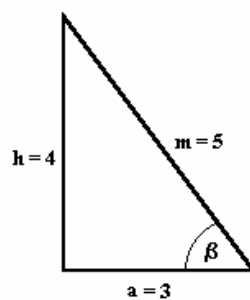


Fig. XI.1.4. „Twierdzenie Pitagorasa” w piramidzie Chefrena.

Ale obydwie te piramidy zostały zbudowane na długo przed... narodzeniem Pitagorasa. Ponadto, Pitagoras raczej nie dostąpił zaszczytu przebywania w Komnacie Królewskiej piramidy Cheopsa.

Ergo: Pitagoras przepisał „swoje” twierdzenie wprost z piramidy Chefrena.

¹ Pythagóras z wyspy Samos (Morze Egejskie), ok. 572-ok.497 p.n.e.; grecki matematyk i filozof, twórca kierunku filozoficznego zwanego pitagoreizmem. Dogmaty pitagorejskie dotyczyły duszy istniejącej oddzielnie od ciała, dla której ciało jest więzieniem za popełnione grzechy.

Założyciel szkoły pitagorejskiej w Krotonie w Wielkiej Grecji (płd. Italia). Był to związek etyczno-religijny, oparty na misteriach i tajnych naukach.

Bałwochwalstwo liczb, za pomocą których usiłowali opisać m.in. muzykę.

Uczniowie jego stworzyli wiele legend, m.in. o boskim pochodzeniu mistrza i jego całkowitej władzy nad dzikimi zwierzętami.

2. Gwiazdiotologia.

Jednym z symboli dosyć często używanych jest gwiazda, którą można zbudować z dowolnego wieloboku.

W dziesięcioboku zawarty jest kod *divina proportio* $\mathcal{D}$:

$$\frac{m}{R} = \mathcal{D} = \frac{\sqrt{5}-1}{2} = 0,6180...$$

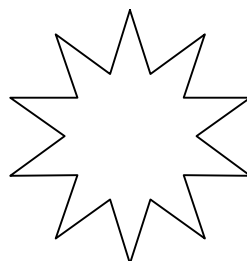
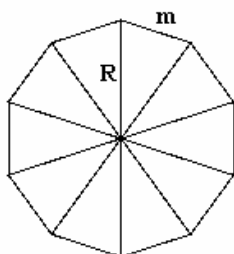


Fig. XI.2.1. Kod *divina proportio* $\mathcal{D}$ w dziesięcioboku i gwieżdzie dziesięcioramiennej.

Wśród chrześcijan i mahometan powszechna jest gwiazda pięcioramienna (**Fig. XI.2.3a**).

Natomiast gwiazda sześcioramienna (**Fig. XI.2.2.b**) występowała już w symbolice hinduskiej i z kolei starożytnego Babilonu. Obecnie jest symbolem judaizmu oraz państwa Izrael.

Ramiona tych gwiazd są lustrzanym odbiciem odpowiednich trójkątów wewnętrznych – odpowiednio: pięcioboku foremnego oraz sześcioboku foremnego.

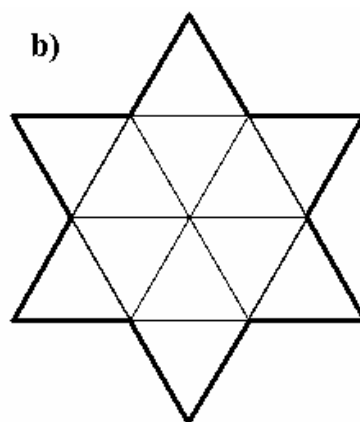
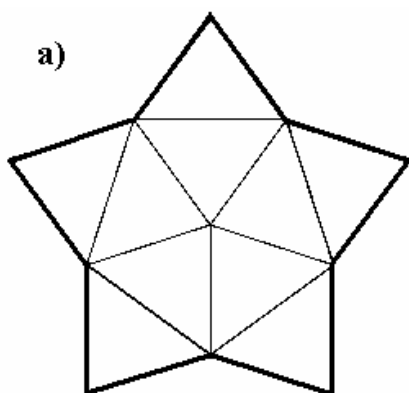


Fig. XI.2.2. Konstrukcja gwiazd z trójkątów wewnętrznych wieloboku foremnego.

Kod *divina proportio* $\mathcal{D}$ można też zachować w gwiazdzie pięcioramiennej, według schematów jak na rys. XI.2.3.

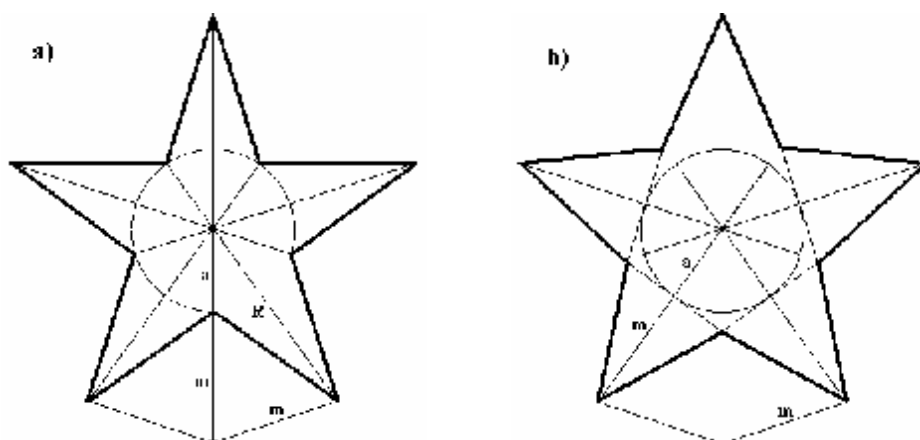


Fig. XI.2.3. Gwiazda pięcioramienna według kodu *divina proportio* $\mathcal{D}$.

Odległość m odkładamy na promieniu R . Kreślimy okrąg o promieniu $a = (R - m)$.

Iloraz:
$$\frac{m}{R} = \frac{m}{a+m} = \frac{a}{m} = \mathcal{D} = 0,6180 \dots$$

wyznacza wartość $\mathcal{D}$ z dowolną dokładnością.

Możemy skonstruować dwa rodzaje gwiazdy, jak to pokazano na rys. XI.2.3.

Gwiazda według rys. XI.2.2a też jest zbudowana według kodu *divina proportio* $\mathcal{D}$.

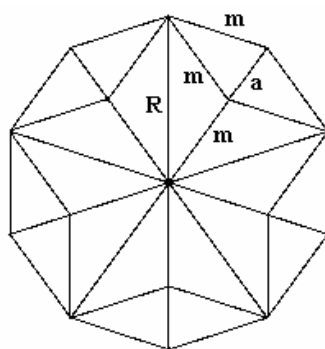


Fig. XI.2.4. *Divina proportio* $\mathcal{D}$ w gwiazdzie według rys. XI.2.2a.

Z kolei, z gwiazd według rys. **XI.2.3.** można zbudować pięciościenną piramidę.

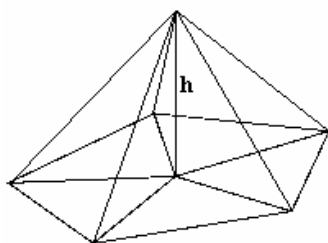


Fig. XI.2.5. Piramida pięciościenna z gwiazdy według **Fig. XI.2.3.b.**

Nachylenie β ścian bocznych piramidy (**Fig. XI.2.5.**) złożonej z gwiazdy według rys. **XI.2.3.b.** jest dokładnie takie samo jak nachylenie ścian bocznych piramidy Cheopsa (**Fig. XI.1.1.**)!

W obydwu tych piramidach, w identyczny sposób zakodowane jest *divina proportio* $\mathcal{D}$. Stąd też, obydwie te piramidy są tej samej wysokości h .

Ponadto, w piramidzie według rys. **XI.2.5.** kod *divina proportio* $\mathcal{D}$ zawarty jest także w pięcioboku (pentagramie) podstawy.

Przyjmując, że „cudowne” własności piramidy Cheopsa wynikają z jej konstrukcji według kodu *divina proportio*, to można wnioskować, że identyczne własności powinny posiadać gwiazdy dziesięcio-, oraz pięcioramienna, według powyższych rysunków.

Wycinając okrąg o promieniu a (**Fig. XI.2.3.**), lub o promieniu m (**Fig. XI.2.4.**), i podobnie w przypadku gwiazdy dziesięcioramiennej, możemy taką gwiazdę umieścić na... głowie. A to z kolei może wprawiać ukoronowanego w „lepszy lub gorszy humor”. A także opóźnić, lub przyspieszyć „przejście do innego królestwa”... (lepszego, oczywiście).

Dlatego właśnie, „pan i władca” Hiero II (władca Syrakuz na Sycylii) nakazał słudze swemu Archimedesowi¹ bardzo dokładne sprawdzenie korony...

Tak pod względem konstrukcji, jak i materiału.

Z wrażenia, Archimedes wpadł do... wanny!

I tam właśnie odkrył... „prawo Archimedes’a”.

Następnie, biegnąc nago przez ulice, radośnie krzyczał:

Heureka! Heureka!

I z kolei, dał władcy swemu „propozycję nie do odrzucenia”:

„Daj mi punkt podparcia (poza Ziemią), a poruszę z posad Ziemię”.



¹ ok. 287-212 przed Chr.; mędrzec grecki, wynalazca śruby wodnej (przenośnik ślimakowy), wielokrażka, śruby bez końca, prekursor rachunku nieskończonościowego (różniczkowego i całkowego), oszacowanie liczby π , itd., itp.

Zabity przez żołnierza rzymskiego w czasie II wojny punickiej, po zdobyciu Syrakuz.

XII. Nauki Urojone

XII.1. *Fiki-miki matematyki*

Matematyka zaliczana jest do najbardziej ścisłych objawień *homo sapiens*. Z tego też względu, swego czasu matematykę intronizowano nawet na Królową Nauk.

Należy jednak uwzględnić, że matematyka nie jest nauką przyrodniczą, lecz jest zbiorem różnego rodzaju reguł oraz formulek, nie zawsze ze sobą spójnych logicznie. A co niżej pokażemy na przykładzie t.zw. *liczb urojonych*. I nie tylko.

XII.1.1. Liczby, liczby...

Ze względu na t.zw. ziarnisty charakter budowy materii oraz powtarzalność zjawisk fizycznych, w sposób naturalny powstaje możliwość ustalania pewnej cechy układów materialnych, a mianowicie: ilości. Tak powstaje, dosyć naturalne pojęcie liczby.

Można uprościć **zapis** ilości elementów różnych zbiorów, i zamiast pisać literowo słowo „pięć”, można użyć na przykład symbolu V.

Grecy, i z kolei Rzymianie używali znaków zwykłego alfabetu do oznaczania liczb, np.: **I, V, X, L, M**, oraz złożenia tych symboli: **III, IV, VII, XV**, itp.

Jest więc V mrówek, a także IX włosów na głowie (prawie) łysogo.

W wiekach średnich **Leonardo FIBONACCI** (znany też jako Leonardo da Piza) w swym dziele *Liber abaci* (1202 r.) wprowadził arabski zapis liczb: **1, 3, 8**, itp., a który to zapis Arabowie wcześniej „pożyczyli” z... Indii.

Zapis taki wyraźnie różni się od zapisu liter alfabetu łacińskiego, co było i jest bardzo wygodne w praktycznym użyciu.

Liczby bezwzględne

Symbole oznaczające ilości elementów dowolnych zbiorów, i **bez określania rodzaju czy szczególnych cech tych elementów**, zwane są obecnie *liczbami bezwzględnymi*.

Liczdom bezwzględnym nie przypisuje się żadnego znaku.

Liczby dodatnie i ujemne

Można rozpatrywać zbiory, których elementy mają **własności dokładnie przeciwne sobie**. Jest to więc podział względny na dwa zbiory.

Pojęcie liczb ujemnych, a tym samym dodatnich, wprowadził włoski fizyk, matematyk i astrolog **Girolamo** (Gerolamo, Geronimo) **CARDANO** (1501-76), co nie oznacza, że je od razu zastosowano.

Liczby dodatnie, które zaznaczane są znakiem plus (+), a tym samym określony jest dodatkowo rodzaj zbioru, czyli cecha szczególna elementów tego zbioru;

Liczby ujemne, które zaznaczane są znakiem minus (–), a tym samym określony jest rodzaj zbioru, którego elementy mają cechę dokładnie przeciwną do cechy elementów zbioru dodatniego.

Liczby dodatnie i ujemne zwane są ogólnie *liczbami względnymi*.

Zero

Wraz z arabskim zapisem liczb przyjęto zapis niezwykle: **0**, który zwany jest zerem. Przyjmuje się, że symbol ten oznacza **brak** określonych elementów w jakimś zbiorze: wśród dowolnej ilości żab **nie ma** bociana (na szczęście, dla żab – oczywiście), a co żaby zapisują w postaci: **0** bocianów.

W ten sposób, zero wprowadza pojęcie przeciwne do liczby określającej liczebność danego zbioru. Jest to więc zbiór, w którym... nie ma elementów! Jest to „zbiór pusty”.

Ponadto przyjmuje się, że zero (**0**) rozdziela sobą zbiory liczb dodatnich oraz ujemnych.

Tym samym, zero **nie jest** elementem zbioru liczb dodatnich, ani też zbioru liczb ujemnych.

Także **nie jest** elementem zbioru liczb bezwzględnych.

W powyższym sensie, **zero (0) nie jest liczbą**.

Liczby symetryczne

Liczby przeciwnych znaków i równych wartościach bezwzględnych, zwane są **liczbami symetrycznymi**.

W matematyce przyjmuje się, że suma dowolnych liczb symetrycznych daje w wyniku zero (**0**), na przykład:

$$(+1) + (-1) = 0$$

I jest to dosyć dziwne. Otóż, z definicji liczba określa ilość elementów.

A w wyniku sumowania elementy te znikają? Gdzie? „Sprywatyzowali”?

Z powyższego jasno wynika, że wskazana wyżej operacja sumowania odnosi się do **przeciwnych cech** danych elementów, a nie do ich **ilości**, a której miarą jest właśnie **liczba**.

Ale cechy te też nie znikają, lecz kompensują się!

I tutaj pewna analogia. Pewien czas w fizyce istniało przekonanie, że materia... znika.

Otóż w wyniku bezpośredniego połączenia negatonu i pozytonu (elementarne ładunki elektryczności przeciwnego znaku) powstaje nowa cząstka materialna obojętna elektrycznie, stąd nie do wykrycia w polach elektrycznym czy magnetycznym.

Interesująco i niezwykle trafnie na ten temat wypowiedział się W. Lenin: „*>Materia znika< – to znaczy, że znika ta granica, do której znaliśmy materię dotychczas;...*” I dalej: „*... materia jest obiektywną realnością, istnieje poza naszą świadomością*”¹.

Zbiór dowolnych liczb symetrycznych nie jest zbiorem „pustym”, lecz dokładnie wypełnionym elementami dodatnimi i ujemnymi w równych ilościach.

W odróżnieniu od zera określającego „zbiór pusty”, powinniśmy pisać:

$$(+1) + (-1) = S$$

Z kolei, **S** (symmetry) można rozłożyć na dowolne liczby symetryczne, na przykład:

$$S = (+7) + (-7)$$

Powyższe zapisy są sobie równoważne pod warunkiem, że **S** nie jest zbiorem pustym.

Powyższe oznacza też, że **S** oznacza zbiór, w którym nie ma nie kompensowanych liczb dowolnego znaku. Np. sama liczba **(+5)** nie jest zbiorem liczb symetrycznych.

¹ W. Lenin, „Materializm a empiriokrytycyzm”, Dzieła, t. 14, Książka i Wiedza, 1949, str. 298.

Zauważmy, że znacznie późniejsze zasady dynamiki Isaaca Newtona (1687 r.) spełniają definicję liczb symetrycznych.

III zasada dynamiki: „Dla każdej akcji (lub siły) istnieje równa i przeciwnie skierowana reakcja (siła).

A to dokładnie spełnia definicję dowolnych liczb symetrycznych.

I zasada dynamiki: „Jeżeli na ciało działają siły wzajemnie równoważące się, to ciało to pozostaje w spoczynku, lub porusza się ruchem jednostajnym prostoliniowym”.

Siły wzajemnie równoważące się można zapisać za pomocą liczb symetrycznych, których suma jest równa **S**.

Natomiast stan spoczynku, lub ruch jednostajny prostoliniowy, to nic innego jak brak zmiany ruchu. A to odpowiada zbiorowi pustemu (brak **zmiany** ruchu), co z kolei można zapisać za pomocą symbolu zero (**0**).

Należy tu zaznaczyć, że na wielkościach fizycznych nie można wykonywać żadnych operacji matematycznych.

Z tego też względu zarzucano I. Newtonowi, że poprzez zbytnie matematyzowanie fizyki, można zatracić sens, nie tylko fizyczny.

I tak na przykład, zapis: $\mathbf{p} = m \mathbf{v}$ słownie opisywany jest w wielu podręcznikach fizyki jako: pęd ciała jest równy iloczynowi masy i prędkości.

Podobnie: $\mathbf{F} = m \mathbf{a}$ ponoć oznacza, że siła jest równa iloczynowi masy i przyspieszenia.

To siła **F** jest... iloczynem?

A także: $\rho = \frac{m}{V}$ jako: gęstość ciała jest to iloraz masy i objętości.

To gęstość **ρ** jest... ilorazem?

Należy pamiętać, że według wzorów fizyki wykonuje się operacje matematyczne na liczbach przypisanych danym wielkościom fizycznym.

Liczby dodatnie i ujemne można przypisać wielkościom fizycznym kierunkowym (np. siła, prędkość). Natomiast liczby bezwzględne – skalarom (np. masa).

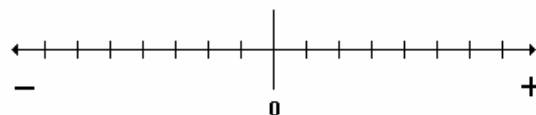


Fig. M.1. Geometryczna interpretacja liczb dodatnich i ujemnych.

Zauważmy, że liczby symetryczne, a także dowolne dodatnie i ujemne, można przedstawić geometrycznie jako odcinki przeciwnie skierowane.

Dodawanie oraz odejmowanie

Oczywiste jest sumowanie elementów tego samego zbioru:

$$(+3) + (+7) = (+10)$$

Dodawanie elementów **nie zmienia** cechy tych elementów oraz ich liczebności.

Identycznie jest w przypadku liczb ujemnych:

$$(-3) + (-7) = (-10)$$

I tutaj dosyć istotna uwaga.

Stosowane jest takie samo oznaczenie na rodzaj elementów (dodatnie lub ujemne) oraz na rodzaj operacji na tych elementach (dodawanie lub odejmowanie).

Jest to mylące, ponieważ cecha danych elementów, to jest to zupełnie co innego niż operacja dodawania lub odejmowania tych elementów.

*Istnieje więc **konieczność** wprowadzenia odrębnych zaznaczeń operacji dodawania i odejmowania, innych niż znaki liczb dodatnich i ujemnych. Albo odwrotnie.*

Na podstawie definicji liczb symetrycznych, możemy swobodnie dodawać elementy zbiorów dodatnich i ujemnych, np.:

$$(+3) + (-2) = (+1) + S$$

Powyższe oznacza, że dwa elementy dodatnie oraz dwa elementy ujemne wzajemnie skompensowały się tworząc zbiór **S**. Tym samym, zbiór **S** nie jest pusty!

Natomiast jeden element zbioru dodatniego nie został skompensowany, stąd wynik: **(+1)**.

Jest to element poza zbiorem „pustym” **S**.

Nie jest możliwe dodawanie elementów określonego znaku do zbioru liczb symetrycznych:

$$S + (1) = (1) + S = (1)$$

Oznacza to, że poza zbiorem liczb symetrycznych jest jeden element ujemny, lub dodatni.

Tym samym, zbiór ten nie zmienił się.

W przypadku odejmowania, mamy:

$$S - (+1) = (-1)$$

co oznacza, że po „wyjęciu” ze zbioru liczb symetrycznych jednego elementu dodatniego, przeważa jeden element ujemny, a który nie jest już kompensowany przez odpowiedni element dodatni, który właśnie wyjęliśmy! Tym samym, element ujemny jest już poza zbiorem liczb symetrycznych!

A to z kolei oznacza, że ze zbioru **S** wyjęliśmy **dwa** elementy przeciwnego znaku!

Podobnie:

$$S - (-1) = (+1)$$

W powyższych przykładach nie ma zmiany znaku liczby, lecz występuje liczba o przeciwnym znaku ze zbioru S. Warto, a nawet należy to pamiętać!

Zauważmy, że dla zera (**0**) jako zbioru pustego, powyższe operacje odejmowania nie są możliwe do wykonania:

$$0 - (+1) = ?$$

Jednak, według reguł matematycznych, powinniśmy otrzymać:

$$0 - (+1) = -1$$

A także:

$$0 - (-1) = +1$$

Ale w jaki sposób z pustego kapelusza (nie mylić z „pustą głową”!) można wyjąć (tłustego) królika?

Z powyższych przykładów wprost widać, że **0** to nie jest to samo co **S**.

Piszemy także: $(+5) - (+7) = (-2)$. Pełny zapis ma postać:

$$\begin{aligned} (+5) - (+7) &= S + (+5) - (+7) = (+7) + (-7) + (+5) - (+7) = \\ &= 0 + (-7) + (+5) = (-5) + (-2) + (+5) = 0 + (-2) = (-2) \end{aligned}$$

W powyższym zapisie, tylko **pozornie** została zmieniona cecha (dodatnia) elementów.

Liczba ujemna **(-2)** pochodzi ze zbioru **S**.

A to z tego prostego i oczywistego powodu, że **niemożliwe** jest pobranie z danego zbioru więcej elementów niż ten zbiór zawiera danych elementów. Dlatego musieliśmy sięgnąć do zbioru **S** po dwa elementy danego znaku, czyli sięgnęliśmy do innego zbioru (zbiór **S**), niż zbiór pięciu dodatnich elementów **(+5)**. Ze zbioru symetrycznego **S**:

$$S = (+2) + (-2)$$

wzięliśmy **(+2)**, a pozostałością rozbitego zbioru **S** jest **(-2)**.

Z powyższych rozważań wprost wynika, że:

- 1° operacje sumowania oraz odejmowania liczb nie zmieniają znaku tych liczb.
- 2° nie jest możliwe dodawanie liczb niesymetrycznych (dodatnich lub ujemnych) do zbioru liczb symetrycznych.
- 3° można odejmować liczby dodatnie i ujemne ze zbioru liczb niesymetrycznych. Tego rodzaju operacja jest równoważna podziałowi wybranego zbioru liczb symetrycznych na dwie liczby niesymetryczne.
- 4° nie jest możliwe dodawanie lub odejmowanie liczb dowolnego znaku ze zbioru pustego zwanego zerem (**0**).
- 5° z definicji, zbiór pusty **0** nie zawiera w sobie elementów.
Możliwa jest też definicja **0** jako niepodzielnego zbioru liczb symetrycznych.

Matematyczna definicja zera (**0**) jako zbioru pustego i jednocześnie zbioru (podzielnego) liczb symetrycznych jest wewnętrznie sprzeczna.

Należy więc wyraźnie rozróżniać „zbiór pusty” **0** od zbioru liczb symetrycznych **S**.

Ponadto, czytający powyższe, a także dalszy tekst, powinien mieć pełną świadomość tego, że powyższe to ja przedstawiam.

Natomiast matematycy są dokładnie przeciwnego zdania.

Mają prawo, ponieważ jest „pluralizm i demokracja”.

Mnożenie oraz dzielenie

Mnożenie¹ jest szczególnym przypadkiem sumowania liczb równych sobie i tego samego znaku:

$$(+2) + (+2) + (+2) = (+2) \times 3 = (+6)$$

A także:

$$(-2) + (-2) + (-2) = (-2) \times 3 = (-6)$$

W powyższych zapisach liczba **3** określa ilość sumowanych liczb danej wartości i znaku.

Jest to więc *liczba bezwzględna*, której cechą jest właśnie brak cechy liczb dodatnich lub ujemnych!

Oznacza to, że operacja mnożenia jest operacją zwielokrotniania zbioru elementów danej cechy (dodatniej lub ujemnej).

Można zaznaczyć jakiego znaku liczby są zwielokrotniane. W takim przypadku, liczba bezwzględna zastąpiona jest przez liczbę odpowiedniego znaku:

$$(+2) + (+2) + (+2) = (+2) \times (+3) = (+6)$$

A także:

$$(-2) + (-2) + (-2) = (-2) \times (-3) = (-6)$$

Zauważmy, że w obydwu powyższych przypadkach, **operacja mnożenia, podobnie jak operacja dodawania, nie zmienia cechy (dodatniej lub ujemnej) elementów danego zbioru.**

Krotność operacji mnożenia może być wskazywana przez *liczbę bezwzględną*, lub liczbę znaku liczby zwielokrotnianej. Wyniki są takie same.

Powyższe oznacza, że mnożenie przez siebie liczb tego samego znaku daje w wyniku liczbę tego samego znaku.

Powyższe wprost oznacza, że **mnożenie liczb tego samego znaku nie zmienia znaku wyniku mnożenia.**

Ale matematycy stosują metodę „równych i równiejszych”, i przedstawiają:

$$(+2) \times (+3) = (+6) \quad \text{oraz} \quad (-2) \times (-3) = (+6)$$

Poważnie? Za ile?

Z powyższego wprost też wynika, że

nie istnieje mnożenie przez siebie liczb przeciwnego znaku.

Jest to dosyć oczywiste. Otóż, w świetle powyższych rozważań, następujący zapis:

$$(+2) \times (-3) = (-6)$$

oznacza, że trzykrotnie zwielokrotniliśmy liczbę **(+2)** i otrzymaliśmy w wyniku liczbę ujemną! Nieprawda. Sumowanie żab nie daje w wyniku bociana. Proste?

¹ znak mnożenia $\times$, a także znak dzielenia w postaci dwu kropek lub jednej kropki, wprowadził William Oughtred w 1631 r. w swej *Clavis Mathematicae*, a znak ten użyty został w arytmetyce dopiero w drugiej połowie XIX w.

Dzielenie jest operacją przeciwną do operacji mnożenia: dany zbiór liczb dodatnich lub ujemnych dzielimy na równe sobie podzbiory.
 Powyższe oznacza, że równe sobie podzbiory zachowują cechę zbioru głównego: są liczbami dodatnimi lub ujemnymi:

$$(+6) : 3 = (+2)$$

A także:

$$(-6) : 3 = (-2)$$

Podobnie jak wyżej, gdzie liczba bezwzględna 3 była krotnością operacji mnożenia, tak i w tym przypadku liczba bezwzględna 3 jest krotnością operacji dzielenia. Liczba ta nie określa ilości elementów danego zbioru.

Istnieje dzielenie przez siebie liczb tego samego znaku:

$$(+6) : (+2) = 3$$

oraz:

$$(-6) : (-2) = 3$$

Powyższe jest równoważne pytaniu: ile razy (liczba bezwzględna!) w danym zbiorze liczb (dodatnich lub ujemnych) mieści się zbiór liczb tego samego znaku?

Odpowiedź jest w postaci liczby bezwzględnej, ponieważ operacji podziału danego zbioru na podzbiory nie przypisuje się cechy dodatniej lub ujemnej. Natomiast operacja dzielenia zaznaczana jest symbolicznie za pomocą dwukropka, lub „kreski ułamkowej”.

Powyższe możemy przedstawić w postaci:

$$\frac{(+a)}{(+b)} = \frac{(-a)}{(-b)} = \frac{|a|}{|b|} = \frac{a}{b} = c$$

Podobnie jak w przypadku mnożenia można przyjąć, że w przypadku dzielenia liczb tego samego znaku otrzymuje się w wyniku liczbę znaku niezmiennego.

Wskazuje to też dodatkowo jakiego znaku liczby były dzielone.

$$\left. \begin{aligned} \frac{(+a)}{(+b)} &= +\left[\frac{a}{b}\right] = (+c) \\ \frac{(-a)}{(-b)} &= -\left[\frac{a}{b}\right] = (-c) \end{aligned} \right\}$$

Dochodzimy więc do wniosku, że:

nie istnieje dzielenie przez siebie liczb przeciwnego znaku.

A to z tego prostego względu, że pozbawione jest sensu pytanie: ile razy dana liczba ujemna mieści się w danym zbiorze liczb dodatnich? Łatwo (nie)zauważyć, że w zbiorze liczb dodatnich **nie ma** liczb ujemnych, i odwrotnie!

Tym samym, operacja dzielenia jest też proporcją dwu liczb tego samego znaku.

Potęgowanie i pierwiastkowanie

Potęgowanie jest powtarzaniem operacji mnożenia kolejnych mnożnych wtórnych, przy czym mnożnik ma **taką samą wartość** co mnożna pierwotna.

W 1637 r. René Descartes użył zapisu a^2 zamiast aa . Podobnie: a^3 zamiast aaa . Zapisy te odnosiły się do liczb, którym nie przypisywano ani znaku plus, ani też znaku minus. Obecnie liczby takie zwane są *liczbami bezwzględnymi*. Mamy na przykład:

$$4 \times [4 \times (4)] = (4 \times 4) \times (4)$$

Ponieważ: $(+4) = (+1) \times 4$, oraz $(-4) = (-1) \times 4$, to analogicznie do powyższego, mamy dla liczb dodatnich:

$$4 \times [4 \times (+4)] = (4 \times 4 \times 4) \times (+1) = (+4)^3$$

czyli: $4^3 \times (+1) = 64 \times (+1) = (+64)$

Podobnie dla liczb ujemnych:

$$4 \times [4 \times (-4)] = (4 \times 4 \times 4) \times (-1) = (-4)^3$$

czyli: $4^3 \times (-1) = 64 \times (-1) = (-64)$

Z powyższych zapisów wprost wynika, że t.zw. wykładnik potęgi jest liczbą bezwzględną. Tym samym

potęgowanie nie zmienia znaku mnożnej pierwotnej.

Z kolei, pierwiastkowanie¹ jest operacją przeciwną do operacji potęgowania: jest częściowym lub całkowitym cofnięciem operacji potęgowania.

Według zapisu Rudolffa, mamy: $\sqrt{a^2} = a$, oraz $\sqrt[3]{a^3} = a$.

Wobec tego, my też mamy:

$$\sqrt[3]{(+4)^3} = (+4)$$

z czym matematycy zgadzają się. Mają prawo...

Podobnie:

$$\sqrt[3]{(-4)^3} = (-4)$$

z czym matematycy nie zgadzają się. Mają prawo...

Jednak prawda jest taka, że

pierwiastkowanie nie zmienia znaku liczby pierwiastkowanej.

Isaac Newton, a także John Wallis (matematyk angielski, 1616-1703) próbowali uogólnić zapisy Rudolffa oraz R. Descartesa na liczby dodatnie i ujemne.

Jak z powyższego widać, ze skutkiem raczej mizernym.

¹ Symbol $\sqrt{}$ wprowadził Rudolff w 1526 r. Zapis taki zaczęto stosować dopiero ponad sto lat później.

Liczby urojone i zespolone

W matematyce przyjmuje się następujące „reguły” mnożenia przez siebie liczb różnych znaków (**a**, **b** oraz **c** są liczbami bezwzględnymi):

$$\left. \begin{array}{l} (+a) \times (+b) \\ (-a) \times (-b) \end{array} \right\} = +(a \times b) \quad \left. \begin{array}{l} (+a) \times (-b) \\ (-a) \times (+b) \end{array} \right\} = -(a \times b) \quad (\text{M.1.})$$

- iloczyn liczb dodatnich daje¹ w wyniku liczbę dodatnią;
- iloczyn liczb ujemnych daje w wyniku liczbę... dodatnią;
- iloczyn liczb dodatniej i ujemnej daje w wyniku liczbę... ujemną.

W przypadku pierwiastkowania, matematycy przedstawiają, że:

a) nie istnieją pierwiastki z liczb ujemnych, gdy n jest liczbą naturalną parzystą.

b) istnieją pierwiastki z liczb ujemnych, gdy n jest liczbą naturalną nieparzystą:

$$\left. \begin{array}{l} \sqrt[n]{-5} = ? \\ \sqrt[n]{-5} = -\sqrt[n]{5} \end{array} \right\} \begin{array}{l} n = 2 \\ n = 3 \end{array} \quad (\text{M.2.})$$

Ponadto, matematycy przyjmują, że pierwiastek kwadratowy ($n = 2$) z liczby dodatniej daje w wyniku... albo liczbę dodatnią albo liczbę ujemną; a to z tego względu, że iloczyn liczb dodatnich, a także iloczyn liczb ujemnych daje w wyniku liczbę dodatnią (**Eqs M.1.**).

Z tego właśnie względu, nie wiadomo czy dodatnia liczba pod pierwiastkiem jest wynikiem mnożenia liczb dodatnich czy ujemnych.

Powyższa „niewiedza” wynika z definicji (**M.1.**).

Symbol $i = \sqrt{-1}$, zwany obecnie „liczbą urojoną”, wprowadził w 1777 r. szwajcarski fizyk i matematyk, twórca wyższej matematyki, Leonhard Euler (1707-1783).

Chodziło tu o inne przedstawienie pierwiastka z liczby ujemnej. Na przykład:

$$\sqrt{-3} = \sqrt{-1} \cdot \sqrt{3} = i\sqrt{3} \quad (\text{M.3.})$$

Powyższe oznacza, że liczba **3** pod pierwiastkiem jest liczbą bezwzględną.

A ponadto, powyższa operacja pierwiastkowania stosowana jest **oddzielnie dla liczby oraz oddzielnie dla znaku przed tą liczbą!**

Obecnie, matematycy wprowadzili liczby urojone o następujących własnościach:

$$\left. \begin{array}{l} (+i) \cdot (+i) = +i^2 = +(\sqrt{-1})^2 = -1 \\ (-i) \cdot (-i) = +i^2 = +(\sqrt{-1})^2 = -1 \\ (+i) \cdot (-i) = -i^2 = -(\sqrt{-1})^2 = +1 \end{array} \right\} \quad (\text{M.4.})$$

¹ znak równości w postaci dwu równoległych kresek wprowadził w 1557 r. Robert Record.

Według „reguły” (M.4.), jest też:

$$\sqrt{-2} \cdot \sqrt{-2} = (\sqrt{-2})^2 = -2 \quad (\text{M.4a})$$

A więc istnieją pierwiastki z liczb... ujemnych!? Poważnie? A jednak!

Ale można też otrzymać inne wyniki:

$$\left. \begin{aligned} (+i) \cdot (+i) &= \sqrt{-1} \cdot \sqrt{-1} = +\sqrt{(-1) \cdot (-1)} = \sqrt{+1} = \pm 1 \\ (-i) \cdot (-i) &= (-\sqrt{-1}) \cdot (-\sqrt{-1}) = +(\sqrt{-1} \cdot \sqrt{-1}) = \pm 1 \\ (+i) \cdot (-i) &= -(\sqrt{-1} \cdot \sqrt{-1}) = -(\pm 1) = -1 \end{aligned} \right\} \quad (\text{M.5})$$

co **nie jest zgodne** z zapisem (M.4.). Ale jest zgodne z zapisem (M.1.) !

Natomiast, według „reguły” (M.5.), znajdujemy:

$$\sqrt{-2} \cdot \sqrt{-2} = \sqrt{(-2) \cdot (-2)} = \sqrt{+4} = \pm 2 \quad (\text{M.5a})$$

i jest to wynik częściowo (nie)zgodny z poprzednim.

Zauważmy, że zapisy (M.4) oraz (M.5) nie będą wzajemnie sprzeczne, jeżeli przyjmiemy naturalną regułę, że działania na liczbach nie zmieniają znaku tych liczb:

$$\sqrt{-2} \cdot \sqrt{-2} = \sqrt{(-2) \cdot (-2)} = \sqrt{-4} = (\sqrt{-2})^2 = -2$$

Ale reguła ta została zastosowana przez matematyków dla liczby $i^2 = (-1)$ w zapisie (M.4.) ! A dlaczego nie jest już słuszna dla liczby $j^2 = (-2)$? A jest jakaś inna „reguła” dla $k^2 = (-3)$?

Jak to dalej wykażemy („**Plusy prostopadłe do minusów**”), powyższa niejednoznaczność wynika z przyjętej reguły (M.1.), że działania na liczbach mają wpływ na zmianę znaku tych liczb.

Reguła ta jest też sprzeczna z definicją liczby $i = \sqrt{-1}$ podaną przez L. Eulera.

Liczby postaci: $a = (\alpha + \beta i)$ zwane są *liczbami zespolonymi*.

Liczba α zwana jest częścią rzeczywistą i oznaczana jako: $\alpha = rea$, od słowa łacińskiego *realis*; natomiast liczba oznaczana jako: $\beta = ima$ (od słowa *imaginarius*) zwana jest częścią urojoną liczby zespolonej a .

Z tego względu, t.zw. „liczby zespolone” postaci: $a = (\alpha + \beta i)$ są szczególnym złożeniem liczb rzeczywitych i urojonych.

Reasumując: liczbę urojoną według definicji (M.4.) wprowadzono rażąco niezgodnie z definicją (M.1.).

Która z tych definicji jest poprawna?

Zupełnie niepoważna (bezsensowna) jest definicja (M.2.).

XII.1.2. Rozwiązania urojone.

Matematycy twierdzą, że Karl Friedrich Gauss (1777-1855, astronom, fizyk i matematyk niemiecki) twierdził za życia swego, że każde równanie stopnia **n** **zawsze ma** dokładnie **n** rozwiązań. Ani mniej, ani więcej.

Uprzejmie „donosimy”: powyższego Karl Friedrich Gauss **nie twierdził!**

Ale tak poświadczają (na piśmie!) matematycy, ale już po śmierci K.F.Gausa, i upierają się, że **każde** równanie **musi** mieć odpowiednią ilość rozwiązań.

Ponieważ, jak wiadomo, nie wszystkie równania mają t.zw. rozwiązania, to matematycy przedstawiają, że jeżeli dane równanie nie ma rozwiązań w dziedzinie t.zw. „liczb rzeczywistych”, to ma takie rozwiązania w dziedzinie... „liczb urojonych”!

Powyższe rozpatrzmy na przykładzie równania stopnia drugiego, na które matematycy najczęściej powołują się.

Równanie stopnia drugiego z dwiema niewiadomymi ma postać:

$$Ax^2 + 2Bxy + Cy^2 + 2Dx + 2Ey + F = 0$$

Można wykazać, że powyższe równanie przedstawia sobą:

1. zbiór pusty (równanie nie jest spełnione przez żadną parę liczb **x** oraz **y**);
2. punkt;
3. dwie proste (pokrywające się różnie);
4. okrąg ($x^2 + y^2 + 2Dx + 2Ey + F = 0$);
5. elipsę powstającą z okręgu przez powinowactwo prostokątne względem osi **x** lub osi **y**:
($Ax^2 + Cy^2 + F = 0$ dla $AC > 0$, $A \cdot F < 0$ oraz $A \neq C$);
6. hiperbolę ($Ax^2 + Cy^2 + F = 0$ dla $A \cdot C < 0$ oraz $F \neq 0$);
7. parabolę ($Cy^2 + 2Dx + 2Ey + F = 0$ lub $Ax^2 + 2Dx + 2Ey + F = 0$).

W prostokątnym układzie współrzędnych (układ kartezjański) parabola opisana równaniem:

$$ax^2 + bx + c = y \tag{M.6.}$$

przedstawiona jest na rys. **M.2.**

- I.** Dla **a > 0**, czyli dla **(+a)**, ramiona paraboli skierowane są w kierunku **dodatnim** osi **y**.
Dla **a < 0**, czyli dla **(-a)**, ramiona paraboli skierowane są w kierunku **ujemnym** osi **y**.

- II.** Oś symetrii **s** paraboli określona jest przez prostą o równaniu
(prostopadła do osi **x**):

$$x_o = -\frac{b}{2a} \tag{M.7.}$$

Dla **a** oraz **b** jednakowego znaku, oś symetrii **s** znajduje się po ujemnej stronie osi **x**.

Dla **a** oraz **b** różnych znaków, oś symetrii **s** znajduje się po dodatniej stronie osi **x**.

Dla **b = 0** oś symetrii **s** paraboli pokrywa się z osią **y**.

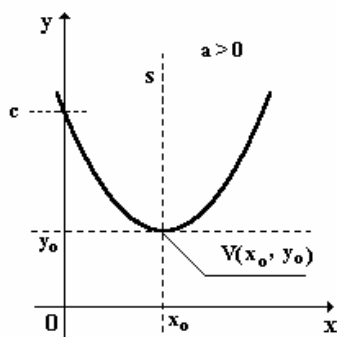


Fig. M.2. Parabola o równaniu: $y = ax^2 + bx + c$

III Współczynnik c określa punkt przecięcia paraboli z osią y .

IV. Wierzchołek V (vertex) paraboli określony jest przez współrzędne:

$$V \left[x_0 = -\frac{b}{2a}; y_0 = \frac{4ac - b^2}{4a} = \frac{-\Delta}{4a} \right] \quad (M.8.)$$

gdzie:

$$\Delta = b^2 - 4ac \quad (M.9.)$$

zwane jest wyróżnikiem równania kwadratowego (M.6.).

W ogólności, wykres równania (M.6.) przecina się lub nie przecina się z osią x w prostokątnym układzie współrzędnych (układ kartezjański).

W celu **sprawdzenia** tego, równanie (M.6.) piszemy w postaci:

$$ax^2 + bx + c = 0 \quad (M.10.)$$

czyli **narzucamy** warunek: $y = 0$, czyli szukamy takich wartości x , dla których $y = 0$.

a) jeżeli $\Delta > 0$, to mówi się, że równanie (M.10.), posiada dwa rozwiązania (pierwiastki) x_1 oraz x_2 , które określają **dwa punkty** przecięcia się paraboli (M.10.) z osią x :

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= \frac{-b - \sqrt{\Delta}}{2a} = x_0 - \sqrt{-\frac{y_0}{a}} \\ x_2 &= \frac{-b + \sqrt{\Delta}}{2a} = x_0 + \sqrt{-\frac{y_0}{a}} \end{aligned} \right\} \quad (M.11.)$$

Powyższe oznacza, że y_0 oraz a powinny być przeciwnych znaków.

b) jeżeli $\Delta = 0$, to także $y_0 = 0$, i parabola posiada punkt styczności z osią x (wierzchołek paraboli).

W takim przypadku, dane równanie paraboli posiada **tylko jeden** pierwiastek (M.7.).

Punkt styczności traktowany jest tu jak podwójny punkt przecięcia: $x_1 = x_2 = x_0$.

Stąd też określenie: podwójne rozwiązanie.

c) Jeżeli $\Delta < 0$, to y_0 oraz a są tego samego znaku, i parabola **nie przecina się** z osią x , a także nie ma punktu styczności z osią x (**Fig. M.2.**).

W takim przypadku mówi się, że równanie (M.10.) nie ma rozwiązań, **ponieważ nie ma i nie może być liczb** określających położenie punktów przecięcia ramion paraboli z osią x .

W przypadku braku t.zw. rozwiązań (parabola nie przecina się z osią x), mamy:

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= \frac{-b - \sqrt{-\Delta}}{2a} = x_0 - \sqrt{+\frac{y_0}{a}} \\ x_2 &= \frac{-b + \sqrt{-\Delta}}{2a} = x_0 + \sqrt{+\frac{y_0}{a}} \end{aligned} \right\} \quad (\text{M.12.})$$

Powyższe zależności warto, a nawet należy porównać z zależnościami (M.11.).

Rozwiązania (dosłownie!) urojone

Brak rozwiązań według zależności (M.12.), a co wskazywane jest ujemną wartością Δ pod pierwiastkiem, było „inspiracją” do znalezienia jednak rozwiązań, rzekomo na zgodność z twierdzeniem Gaussa, że każde równanie stopnia n musi mieć dokładnie n rozwiązań.

Ani mniej, ani więcej. Korzysta się tutaj z symbolu $i = \sqrt{-1}$ jaki wprowadził L. Euler.

Stosując powyższe, dla warunku $\Delta < 0$ przedstawia się, że jeżeli równanie (M.10.) nie posiada rozwiązań w dziedzinie *liczb rzeczywistych* w postaci rozwiązań (M.11.), to posiada rozwiązania w dziedzinie t.zw. *liczb urojonych*, czyli *pierwiastków zespolonych* postaci:

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= \frac{-b - i\sqrt{-\Delta}}{2a} = x_0 - i\sqrt{+\frac{y_0}{a}} \\ x_2 &= \frac{-b + i\sqrt{-\Delta}}{2a} = x_0 + i\sqrt{+\frac{y_0}{a}} \end{aligned} \right\} \quad (\text{M.13.})$$

(patrz np.: I. N. Bronsztejn i K. A. Siemiendajew – Matematyka. Poradnik encyklopedyczny, tłum. z ros., PWN 1968, str. 170).

Powyższe jest arbitralnym **dopisaniem (sic!) liczby $i = \sqrt{-1}$ przed pierwiastkiem** w zależnościach (M.12.). Powoduje to zmianę znaku Δ pod pierwiastkiem.

Tym samym, „rozwiązania” (M.13.) **nie są ani liczbami urojonymi, ani też liczbami zespolonymi!** Dokładnie wbrew zapewnieniom matematyków. Dowód powyższego:

Według definicji liczby i , a podanej (osobiście!) przez L. Eulera, mamy:

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= \frac{-b - i\sqrt{-\Delta}}{2a} = \frac{-b - \sqrt{+\Delta}}{2a} = x_0 - \sqrt{-\frac{y_0}{a}} \\ x_2 &= \frac{-b + i\sqrt{-\Delta}}{2a} = \frac{-b + \sqrt{+\Delta}}{2a} = x_0 + \sqrt{-\frac{y_0}{a}} \end{aligned} \right\} \quad (\text{M.14.})$$

i są to „rozwiązania” w dziedzinie liczb całkiem rzeczywistych (!) według zależności (M.11.).

Ale, bardzo dokładnie według powyższej „metody matematycznej”, możemy (a nawet „musimy”!) wstawić symbol i przed pierwiastkami rozwiązań całkiem rzeczywistych, czyli w zależnościach (M.11.), i mamy:

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= \frac{-b - i\sqrt{\Delta}}{2a} = \frac{-b - \sqrt{i^2 \Delta}}{2a} = \frac{-b - \sqrt{-\Delta}}{2a} = x_0 - \sqrt{+\frac{y_0}{a}} \\ x_2 &= \frac{-b + i\sqrt{\Delta}}{2a} = \frac{-b + \sqrt{i^2 \Delta}}{2a} = \frac{-b + \sqrt{-\Delta}}{2a} = x_0 + \sqrt{+\frac{y_0}{a}} \end{aligned} \right\} \quad (\text{M.15.})$$

I są to bardzo dokładnie „rozwiązania” postaci (M.12)!

Czyli... brak rozwiązań!

Dalej wykazemy, że zależności (M.13.), (M.14.) oraz (M.15.) odnoszą się do **zmienionych** równań paraboli według zależności (M.10.).

Translacja paraboli

Powtórzmy: pisanie równania (M.6.) w postaci (M.10.) oznacza, że szukamy punktów, czyli liczb x_1 oraz x_2 im przypisanych **na osi x** , a nie gdziekolwiek indziej. Ma to na celu **sprawdzenie**, i bez wykonywania wykresu, czy dana parabola:

- przecina się z osią x (**dwa** rozwiązania (M.11.);
- ma jeden punkt wspólny z osią x (**jedno** podwójne rozwiązanie (M.7.);
- nie przecina się i nie ma punktu wspólnego z osią x (**nie ma** rozwiązań w postaci zapisu (M.12.), a co nazywane jest brakiem rozwiązań).

I nic więcej! Bardzo dokładnie nic więcej!

W przypadku ujemnej wartości Δ , czyli braku rozwiązań postaci (M.11), zapis (M.12.) właśnie braku rozwiązań „modyfikowany” jest przez matematyków do postaci *zespolejonych* zależności (M.13.), czyli (M.14.). Rozpatrzmy więc co następuje.

„Rozwiązania” (M.14.) oraz (M.15.) otrzymuje się w wyniku zmiany znaku Δ pod pierwiastkiem, odpowiednio w zależnościach (M.12.) oraz (M.11.). A to wyłącznie poprzez dopisanie liczby i przed pierwiastkiem.

Ale zmiana znaku Δ (a tym samym zmiana znaku y_0 ; Eq. M.8.) jest bardzo dokładnie równoważna dodaniu wartości $(\pm 2\Delta)$ oraz $\frac{(\mp 2y_0)}{a}$, pod odpowiednimi pierwiastkami zależności (M.11.) oraz (M.12.).

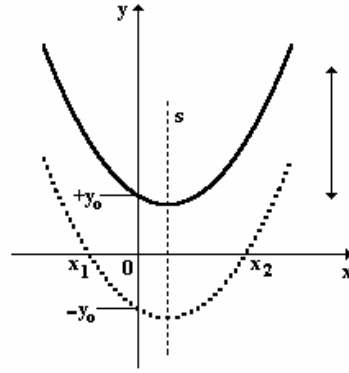
Załóżmy, że dane równanie nie ma rozwiązań według zależności (M.12.).

Dopisując pod pierwiastkami (2Δ) znajdujemy „rozwiązania” (M.14.), czyli „rozwiązania” (M.13.), czyli rozwiązania (M.11.).

Ale powyższe oznacza translację paraboli wzdłuż osi y dokładnie o wartość $(-2y_0)$, a co zostało przedstawione na rys. M.3.

Parabola została przesunięta w dół, i... przecięła się z osią x -ów.

I w ten oto „prosty sposób” znalazły się „rozwiązania” całkiem rzeczywiste, a nie urojone!

Fig. M.3. Translacja paraboli o $(\mp 2y_0)$.

Ale przesunięta parabola nie jest już tą samą parabolą: jest parabolą o **innym równaniu!**

A oto dowód powyższego.

W szczególności, jeżeli równanie postaci (Fig M.3.)

$$+ax^2 + bx + c = 0 \quad (a > 0) \quad (\text{M.16.})$$

nie ma rozwiązań x_1 oraz x_2 (Eqs M.12., parabola o ramionach skierowanych do góry znajduje się **ponad** osią x -ów), to przesunięcie paraboli w dół o wartość $(-2y_0)$ powoduje, że wierzchołek paraboli znajdzie się pod osią x -ów, a powyższe równanie przyjmuje postać:

$$ax^2 + bx + (c - 2y_0) = 0 \quad (\text{M.17.})$$

i parabola ma punkty przecięcia x_1 oraz x_2 , czyli rozwiązania (M.14)..

Ale równanie (M.17.) NIE JEST JUŻ równaniem (M.16.)!

Oczywiście, przesuniętą w dół parabolę możemy z kolei przesunąć w górę, czyli w równaniu (M.17.) dodać w nawiasie $(+2y_0)$. Otrzymamy z powrotem równanie (M.16.), a parabola znajdzie się ponad osią x -ów.

A to oznacza... „brak rozwiązań” według zależności (M.15.)!

Jako przykład, na który matematycy bardzo lubią powoływać się, rozpatrzmy równanie następującej postaci:

$$x^2 + 1 = 0 \quad (\text{M.18.})$$

Mamy więc: $a = +1 > 0$; $b = 0$ oraz $c = +1 > 0$.

Ponadto: $x_0 = 0$; $\Delta = -4 < 0$ oraz $y_0 = +1 > 0$.

Równanie (M.18.) nie ma rozwiązań, czyli parabola nie przecina się z osią x , ponieważ wierzchołek paraboli znajduje się ponad osią x -ów ($y_0 > 0$) oraz ramiona skierowane są w dodatnim kierunku osi y ($a > 0$).

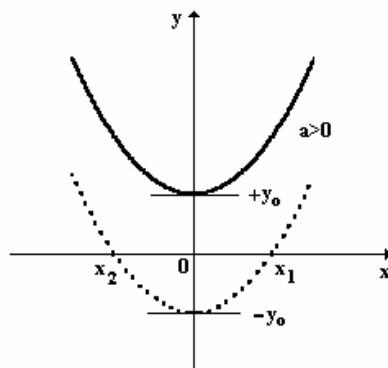


Fig. M.4. Translacja paraboli (Eqs M.18. oraz M.20.).

Brak rozwiązań możemy zapisać za pomocą zależności (M.12.), i matematycy piszą:

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= \frac{-\sqrt{-4}}{2} = -\sqrt{-\frac{4}{4}} = -\sqrt{-1} = -i \\ x_2 &= \frac{+\sqrt{-4}}{2} = +\sqrt{-\frac{4}{4}} = +\sqrt{-1} = +i \end{aligned} \right\} \quad (\text{M.19.})$$

zaklinając się „na wszystkie świętości”, że istnieją *liczby urojone* nie tylko dodatnie, ale także ujemne (Eqs M.4.), a które (ponoć) są jak najbardziej „rzeczywiste”, ponieważ są... „urojone”!

Żeby to „udowodnić”, matematycy używają „reguły” (M.4.), i znajdują „rozwiązania” (M.13.):

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= \frac{-i\sqrt{-4}}{2} = -i\sqrt{-\frac{4}{4}} = -i\sqrt{-1} = (-i)(+i) = +1 \\ x_2 &= \frac{+i\sqrt{-4}}{2} = +i\sqrt{-\frac{4}{4}} = +i\sqrt{-1} = (+i)(+i) = -1 \end{aligned} \right\} \quad (\text{M.20.})$$

Nie mówi się przy tym, że dokonano translacji paraboli (Fig. M.4).

„Rozwiązania” (M.20.) są słuszne dla równania:

$$x^2 - 1 = 0$$

Ale **NIE JEST** to równanie (M. 18.)!

Jak to wyżej przedstawiliśmy, matematycy twierdzą, wskazując na K.F. Gaussa, że każde równanie stopnia n musi mieć n rozwiązań. Jeżeli nie w dziedzinie t.zw. liczb rzeczywistych, to w dziedzinie t.zw. liczb urojonych.

Otóż, za życia swego Karl Friedrich Gauss twierdził (*Disquisitiones arithmeticae*, 1801), że każde równanie stopnia **n** **może mieć maksymalnie n** rozwiązań, którym odpowiada **n** punktów przecięcia prostej z krzywą opisaną tym równaniem.

Ale, **może mieć** nie oznacza, że **musi mieć**.

Ale przekonanie matematyków sprowadza się do **wiary** (głębokiej!), że każde równanie drugiego stopnia **musi mieć** dwa rozwiązania.

A to oznacza, że parabola **musi** przecinać się z osią **x-ów**.

Uprzejmie „donosimy” za ś.p. K.F. Gaussem, że... **nie musi**!

Amen.

Przestrzeń hiperurojona

Jak wyżej wskazaliśmy, właśnie L. Euler wprowadził zapis $i = \sqrt{-1}$, który to zapis stał się podstawą „wynalazku” *liczb urojonych*.

Z kolei, my pozwalamy sobie wprowadzić liczbę o hiper własnościach, zwaną dalej *liczbą hiperurojoną j*, postaci:

$$j = \sqrt{0}$$

Ponieważ zero (**0**) jest sumą dowolnych liczb symetrycznych (według matematyków, oczywiście), to tym samym *liczba hiperurojona j* ma bardziej ogólny charakter niż liczba urojona **i**, ponieważ **j** zawiera w sobie wszystkie liczby znane i nieznane, w tym także liczby dowolnie... urojone!

Wróćmy teraz do równania (**M.16.**). Według matematyków równanie to posiada „rozwiązania” (**M.13.**) w dziedzinie t.zw. „liczb urojonych”. Zastępując w zależnościach (**M.13.**) „liczby urojone **i**” „liczbami hiperurojonymi **j**”, znajdujemy:

$$\frac{-b \mp j\sqrt{-\Delta}}{2a} = -\frac{b}{2a} = x_0 \quad (\text{M.21.})$$

i jest to rozwiązanie według zależności (**M.7.**), a co widać na rys. **M.5**.

Wykazaliśmy więc, że niezależnie od „przestrzeni urojonej **i**” istnieje „przestrzeń hiperurojona **j**”, która – podobnie jak „przestrzeń urojona **i**” – jest całkiem... rzeczywista!

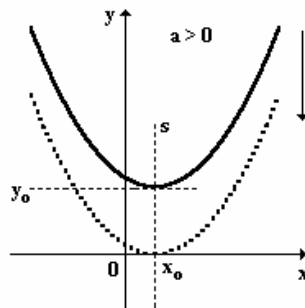


Fig. M.5. Translacja paraboli (Eq. M.16.) w „przestrzeni hiperurojonej”.

Ponadto, w „przestrzeni hiperurojonej j ”, hiperurojona liczba j może być jednym z rozwiązań dla wszystkich równań postaci (M.10.).

Zauważmy więc, że pisanie równania (M.6.) w postaci równania (M.10.) jest niczym nieuzasadnionym wskazaniem, że tylko zmienna y może spełniać warunek: $y = 0$.

Otóż, zmienna x też może spełniać ten sam warunek.

Dlatego, nie tylko możemy, ale musimy napisać: $y = 0$ oraz $x = 0$. Dla tych warunków, jednakowych dla obydwu zmiennych, w każdym równaniu stopnia drugiego (także dowolnego stopnia n) krzywa określona danym równaniem przecina się z początkiem układu współrzędnych.

Spełnione jest to dla warunku: $c = 0$ w równaniach (M.6.) oraz (M.10), i mamy:

$$ax^2 + bx = (ax + b)x = 0$$

skąd znajdujemy dwa rozwiązania (Fig. M.6.):

$$\left. \begin{array}{l} x_1 = 0 \\ x_2 = -\frac{b}{a} \end{array} \right\} \quad (\text{M.22.})$$

jak najbardziej rzeczywiste!

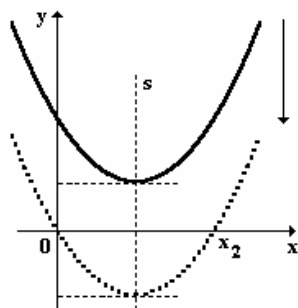


Fig. M.6. Parabola w „przestrzeni hiperurojonej j ”.

Zamiast więc męczyć dzieci w szkole skomplikowanymi i niezrozumiałymi rozwiązaniami (M.11.), i z kolei robić „wynałazki” w postaci liczb urojonych i zespolonych postaci (M.12.), należy podzielić liczbą hiperurojoną j na czynnik c w równaniu (M.10.), i pisać:

$$ax^2 + bx + jc = 0$$

Każda parabola opisana powyższym równaniem przecina się jednocześnie z osiami x oraz y , czyli przecina się z nimi w początku układu współrzędnych, czyli $x_1 = 0$, jak to przedstawiono na rys. M.6.

Jeżeli chcemy znaleźć drugi punkt przecięcia, to łatwiutko w pamięci (!) znajdziemy rozwiązanie x_2 według zależności (M.22.).

XII.1.3. Plusy prostopadłe do minusów.

René Descartes (1596-1650) wprowadził układ współrzędnych prostokątnych. Są to trzy proste wzajemnie prostopadłe i przecinające się w jednym punkcie, zwykle oznaczanym jako zero (**0**).

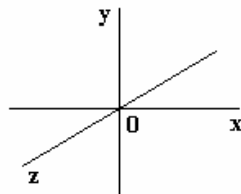


Fig. M.7. Kartezjański układ współrzędnych prostokątnych.

Tym samym, wyznaczonych jest sześć półprostych o wspólnym początku w **0**.

Zauważmy też, że w powyższym układzie współrzędnych prostokątnych nie ma żadnych strzałek (kierunków), ani też „plusów” i „minusów”.

Przestrzeń, w której nie wyróżniamy kierunków, także plusów i minusów, lecz badamy własności figur, zwana jest przestrzenią euklidesową, lub arytmetyczną, lub kartezjańską, a nawet zwana jest przestrzenią absolutną.

W podobny sposób, dwie proste wzajemnie prostopadłe i przecinające się w jednym punkcie, wyznaczają płaszczyznę.

Każdej półprostej można przypisać kierunek poprzez zaznaczenie strzałką.

W takim przypadku, można utworzyć dwa po dwa trójwymiarowe układy współrzędnych prostokątnych, których to układów osie współrzędnych są parami wzajemnie przeciwnie skierowane.

Każdy z tych układów jest ósmą częścią kulistej przestrzeni.

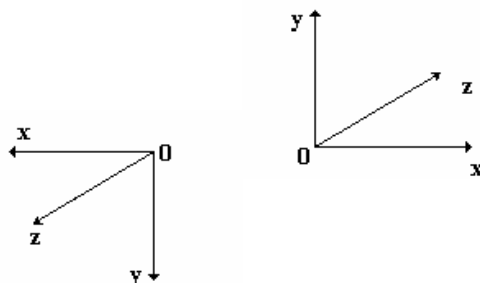


Fig. M.8. Para kartezjańskich trójwymiarowych układów współrzędnych prostokątnych, których osie współrzędnych są parami wzajemnie przeciwnie skierowane.

W wielu (ale nie we wszystkich!) przypadkach wygodne są układy trójwymiarowe, jak na rys. **M.8**. Jest to nasza wygoda, a nie właściwość tego świata!

Jak już wyżej wskazaliśmy, w algebrze wprowadzono pojęcie liczb dodatnich oraz liczb ujemnych. Znaki plus (+) oraz minus (–) odnoszą się do przeciwnych cech elementów, którym przypisujemy liczby. Stąd z kolei nazwy: liczby dodatnie oraz liczby ujemne. Natomiast w geometrii, liczby dodatnie i ujemne reprezentowane są graficznie jako dwie przeciwnie skierowane półproste (Fig. M.1.).

Jeżeli do geometrii wprowadzimy znaki plus oraz minus, to otrzymamy trójwymiarowe układy współrzędnych prostokątnych o przeciwnych znakach, dokładnie dla przeciwnych kierunków.

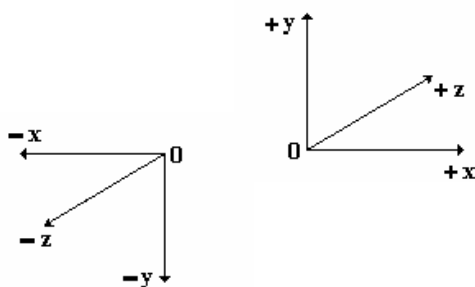


Fig. M.9. Dwa przeciwnych znaków układy współrzędnych prostokątnych.

Jeżeli teraz powyższe dwa układy zsuniemy ze sobą tak, aby miały wspólny początek w 0, to otrzymamy układ jak niżej.

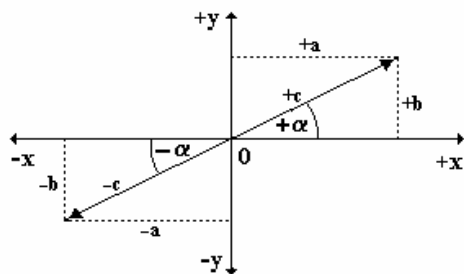


Fig. M.10. Złożenie dwu układów o przeciwnych znakach.

A teraz, uwaga! Optycznie powstał jeden(!) układ, w którym

PLUSY SĄ PROSTOPADŁE DO MINUSÓW !!!

Ale nie jest to prawda, ponieważ na rys. M.10. są dwa układy według rys. M.9.

Jednak w matematyce rysuje się układy współrzędnych prostokątnych, w których jednak „plusy są prostopadłe do minusów”. Dokładnie jak na rys. M.10.

Spróbujmy więc zastosować twierdzenie Pitagorasa do obliczenia wartości przeciwprostokątnej trójkąta prostokątnego w układzie według rys. M.10.

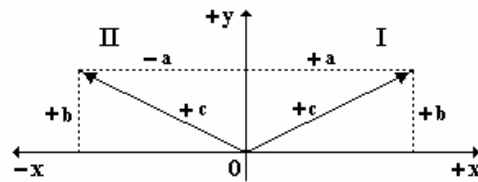


Fig. M.11. Twierdzenie Pitagorasa dla „prostopadłych” liczb dodatnich i ujemnych w kartezjańskim układzie współrzędnych prostokątnych.

I ćwiartka.

$$(+a)^2 + (+b)^2 = (+16) + (+9) = (+25); \quad c = \sqrt{(+25)} = (+5)$$

Dokładnie taką samą wartość liczbową otrzymamy dla **liczb bezwzględnych**.

II ćwiartka.

Mamy: $(-a)^2 + (+b)^2 = ?$

Gdybyśmy zastosowali wskazaną przez nas wyżej regułę, że operacja mnożenia, potęgowania, także operacja pierwiastkowania, nie zmienia znaku tych liczb, to otrzymalibyśmy:

$$(-16) + (+9) = (-7); \quad c = \sqrt{(-7)} = (-2,645...).$$

Jak widać, w tym przypadku nie można zastosować twierdzenia Pitagorasa.

Wobec tego, „uczeni w piśmie” wymyślili dodatkową regułę, według której iloczyn liczb tego samego znaku, tak ujemnych jak i dodatnich, zawsze daje w wyniku liczbę... dodatnią, i wtedy otrzymują:

$$(-a)^2 + (+b)^2 = (+a)^2 + (+b)^2 = a^2 + b^2 = (+c)^2 = c^2$$

czyli dodatnią wartość **c** (**Fig. M.11.**).

Taki samą wartość liczbową otrzymuje się dla **liczb bezwzględnych**.

III ćwiartka.

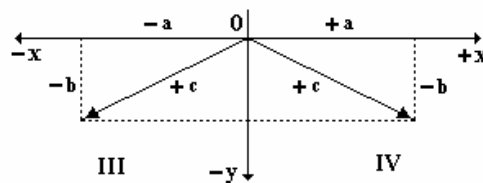


Fig. M.12. Twierdzenie Pitagorasa dla „prostopadłych” liczb dodatnich i ujemnych w kartezjańskim układzie współrzędnych prostokątnych.

Matematycy otrzymują: $(-a)^2 + (-b)^2 = +c^2$

Natomiast według wskazanej przez nas wyżej reguły, mamy: $(-a)^2 + (-b)^2 = -c^2$.

Z kolei, mamy też: $\sqrt{-c^2} = -c$.

I jest to długość odcinka przeciwnie skierowanego do odcinka $(+c)$ w **I ćwiartce**.

Ale matematycy twierdzą, że jest to długość odcinka (boku kwadratu) w II ćwiartce.

W **IV ćwiartce** jest podobnie jak w **II ćwiartce**.

Powyższe trudności wynikają stąd, że pierwotnie twierdzenie Pitagorasa stosowano dla liczb bezwzględnych. Stąd z kolei sugestia, że twierdzenie to odnosi się tylko do operacji dodawania liczb dodatnich.

Ale równie dobrze można przyjąć, że twierdzenie to odnosi się także do sumowania liczb ujemnych.

Nie uwzględnia się także, że sumowanie liczb przeciwnego znaku jest równoważne odejmowaniu liczb bezwzględnych.

Odcinkom przeciwnie skierowanym przypisuje się liczby przeciwnego znaku.

Równie dobrze, liczby przeciwnego znaku można przypisać powierzchniom, np. kwadratowi.

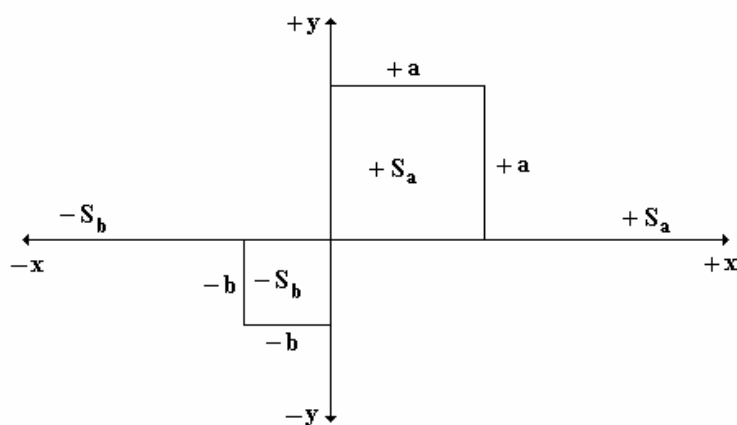


Fig. M.13. Twierdzenie Pitagorasa dla liczb dodatnich i ujemnych.

Pole kwadratu: w I ćwiartce: $S_a = (+a)^2$, a w III ćwiartce: $S_b = (-b)^2$.

Pola te możemy przedstawić jako liczby na osiach $(+x)$ oraz $(-x)$ (**Fig. M.15.**).

Suma tych pól (twierdzenie Pitagorasa): $a^2 + (-b)^2 = (a+b)(a-b) = a^2 - b^2 = c^2$.

Lub: $S_a + (-S_b) = S_a - S_b = S_c$.

S_a , S_b oraz S_c są liczbami. Identycznie jak liczbami są: a , b oraz c .

Jeżeli $S_c > 0$, to liczba $(+S_c)$ znajduje się na osi $(+x)$ i może być przedstawiona w postaci kwadratu, podobnie jak $(+S_a)$.

Jeżeli $S_c < 0$, to liczba $(-S_c)$ znajduje się na osi $(-x)$.

XII.1.4. Co to jest... parabola?

Nazwa „parabola” (z greckiego *parabole*) oznacza: zestawienie, porównanie, alegoria moralno-dydaktyczna, przypowieść. Ponadto, jest złożeniem dwu słów greckich:

pará – „poza (czymś), (tuż) obok; mimo”;

bolé – „rzut, promień”.

W matematyce oznacza jedną z krzywych drugiego stopnia, jak to wskazywaliśmy wyżej.

Zwykle w podręcznikach matematyki podaje się t.zw. ogólny wzór t.zw. paraboli:

$$y = a \cdot x^2 + b \cdot x + c \quad (\text{M.23.})$$

który... ogólnie nie jest prawdziwy.

Otóż, równanie paraboli ma postać:

$$y = a \cdot x^2 \quad (\text{M.24.})$$

Jeżeli do powyższego dodamy równanie prostej, to otrzymamy:

$$y = a \cdot x^2 + b \cdot x \quad (\text{M.25.})$$

Z kolei, tak otrzymaną krzywą możemy przesunąć wzdłuż osi y-ów, i mamy równanie (23).

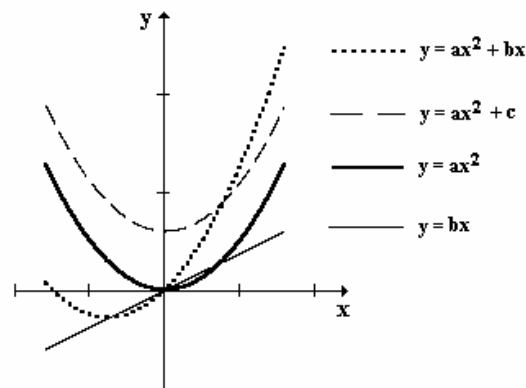


Fig. M.14. Krzywe według zależności od (M.23.) do (M.25.).

Pytanie: czy równanie (M.23.) jest równaniem krzywej, czy prostej? Odpowiedź: krzyżówka.

Ale takie rozróżnienie ma istotne znaczenie. Jeżeli z eksperymentu otrzymamy wykres według równania (M.24.), to oznacza to, iż badany proces przebiega według jednej reguły.

Jeżeli jednak otrzymany wykres odpowiada równaniu (M.25.), to badany proces jest złożeniem dwu różnych procesów.

Z kolei, jeżeli według równania (M.23.), to dochodzi trzeci czynnik.

„Badacze laboratoryjni”, którzy nie biorą powyższego pod uwagę, mają... „wiekopomne sukcesy” w dziedzinie badań... teoretycznych.

Jednak, wskazywane przez matematyków t.zw. parabole według zależności od (M.23.) do (M.25.) nie są... parabolami!

Przyjmijmy, wskazaną przez nas wyżej, naturalną i oczywistą zasadę, że tak iloczyn jak i iloraz liczb przeciwnego znaku pozbawione są sensu, oraz działania na liczbach tego samego znaku nie zmieniają znaku tych liczb.

Rozważmy równanie (M.24.) paraboli (Fig M.15.).

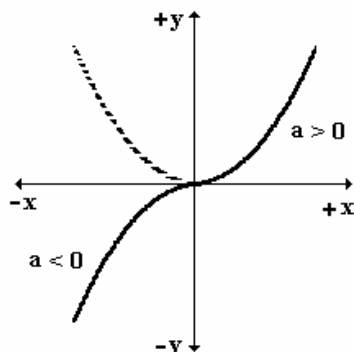


Fig. M.15. Graficzny obraz równania drugiego stopnia.

Zauważmy, że a powinno być tego samego znaku co x (nie istnieje mnożenie liczb przeciwnego znaku):

a) dla $x > 0$ jest też: $a > 0$. Wobec tego: $y > 0$.

b) dla $x < 0$ jest też: $a < 0$ oraz $y < 0$.

Wykres paraboli (tym razem... prawdziwej!) przechodzi przez I oraz III ćwiartkę dwóch (!) układów współrzędnych prostokątnych (patrz: Figs M.9. oraz M.10.).

Zauważmy, że według „reguł matematycznych”, krzywe radykalnie zmieniają kształt dla parzystego oraz dla nieparzystego wykładnika potęgi n .

Gdy wykładnik potęgi n jest liczbą całkowitą parzystą, to krzywa ma kształt jak na rys. M.14., M.16.a. oraz M.18.a., czyli musi mieć koniecznie... „ręce (nogi?) do góry, w dół”!

A to tylko dlatego, że „skrzyżowanie minusów” daje zawsze plus (+). Poważnie?

Natomiast wszystkie krzywe o równaniach $y = a \cdot x^n$, gdzie n jest liczbą całkowitą nieparzystą, mają kształt podobny do krzywych jak na rys. M.17.

A to dlatego, że (ponoć) „skrzyżowanie plusa i minusa” zawsze daje w wyniku minus (-).

Reasumując powyższe, kształt krzywej zwanej parabolą wynika z przyjętych reguł mnożenia i dzielenia liczb przeciwnego oraz tego samego znaku (Fig. M.16. oraz M.18.).

Ponadto, wszystkie krzywe stopnia wyższego niż 1 ($n > 1$) są symetryczne względem prostej o równaniu: $y = a \cdot x$, a co niżej wskazujemy na rysunkach.

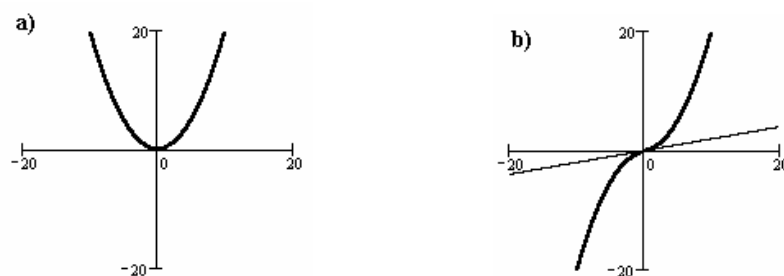


Fig. M. 16. Parabola : $y = a \cdot x^2$, według :
a) według reguł matematyki;
b) zwykłą parabolą.

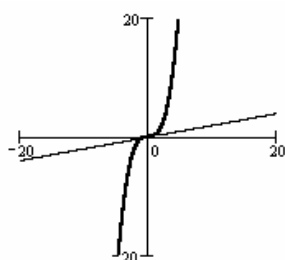


Fig. M.17. Wykres funkcji: $y = a \cdot x^3$, która jest zwykłą (normalną) krzywą stopnia trzeciego.

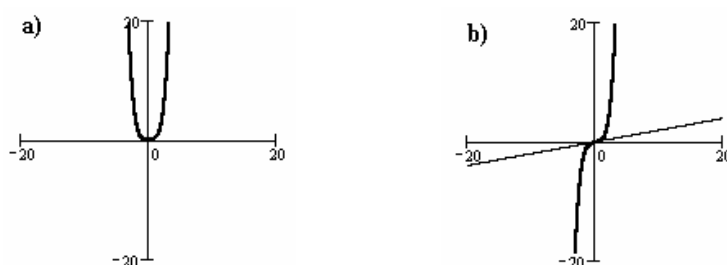


Fig. M.18. Wykresy funkcji $y = a \cdot x^4$.
a) według reguł matematyki;
b) zwykłą krzywą stopnia czwartego.

Reasumując, kształt krzywej zależy od przyjętej reguły mnożenia, także dzielenia, liczb przeciwnych znaków. Przyjęta w matematyce reguła prowadzi do podziału krzywych na dwa rodzaje (**Figs M16a** oraz **M.17**).

Jeżeli przyjmujemy, że działania mnożenia i dzielenia nie zmieniają znaku liczb, a co wyłącza możliwość tego rodzaju działań na liczbach przeciwnego znaku, to wszystkie krzywe mają kształt podobny (**Figs M.16b, M.17. oraz M.18b**).

Należy przy tym mieć na uwadze, że od wieków (od czasów Pitagorasa!) istnieje coś takiego jak bałwochwalstwo, w tym bałwochwalstwo liczb oraz figur przez nas namalowych (mniej lub bardziej udolnie).

Dlatego, niektórzy ostrzegają:

„Geometry is the study of relations between points and set of points, a study of ideas existing only in the mind. Representations of geometric figures, called models or diagrams, are drawn to represent the geometric concepts. The student of geometry must be aware constantly of the distinction between the physical model or diagram and idea it represents”. (P.R. Beesack, W.B. MacLean, D.L. Mumford, D.W. Alexander, *Secondary School, Mathematics, Book Eleven, Edition Three*, The Copp Clark Publishing Company, Vancouver Toronto Montreal).

„Geometria jest nauką relacji między punktami oraz zbiorami punktów, nauką idei istniejących tylko w umyśle. Przedstawienia geometrycznych figur, zwane *modelami* lub *diagramami*, są rysowane do prezentowania geometrycznych koncepcji. Studiujący geometrię musi być stale świadom różnicy między fizycznymi modelami lub diagramami a ideą, która je reprezentuje (tłum. własne).

„Nic dodać, nic ująć”.

I na tym kończymy (na razie) prezentowanie różnych fiki-miki matematyki.

Jeżeli jednak spotkamy się z kolejnymi „osiągnięciami” matematyki, np. w postaci „liczb kwadratowych”, „trójkątnych”, a nawet kolorowych, np. zielonych („Zielono mi...”), to należy spokojnie przeczekać do... wiosny. W tym czasie ilość bałwanów zwykle maleje.

Ale nie na długo... Niestety.

A.D. 2003

Albert Einstein

Urodzony 14 marca 1879 r. w Ulm w Niemczech. Rodzice Żydzi. Wychowywał się w Munich (Niemcy) oraz w Milano (Italia). Uczęszczał do kantonalnej szkoły w Aarau w Szwajcarii. W 1900 r. otrzymał dyplom Federalnego Instytutu Technicznego w Zurichu, a następnie uzyskał obywatelstwo szwajcarskie.



A. Einstein

W latach 1902-9 pracował jako inspektor w Urzędzie Patentowym w Bernie. W 1905 r. uzyskał doktorat na Uniwersytecie w Zurichu.

W tym samym roku opublikował w *Annalen der Physik* trzy prace, które dotyczą teorii kwantów Maxa Plancka, ruchów Browna oraz elektrodynamiki ciał poruszających się, w tym t.zw. „równoważności

masy i energii mechanicznej”.

W 1909 r. zatrudniony jako adiunkt na Uniwersytecie w Zurichu, a już w 1910 r. przeniósł się na stanowisko profesora zwyczajnego w Uniwersytecie w Pradze, a w 1912 r. przyjął katedrę fizyki teoretycznej w Federalnym Instytucie Technicznym w Zurichu.

W roku 1913 przyjął stanowisko dyrektora fizyki teoretycznej w Instytucie Cesarza Wilhelma w Berlinie, a w rok później zrezygnował z obywatelstwa niemieckiego.

W 1921 r. otrzymał Nagrodę Nobla z dziedziny fizyki (teoria wcześniej znanego „efektu fotoelektrycznego”).

Po dojściu Adolfa Hitlera do władzy w 1933 r., Albert Einstein został profesorem w California Institute of Technology oraz w Institute for Advanced Study w Princeton (USA), skąd wycofał się na emeryturę w roku 1945.

Wcześniej, bo w 1940 r. uzyskał obywatelstwo amerykańskie.

Autor wielu rozpraw naukowych oraz książek, także ideologicznych („About Zionism”, 1930).

Najbardziej znane, to prace z zakresu t.zw. „szczególnej i ogólnej teorii względności”, gdzie Albert Einstein znalazł t.zw. „czwarty wymiar” nazywając odległość „czasem świetlnym”.

Jednak Albert Einstein nie otrzymał Nagrody Nobla za „szczególną i ogólną teorię względności”.

Zmarł 18 kwietnia 1955 r. w New Jersey (Princeton)

Był chyba jedynym w historii nauki, i nie tylko, który miał tak niezwykle silne wsparcie w swej działalności, a przeciwnicy czy nawet tylko wątpiący byli i są skutecznie „uciszani”.

XII.2. Alberta Einsteina przekręty

W 1905 r. Albert Einstein opublikował trzy prace w jednym tomie *Annalen der Physik*: „Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt”¹, „Die von der molekularkinetischen Theorie der Wärme geforderte Bewegung von in ruhenden Flüssigkeiten suspendierten Teilchen”² oraz „Zur Elektrodynamik bewegter Körper”³.

Dotyczą one: teorii kwantów Maxa Plancka, ruchów Browna oraz elektrodynamiki ciał poruszających się, w tym równoważności masy i energii mechanicznej.

Jednak teorie Alberta Einsteina zawsze budziły wiele kontrowersji, tak co do ich znaczenia i wartości naukowej, jak i autentyczności ich autorstwa.

W miarę upływu lat od ich ogłoszenia w 1905 r., można zaobserwować zadziwiającą sytuację: im bardziej przekonywano się, że „teoria względności” A. Einsteina **nie zgadza się z doświadczeniem oraz jakkolwiek logiką**, tym większy jej triumf jest głoszony.

Stosowana jest tu metoda: **absolutnie żadnych dyskusji czy polemik**.

Każdy podręcznik z fizyki (i nie tylko) **musi** zawierać mniej lub bardziej obszerną wstawkę na temat „teorii względności” A. Einsteina.

Ale największym osiągnięciem Alberta Einsteina w ramach „szczególnej teorii względności” jest „równanie równań”, czyli słynne $E = mc^2$.

Jak głosi propaganda, po przyjeździe do Ameryki, Albert Einstein łaskawie „pożyczył” to równanie Amerykanom, którzy z kolei za pomocą tego równania (sic!) skonstruowali... bombę atomową. I wierzymy oraz jesteśmy głęboko przekonani, że to wszystko... „czysta prawda”.

Tym samym, podobnie jak inni, Amerykanie winni są... odszkodowanie⁴.

A jaka jest rzeczywistość? Wszystko to, to... „czysty fałsz”! Prócz pieniędzy, oczywiście.

A oto źródłowe (!) dowody powyższego w postaci znanej książki: **„The meaning of Relativity”, Fifth edition Including the Relativistic Theory of the Non-Symmetric Field, by Albert Einstein, Princeton University Press, Copyright 1956, by estate of Albert Einstein**. Tłumaczenie polskie: Albert Einstein – „Istota teorii względności”, PWN, Warszawa 1962.

¹ A. Einstein, „*Annalen der Physik*”, **17**, 132 (1905).

² A. Einstein, „*Annalen der Physik*”, **17**, 549 (1905).

³ A. Einstein, „*Annalen der Physik*”, **17**, 891 (1905).

⁴ W latach 1950-60 Niemcy wypłacili Izraelowi ponad 100 miliardów marek odszkodowania.

Stany Zjednoczone corocznie wypłacają Izraelowi bezzwrotną subwencję w wys. 10 miliardów dolarów.

1. „Szczególna zasada względności”.

Albert Einstein pisze (str. 33): „... prawa przyrody wyglądają jednakowo we wszystkich układach inercjalnych. Twierdzenie to będziemy nazywali szczególną zasadą względności”, koniec cytatu. Powyższe jest plagiatem.

To, że **prawa przyrody** (przez wielu zwane prawami boskimi) są takie same w całym wszechświecie, znane było na długo przed... Einsteinem. Z faktu znanego Starożytnym, że *panta rhei*, nie wywodzili oni jakoby dla różnych poruszających się obiektów i układów obowiązywały różne prawa boskie, czyli różne prawa przyrody. Wręcz przeciwnie.

Obserwowane ruchy planet uważano za złudzenie wynikające z ruchu. Dlatego poszukiwano ogólnego prawa w postaci teorii geo,- oraz heliocentrycznych, i z kolei odpowiednich systemów.

Ponadto, zwykłym oszustwem jest sugestia, że Galileo Galilei, Isaac Newton i inni przyjmowali, że w różnych układach inercjalnych obowiązują różne prawa przyrody.

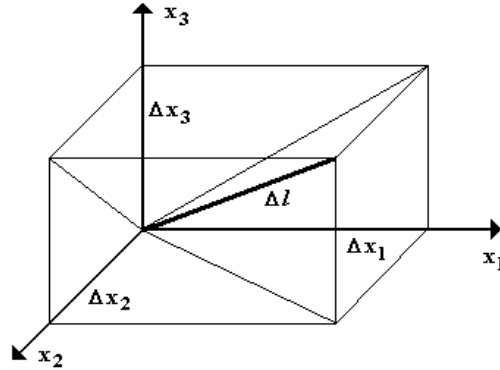
„Czterowymiarowa czasoprzestrzeń”.

Albert Einstein pisze (str. 40): „Zanim bliżej zbadamy warunki określające przekształcenia Lorentza, wprowadzimy jeszcze w miejsce czasu t czas świetlny $l = c \cdot t$. W ten sposób stała c nie będzie jawnie występowała w dalszych wzorach”,

$$\Delta x_1^2 + \Delta x_2^2 + \Delta x_3^2 - \Delta l^2 = 0 \quad (22b) \quad (A.1.)$$

koniec cytatu.

Odcinek Δl w kartezjańskim układzie współrzędnych prostokątnych (Eq. 22b).



Powyższe równanie jest zapisem (według twierdzenia Pitagorasa) przyrostu Δl długości odcinka l , w kartezjańskim układzie współrzędnych prostokątnych. Jest to układ trójwymiarowy, w którym osie układu są wzajemnie prostopadłe. Na rysunku powyżej zaznaczyliśmy także rzuty odcinka Δl na odpowiednie płaszczyzny.

W zapisie (A.1.), $l = c \cdot t$ jest wzorem na odległość l przebytą z prędkością c (prędkość światła *in vacuo*) oraz w czasie t .

I to dokładnie według dobrze znanego wzoru na drogę w ruchu jednostajnym: $s = v \cdot t$.

Ergo: Pan Einstein majaczy twierdząc, że odległość $l = c \cdot t$ jest... „czasem świetlnym”.

Ale zaraz dalej, Pan Albert Einstein przedstawia i proponuje (str.41):

„Na koniec wprowadzimy, za Minkowskim, zamiast rzeczywistej współrzędnej czasowej $l = ct$ współrzędną urojoną $x_4 = il = ict$ ($i = \sqrt{-1}$)”, koniec cytatu

Na podstawie powyższego, równanie (22b) Albert Einstein przepisuje w postaci (str.41):

$$\Delta x_1^2 + \Delta x_2^2 + \Delta x_3^2 + \Delta x_4^2 = 0 \quad (22c) \quad (A.2.)$$

gdzie Pan Einstein „sprytnie” podmienił oznaczenie odległości l na x_4 , „przy okazji” podmiany znaku $(-)$ na $(+)$.

Należy bardzo uważnie prześledzić powyższe i poniższe, ponieważ zapis (22c) przedstawia sobą t.zw. urojoną czterowymiarową czasoprzestrzeń Alberta Einsteina. Czy Minkowskiego?

1. Odległość l , a także jego zmiana Δl , nie jest współrzędną, ani tym bardziej „czasową”. Współrzednymi są x_1 , x_2 oraz x_3 , za pomocą których można wyznaczyć długość odcinka (odległość) l lub zmianę Δl odległości l (patrz: rysunek). Przezywanie odległości $l = c \cdot t$ „rzeczywistą współrzędną czasową” można tłumaczyć tylko... „rzeczywistym urojeniem” (!).
2. Symbol $i = \sqrt{-1}$ wprowadził w 1777 r. **Leonhard Euler** (szwajcarski fizyk i matematyk, twórca wyższej matematyki). Chodziło tu o inne przedstawienie pierwiastka z liczby ujemnej, np:

$$\sqrt{-5} = \sqrt{-1} \cdot \sqrt{5} = i\sqrt{5}$$

3. Bez żadnego uzasadnienia, ale w powołaniu się na kolegę Minkowskiego, A. Einstein podmienia odległość $l = c \cdot t$ na „współrzędną urojoną il ”. Ale za taką „podmianę” uczniowie otrzymują... „pałę”!

Ale założmy, że jest szkolny „dzień barana”, i... kontynuujemy „genialną myśl” Einsteina.

Jeżeli: il zamiast l , to także: $i \Delta l$ zamiast Δl . Z kolei: $(i \Delta l)^2 = i^2 \Delta l^2 = -1 \cdot \Delta l^2 = (-\Delta l^2)$.

Teraz, zgodnie ze wskazaniem Alberta Einsteina, zamiast Δl^2 wstawiamy $(i \Delta l)^2 = -\Delta l^2$ do równania (A.1.), i otrzymujemy:

$$\Delta x_1^2 + \Delta x_2^2 + \Delta x_3^2 - [-(\Delta l)^2] = \Delta x_1^2 + \Delta x_2^2 + \Delta x_3^2 + \Delta l^2 = 0$$

i nie jest to równanie (A.1.)!

Dla tych „kilkulatków”, którzy mają zamiar ukończyć (szczęśliwie!) szkołę podstawową, przedstawiamy:

$$3^2 + 4^2 + 5^2 - 50 = 0$$

I jest to równanie takie jak (A.1.).

Jeżeli teraz przemnożymy tylko liczbę 50 przez $i^2 = -1$, to mamy:

$$3^2 + 4^2 + 5^2 - (i^2) 50 = 9 + 16 + 25 + 50 = 0$$

Według Alberta Einsteina jest to równanie (A.1.). Ale to tylko... urojenie! Ale nie równanie!

Uwaga! Jeżeli $\Delta x_4^2 = i^2 \Delta l^2$ wstawimy do „równania” (A.2.), to otrzymamy równanie (A.1.).

I wydaje się, że wszystko jest w porządku.

A przekręt polega na sugestii, że istnieje coś takiego jak „współrzędna urojona $x_4 = i\mathbf{l} = i\mathbf{ct}$ ” według „równania” (A.2.)! Ale **nie istnieje!** I jest to znany „chwyt” jarmarcznych kuglarzy...

I taki jest właśnie rodowód „czasoprzestrzeni czterowymiarowej”, w której (rzeczywistymi!) odległościami w trzech kierunkach są x_1 , x_2 , x_3 , natomiast w czwartym kierunku jest „współrzędna urojona $x_4 = i\mathbf{l} = i\mathbf{ct}$ ”, że ponownie zacytujemy samego Mistrza... „Miało się te urojenia”!

„Najsłynniejsze równanie wszechczasów”.

W grudniu 1999 r. włoski tygodnik „Gente” opublikował, że w roku 1985 profesorowie Omero Speri oraz Pietro Zorzi odnaleźli w archiwach wyniki badań autorstwa **Olinto De Pretto** z przedmową astronoma Giovanni Schiaparelli, które zostały opublikowane 2 lutego 1904 r. w specjalnym tomiku Królewskiego Instytutu Nauk w Vento. Ale jeszcze wcześniej, bo 29 listopada 1903 r., Olinto De Pretto zaprezentował w tymże Królewskim Instytucie Nauk swoją książkę p.t. „*Hipotezy eteru we wszechświecie*” („Ipotesi dell’etere nella vita dell’universo”), która z kolei była źródłem jego późniejszej publikacji.

Według historyka matematyki Umberto Bartocci, odkrywcą równania $E = mc^2$ nie jest Albert Einstein, lecz właśnie Olinto De Pretto, który w swej książce opisał teorię tego równania¹.

A więc w dwa lata po publicznej prezentacji przez Olinto De Pretto, Albert Einstein opublikował „swoje” (?) równanie $E = mc^2$.

I tutaj ciekawostka. Albert Einstein znał nie tylko język włoski (wychowywał się m.in. w mieście Milano), ale znał niejakiego Michele Besso, z kolei którego wuj był kolegą brata Olinto De Pretto.

O powyższym, polscy czytelnicy mogli się też dowiedzieć z tygodnika **Myśl Polska** („*Einstein plagiatorem?*”, z 5 marca 2000 r.).

Powstają więc zasadnicze pytania: kto właściwie jest autorem i jaki jest sens fizyczny tego równania?

Otóż, na długo **przed** Olinto De Pretto oraz Albertem Einsteinem znane było, że energia całkowita, czyli suma energii kinetycznej (ruchu) oraz energii potencjalnej (położenia) jest proporcjonalna do kwadratu prędkości v ciała o masie m . Notowano to w postaci: $E = mv^2$. Ale, na przykład Francuzi nie używali określenia „energia całkowita”, lecz „*force vitale*” (dosł. tłum.: „żywotna siła”).

Także na bardzo długo przed wymienionymi wyżej Panami wiadano też, że prędkość światła (fali elektromagnetycznej) jest ogromna, i wynosi prawie **300 000 km/s**.

Przyjmując, że obwód Ziemi na równiku wynosi **40 000 km**, to w ciągu niespełna jednej sekundy światło siedmiokrotnie obiegne Ziemię!

Dlatego możemy spokojnie korzystać z telewizji satelitarnej.

Z bardzo wielu doświadczeń wiadano też, że światło ma naturę falową, i jest to fala dokładnie o takich samych cechach jak fala na wodzie. Jest to fala poprzeczna.

Już w końcu XIX wieku austriacki fizyk, psycholog i filozof Ernst Mach (1838-1916) wykazał i opisał, że jeżeli ciało materialne o masie m porusza się z prędkością równą lub większą od prędkości fali w danym ośrodku, to generuje w tym ośrodku falę, zwaną *falą uderzeniową*.

¹ R. Carroll, „Einstein’s $E = mc^2$ „was Italian’s idea” (Einsteinowskie $E = mc^2$ było włoskim pomysłem), *The Guardian*, 11 listopada 1999.

Zastanawiano się więc, czy ciało materialne poruszające się z prędkością światła też wygeneruje... światło? Ale ciało o masie m i poruszające się z prędkością c światła ma energię całkowitą $E = mc^2$ (patrz wyżej wzór na energię całkowitą, czyli „force vitale”).

W roku 1887, Heinrich Rudolf Hertz (fizyk niemiecki, 1857-1894) wykazał doświadczalnie, że promieniowanie elektromagnetyczne (ultrafiolet) ułatwia przeskok iskry elektrycznej. I odwrotnie, w rok później wykazał, że przeskok iskry elektrycznej powoduje emisję promieniowania elektromagnetycznego.

Podobnie, odkrycie przez Röntgena (Wilhelm Konrad, fizyk niemiecki, 1845-1928) promieni X (1895r.), prawie bezpośrednio wskazywało możliwość generacji fal elektromagnetycznych przez poruszające się cząstki materialne.

Dopiero w 1934 r. wprost udowodnił to doświadczalnie fizyk rosyjski Paweł Czerenkow.

A jaka jest energia generowanej świetlnej fali uderzeniowej? Już w 1900 r. rozwiązanie znalazł fizyk niemiecki Max Planck: $E = h\nu$, gdzie: h – stała Plancka, ν – częstotliwość generowanego światła.

A oto einsteinowskie „genialne rozumowanie”.

Na str. (53) w podtytule „Masa i energia” p. Albert Einstein pisze: „Wobraźmy sobie ciało, na które przez pewien czas działa pole elektromagnetyczne”.

A dlaczego przez „pewien czas”? I jaki to czas? I zaraz dalej (str.54):

„Będziemy zakładali, że prawa zachowania pędu i energii ważne są dla tego ciała”.

A to oznacza, że ciało to ma stały pęd $I = mv = \text{const.}$ oraz stałą energię $E = mv^2 = \text{const.}$

Ale takie warunki oznaczają też, że „ciało” to porusza się ze stałą prędkością: $v = \text{constant.}$

Z kolei, p. Einstein przedstawia, że „Przyrosty pędu $\Delta I_x, \Delta I_y, \Delta I_z$, oraz przyrost energii ΔE dane są...”. Pan Einstein głądzi!

Jeżeli ciało zachowuje stały pęd $I = \text{const.}$ oraz stałą energię $E = \text{const.}$, to pęd i energia tego ciała nie zmieniają się! Tym samym nie istnieją „Przyrosty pędu $\Delta I_x, \Delta I_y, \Delta I_z, \dots$ ”.

Można mówić tylko o składowych I_x, I_y, I_z pędu I na trzech osiach kartezjańskiego układu współrzędnych prostokątnych.

Ponadto, wskazywany przez p. Einsteina „przyrost energii ΔE ” nie jest jakkolwiek składową! Także nie jest „przyrostem energii”, ponieważ ciało to zachowuje stałą energię! Zauważmy, ile tu prymitywnych przekrętów!

Po takim „wstępnym przygotowaniu” czytelnika, Pan Albert Einstein uprzejmie przedstawia:

„Wynika stąd zatem, że przyrosty $\Delta I_x, \Delta I_y, \Delta I_z, i\Delta E$ tworzą czterowektor. Opierając się na założeniu, że wielkości przekształcają się tak samo jak ich przyrosty, wnosimy, że zespół czterech wielkości

$$I_x, I_y, I_z, iE \quad (\text{A.3.})$$

posiada również charakter wektorowy”, koniec cytatu (str.54-55).

W powyższym jest kolejny przekręt A. Einsteina.

Najpierw pisał „Przyrosty pędu $\Delta I_x, \Delta I_y, \Delta I_z$, oraz przyrost energii $\Delta E \dots$ ”.

Z kolei, zagadując czytelnika „czterowektorem” dopisał $i = \sqrt{-1}$ przed ΔE oraz E .

A wcześniej już Pan Einstein podmienił odległość $l = ct$ na urojony „czas świetlny $i l$ ” (Eqs A.1. oraz A.2.).

I „jednym tchem” przedstawia: „...wnosimy, że zespół czterech wielkości

$$I_x, I_y, I_z, iE$$

posiada również charakter wektorowy”.

I znowu przekręty.

Primo: dlaczego p. Albert Einstein iE czyli (urojoną) energię E przedstawia równoważnie ze składowymi pędu I_x, I_y, I_z ? To urojona energia iE jest składową pędu I ?
Majaczenia?

Secundo: składowe pędu mają charakter **wektorowy**, ponieważ pęd **jest wektorem**:

$$\vec{p} = m\vec{v},$$

Tertio: energia $E = mv^2$ nie jest wektorem, ponieważ kwadrat prędkości v^2 jest **skalarem**, (tak na wszelki wypadek: masa m też nie jest wektorem!).

Quarto: dokładnie z powyższych właśnie względów „przyrosty $\Delta I_x, \Delta I_y, \Delta I_z, i\Delta E$ nie tworzą czterowektora, i podobnie „zespół czterech wielkości I_x, I_y, I_z, iE ” nie posiada charakteru wektorowego. Ponadto, nie jest to żaden „zespół” (cyrkowy?).

Jednak zaraz dalej (str. 55), powołując się na zapis (A.2.), p. Albert Einstein pisze:

„W przeciwieństwie do dl , wielkość $d\tau$ jest zatem niezmiennikiem, praktycznie równym dl dla ruchów o prędkości małej wobec prędkości światła. Widzimy więc, że

$$u_\sigma = \frac{dx_\sigma}{d\tau} \quad (39)$$

jest, tak samo jak dx_v , wektorem. Wielkość u_v będziemy nazywali czterowymiarowym wektorem (krócej: czterowektorem) prędkości.”.

Widzimy, że ów czterowektor, którego składowe w zwykłych oznaczeniach wynoszą

$$\frac{q_x}{\sqrt{1-q^2}}, \quad \frac{q_y}{\sqrt{1-q^2}}, \quad \frac{q_z}{\sqrt{1-q^2}}, \quad \frac{i}{\sqrt{1-q^2}}, \quad (41) \quad (A.4.)$$

jest jedynym czterowektorem, który można utworzyć z trójwymiarowych składowych prędkości punktu materialnego, określonych wzorami

$$q_x = \frac{dx}{dl}, \quad q_y = \frac{dy}{dl}, \quad q_z = \frac{dz}{dl}.$$

Widzimy zatem, że

$$m \frac{dx_\mu}{d\tau} \quad (42)$$

jest czterowektorem, który należy przyrównać do czterowektora energii-pędu, którego istnienie wykazaliśmy uprzednio. Przyrównując odpowiednie składowe, otrzymujemy w oznaczeniach trójwymiarowych

$$\left. \begin{aligned} I_x &= \frac{mq_x}{\sqrt{1-q^2}}, \\ \cdot &\cdot \cdot \cdot \\ E &= \frac{m}{\sqrt{1-q^2}}. \end{aligned} \right\} \quad (43) \quad (A.5.)$$

Istotnie, przekonujemy się teraz, że dla prędkości małych wobec prędkości światła powyższe składowe pędu (podkr. nasze) odpowiadają składowym mechaniki klasycznej. Dla dużych prędkości pęd wzrasta szybciej niż proporcjonalnie do prędkości i dąży do nieskończoności, kiedy zbliżamy się do prędkości światła.”, koniec długiego cytatu.

Rozpatrzmy uważnie powyższe treści.

Uwzględniając, że $dl = c dt$ oraz $q = \frac{v}{c}$, to q_x , q_y oraz q_z w zapisie (A.4.) mają postać:

$$q_x = \frac{1}{c} \frac{dx}{dt} = \frac{v_x}{c}, \quad q_y = \frac{1}{c} \frac{dy}{dt} = \frac{v_y}{c}, \quad q_z = \frac{1}{c} \frac{dz}{dt} = \frac{v_z}{c},$$

A to oznacza, że pierwsze trzy składowe według zapisu (A.4.) są liczbami niemianowanymi, ponieważ v oraz c są wielkościami tego samego rodzaju: prędkościami.

Ponadto, v_x , v_y oraz v_z są składowymi prędkości v . A czego składową jest

$$\frac{i}{\sqrt{1-q^2}} = \frac{\sqrt{-1}}{\sqrt{1-q^2}}$$

w zapisie (A.4.)? Paranoją Alberta Einsteina¹ !!!

Ponieważ zapis $\sqrt{1-q^2}$ jest liczbą niemianowaną, to tym samym „składowe” (A.4.) nie mają charakteru wielkości fizycznej. Są liczbami niemianowanymi!

Z kolei, „składowe” (A.4.) Pan Einstein przemnożył kolejno przez masę m (Eqs A.5.):

$$\frac{mq_x}{\sqrt{1-q^2}}, \quad \frac{mq_y}{\sqrt{1-q^2}}, \quad \frac{mq_z}{\sqrt{1-q^2}}, \quad \frac{mi}{\sqrt{1-q^2}} \quad (A.6.)$$

co oznacza, że są to „składowe masy” (a istnieją takowe?) o różnych wartościach liczbowych, odpowiednio:

$$m_x, \quad m_y, \quad m_z, \quad m_i$$

Z kolei łatwo zauważyć, że Pan Albert Einstein po kolei **porównuje** składowe **różnych** wielkości fizycznych według zapisu (A.3.) z **różnymi „składowymi mas”** według zapisu (A.6.), i w wyniku otrzymuje zapisy (A.5.).

¹ Jak wiadomo, Albert Einstein leczył się u niejakiego Freuda (Sigmund, 1856-1939), austriackiego neurologa i psychiatry. Już po drugiej wizycie okazało się, że chory jest... Freud!

Tym samym, Albert Einstein wprost porównuje:

1° składowe pędu I_x , I_y , I_z (zapis A.3.) z masami o różnych wartościach liczbowych (zapis A.6.);

2° urojoną energię iE (zapis A.3.) z... urojoną masą (zapis A.6.):

$$iE = \frac{m \cdot i}{\sqrt{1-q^2}}$$

i otrzymuje (ostatni z zapisów A.5.):

$$E = \frac{m}{\sqrt{1-q^2}} \quad (\text{A.7.})$$

który „uczeni w piśmie” ogłosili największym osiągnięciem... *homo sapiens*.

Natomiast Pan Albert Einstein przeżywa to „składową pędu” (patrz komentarz Einsteina do zapisów A.5.).

Ponieważ q_x , q_y , q_z są składowymi q wzdłuż osi x , y , z , to zapis (A.5.) można przedstawić w postaci:

$$\left. \begin{aligned} I &= \frac{mq}{\sqrt{1-q^2}} \\ E &= \frac{m}{\sqrt{1-q^2}} \end{aligned} \right\}$$

Z kolei, z powyższego mamy:

$$I = E \cdot q$$

A ponieważ q jest liczbą niemianowaną, i według „teorii Alberta Einsteina” spełnia warunek: $0 \leq q < 1$, to z kolei spełniony jest warunek: $E \geq m > I$.

Z kolei, powyższe oznacza, że energia E , masa m oraz pęd I to są to takie same wielkości fizyczne, lecz różnią się tylko wartością liczbową:

energia E jest kawałkiem pędu I , który jest kawałkiem masy m .

I tak na przykład, dla $q = 0,5$ znajdujemy, że $E = 1,155 m$ oraz $I = 0,577 m$.

Ale to jest „uczona paranoja”: niemożność rozróżniania podstawowych wielkości fizycznych!

Natomiast, komentując zapisy (A.5.), na str. 57 Pan Einstein przedstawia:

”Stosując ostatnie z równań (43) do cząstki spoczywającej ($q = 0$), widzimy, że energia E_0 ciała spoczywającego jest równa jego masie. Obierając sekundę jako jednostkę czasu, otrzymalibyśmy:

$$E_0 = mc^2 \quad (44), \text{ koniec cytatu.}$$

I taki jest właśnie rodowód „słynnego równania Alberta Einsteina”!

Ale jakim to „cudownym sposobem” można znaleźć $E_0 = mc^2$ z równania (A.7.) dla „sekundy jako jednostki czasu”, jeżeli w równaniu tym czas w ogóle nie występuje?!

Niestety, przykro nam bardzo: **nie można!** Chyba, że $E_0 = mc^2$ „pożyczymy” od... innych.

A ponadto, postać wzorów fizycznych opisujących prawa przyrody zależy od przyjętej jednostki miary? Inne są prawa przyrody dla jednej sekundy, a inne dla jednej godziny?

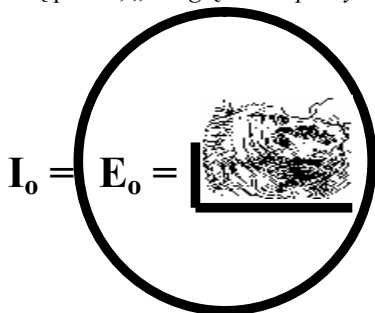
Zauważmy, że dla warunku: $v = 0$, czyli dla: $q = \frac{v}{c} = 0$ ciało o masie m już się nie porusza, i ze „składowych pędu” (A.5.) znajdujemy, że pęd ciała o masie m wynosi zero: $I_0 = 0$.

Natomiast energia E_0 jest taka, że:

$$E_0 = m$$

i – cytujemy samego Mistrza: „widzimy, że energia E_0 ciała spoczywającego jest równa jego masie”, koniec precudownego cytatu.

I niewątpliwie, „energię ciała spoczywającego” można też przedstawić w postaci:



„A wieczny odpoczynek, racz mu dać, Panie”.

Amen.

Ale pozostaje „dręczące pytanie”: $E_0 = m$ czy $E_0 = mc^2$?

Dla „ciała spoczywającego”, oczywiście.

Odpowiedź: $E_0 = m$, jeżeli spoczywa na prawym boku; $E_0 = mc^2$, jeżeli spoczywa na lewym.

2. „Ogólna teoria względności”

T.zw. „znawcy tematu” aż cmokają z zachwyty nad „szczególną teorią względności”. Jednak, w przypadku t.zw. „ogólnej teorii względności” ich cmokanie wręcz przechodzi w... I na przykład, czytamy:

„Czysto geometryczną teorią sił grawitacyjnych jest ogólna teoria względności Einsteina. Jest to teoria bardzo piękna i bardzo spójna wewnętrznie” (Eywind H. Wichman – „Fizyka kwantowa”, PWN, Warszawa 1973, str. 93; tłum. z ang. „Quantum Physics, McGraw-Hill Book Company, New York, 1967).

Otóż, „teoria” (Alberta Einsteina, oczywiście) polega na pokracznym przepisaniu znanego prawa grawitacji Isaaca Newtona oraz znanego wzoru na siłę odśrodkową w ruchu jednostajnym po okręgu.

Natomiast „geometria” polega na wielokrotnym, też wyjątkowo pokracznym przepisywaniu znanego szkolnego wzorku-definicji miary łukowej kąta w radianach. A oto dowody!

Od czasu napisania przez Isaaca Newtona prawa grawitacji (1687 r), ruch planet po krzywej zamkniętej (w pierwszym przybliżeniu po orbitach kołowych) można było wyjaśniać równowagą siły grawitacji (siły dośrodkowej) oraz siły inercjalnej (siły odśrodkowej). I mamy:

$$G \frac{M \cdot m}{R^2} = \frac{m \cdot v^2}{R} \quad (\text{B.1.})$$

W powyższym Albert Einstein przyjął, że M jest masą ciała centralnego, m – masa hipotetycznego (ściśle: urojonego!) fotonu, $v = c$ jest prędkością tegoż właśnie fotonu, który (ponoć) porusza się z prędkością światła c *in vacuo*.

Z powyższego, mamy więc:

$$R = \frac{G \cdot M}{c^2} \quad (\text{B.2.})$$

Tym samym, foton jest einsteinowską planetą. A już dawno wypominaliśmy(!), że właśnie Albert Einstein jest odkrywcą nieznanymi (nawet jemu!) planet!

Z kolei, Albert Einstein zastosował dobrze znany wzór z matematyki, który jest też definicją miary łukowej kąta α w radianach:

$$l = \alpha R \quad (\text{B.3.})$$

gdzie: l – łuk okręgu o promieniu R (Fig. B.1.).

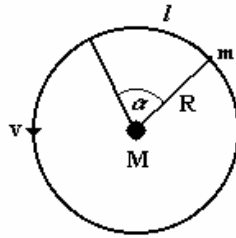


Fig. B.1. Ruch orbitalny cząstki o masie m wokół ciała o masie M według zależności (B.1.), oraz miara łukowa kąta α w radianach według zależności (B.3.).

Pan Einstein zauważył, że jego planeta-foton czterokrotnie¹ obleciał masę M .

Mamy więc: $\alpha = 4(2\pi) = 8\pi$, oraz: $l = 8\pi R$ (wzór B.3.).

Wstawiając powyższe do „wzoru” (B.2.), Pan Albert Einstein znalazł:

$$\frac{l}{M} = \frac{8\pi R}{M} = 8\pi \frac{G}{c^2} = \kappa \quad (\text{B.4.})$$

I Pan Einstein pisze: „Widzimy stąd, że newtonowska stała grawitacyjna G jest związana ze stałą κ , występującą w naszych równaniach pola...” (str. 105-106).

¹ zgodnie ze znany powiedzeniem: “Do trzech razy – sztuka”, a dalej... „czwarty wymiar”.

I pan Einstein konkluduje (str. 108):

*„Jednak jakkolwiek wybralibyśmy układ współrzędnych, nigdy prawa opisujące zachowanie się sztywnych prętów nie będą zgodne z geometrią euklidesową... W tym znaczeniu przestrzeń nie jest euklidesowa, ale **zakrzywiona**”, koniec (przecudownego!) cytatu.*

Zauważmy, że „po drodze” Pan Einstein umyślił jakieś „*prawa opisujące zachowanie się sztywnych prętów*”. A te „prawa” to „zaginanie” promienia **R** w zależności **(B.3.)**, a co zaraz niżej za Panem Einsteinem pokażemy.

I właśnie „zaginania” promienia **R** w zależności **(B.3.)** „*nie będą zgodne z geometrią euklidesową*”, i tutaj jesteśmy całkowicie zgodni z Jego Ekscelemcją Albertem Einsteinem!

Zauważmy też, że nie jest już ważna stała grawitacji **G** Sir Isaaca Newtona, lecz „stała **κ**” Alberta Einsteina. „Ma się te sukcesy”!

I – według urojonych einsteinowców – jest to „*Czysto geometryczna teoria sił grawitacyjnych*”. „*Bardzo piękna i bardzo spójna wewnątrznie.*” (urojone)Amen.

„Promień Wszechświata **a**”.

Po „zgeometryzowaniu” grawitacji za pomocą „*stałej κ*”, Pan Einstein swoim (genialnym!) umysłem ogarnął cały Wszechświat wraz z okolicami.

Otóż, przyglądając się rysunkowi **B.1.** doszedł do (jakże genialnego!) wniosku, że promień **R** okręgu według równania **(B.2.)** wcale nie musi być prosty! Można go zakrzywić! Ale jak? Bardzo proste.

„Sztywny” (prosty) promień **R** „zakrzywić” dokładnie według wzoru **(B.3.)** na łuk **R** okręgu o „sztywnym” (prostym) promieniu **a**:

$$R = \phi \cdot a \quad \leftarrow \quad l = \alpha \cdot R$$

Jednak, ponieważ promień **R** okazał się być dosyć „sztywny”, to Panu Einsteinowi udało się go „zakrzywić” tylko o kąt $\phi = \pi/2$, jak to przedstawiono na rys. **B.2.**

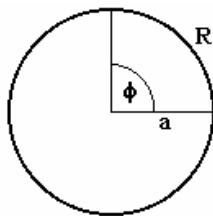


Fig. B.2. Zakrzywiony promień **R** według „teorii” Alberta Einsteina (patrz: **Fig. B.1.**).

W tej, jakże „łatwo-trudnej sytuacji”, mamy (my? czy Pan Einstein?):

$$R = \frac{G \cdot M}{c^2} = \phi \cdot a = \frac{\pi}{2} a \quad (\text{B.5.})$$

Ale ze „wzorku” **(B.4.)**, mamy też:

$$\frac{G}{c^2} = \frac{\kappa}{8\pi}$$

Podstawiając do (B.5.), mamy:

$$R = \frac{G \cdot M}{c^2} = \frac{\kappa}{8\pi} M = \frac{\pi}{2} a \quad (\text{B.6.})$$

Z powyższego, Pan Einstein otrzymuje, triumfalnie przedstawia i pisze (str. 125):

„Zgodnie z drugim równaniem (123) promień Wszechświata a wyraża się przez jego całkowitą masę M przy pomocy wzoru

$$a = \frac{\kappa M}{4\pi^2} \quad (124) \quad (\text{B.7.})$$

Równanie to przejrzysto uwidacznia pełną zależność geometrii przestrzeni od własności fizycznych”, koniec (przecudownego!) cytatu.

W powyższym foton lata w odległości a poza masą M Wszechświata! Czyli w... Niebie!
A skąd Pan Einstein wie, że M to masa Wszechświata?

„Odchylenie promienia świetlnego w kierunku Słońca”.

Po (szczęśliwym!) powrocie z... Nieba(!)¹, Pan Albert Einstein zauważył, że Wszechświat w okolicy Słońca jest trochę mniej „zakrzywiony” niż promień R peryferii Wszechświata (patrz: wzorek B.5.). I to dwukrotnie mniej „zakrzywiony”!
Mamy więc:

$$R = \frac{G \cdot M}{c^2} = \frac{\pi}{4} a \quad (\text{B.8.})$$

a co przedstawiono niżej na rys. B.3.

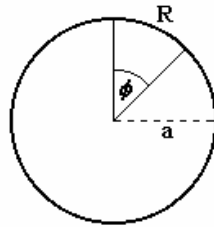


Fig. B.3. Łuk R Wszechświata o promieniu a w pobliżu Słońca.

Ale pozostaje prosty(!) promień a . No to co za problem? No to go... „zakrzywimy”! I mamy:

$$a = \alpha \cdot \Delta \quad (\text{B.9.})$$

a co z kolei przedstawiliśmy poniżej na rys. B.4.).

Wstawiając (B.8.) do (B.9.), oraz uwzględniając wzór (B.2.), znajdujemy:

$$R = \frac{\pi}{4} \cdot a = \frac{\pi}{4} \cdot \alpha \cdot \Delta = \frac{G \cdot M}{c^2}$$

¹ niestety, Pan Einstein nie przekazał żadnych informacji z dyskusji z aniołkami o swojej „teorii względności”.

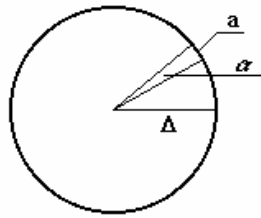


Fig. B.4. „Zakrzywiony *Wszechświata* promień *a*” okręgu o (prostym!) promieniu Δ .

A z powyższego, oraz uwzględniając „stałą κ ” według „wzorku” B.4., mamy:

$$\alpha = \frac{4}{\pi} \frac{GM}{c^2} \frac{1}{\Delta} = \frac{\kappa}{2\pi} \frac{M}{\Delta}$$

A teraz, Pan Albert Einstein odwołuje się do... wyobraźni:

„Jeśli wyobrażymy sobie, że Słońce o masie M jest skupione w początku układu współrzędnych, to promień świetlny biegnący w płaszczyźnie x_1x_3 , równoległe do osi x_3 i w odległości Δ od początku układu, ulegnie odchyleniu w kierunku Słońca o kąt

$$\alpha = \frac{\kappa \cdot M}{2\pi \cdot \Delta} \quad (\text{B.10.})$$

koniec cytatu (str. 109-110).

A także, Pan Einstein wyjaśnia: „Istnienie tego ugięcia, wynoszącego 1,7'' dla Δ równego promieniowi Słońca, zostało potwierdzone ze znaczną dokładnością przez angielską ekspedycję naukową badającą zaćmienie Słońca w 1919 roku... Należy zaznaczyć, że również ten ostatni wniosek teorii nie zależy od wyboru układu współrzędnych”, koniec cytatu.

Znając z innych pomiarów wartość Δ , czyli promień Słońca, z zależności (B.10.) można obliczyć „ugięcie” α , i mamy: $\alpha = 2,70 \cdot 10^{-6} \text{ rad} = 1,55 \cdot 10^{-4} \text{ deg} = 0,56''$

Niestety, jest to wynik trzykrotnie mniejszy od rzekomo „potwierdzonego ze znaczną dokładnością przez angielską ekspedycję naukową badającą zaćmienie Słońca w 1919 roku...”.

Jak wiadomo, Albert Einstein poprawiał swój wzór na „ugięcie promienia świetlnego w pobliżu Słońca”, uzyskując wynik bardzo zbliżony do „potwierdzonego ze znaczną dokładnością przez angielską ekspedycję naukową”.

Sposób wniesienia tej „poprawki” był bardzo prosty. Prawą stronę równania (B.10.) Pan Einstein przemnożył przez 3 (trzy), i... uzyskał wynik:

$$\alpha = 3 \frac{\kappa \cdot M}{2\pi \cdot \Delta} = 8,1 \cdot 10^{-6} \text{ rad} = 4,65 \cdot 10^{-4} \text{ deg} = 1,68'' \approx 1,7''$$

I w ten oto „prosty” sposób, oraz za pomocą jakże skutecznej „metody zaginania prostych promieni okręgu”, pardon! – „sztywnych prętów”, to właśnie Albert Einstein potwierdził wynik otrzymany przez „angielską ekspedycję naukową”, a nie odwrotnie!

Ale, żeby było „całkiem śmiesznie”, to kierownik tej ekspedycji Eddington (Sir Arthur Stanley, 1882-1944) naciągał wyniki pomiarów, których... nie było, ponieważ w czasie zaćmienia Słońca było pochmurno i... padał deszcz (29 maja 1919 r.).

Z zamazanych fotografii „dedukował” wyniki na zgodność... z teorią względności Wielce Szanownego Pana Alberta Einsteina¹! W ramach współpracy... (naukowej, oczywiście).

Oszustwo polega także na ukrywaniu stanu wiedzy i z kolei sugerowaniu „nowych rozwiązań”.

Otóż, według Alberta Einsteina, światło jest zbiorem korpuskuł-fotonów o masach m , które (ponoć!) oddziałują grawitacyjnie (za pomocą „stałej κ ”!) z innymi ciałami materialnymi.

Z tego właśnie względu, foton przelatując w pobliżu Słońca „musi” ulegać odchyleniu w kierunku Słońca. I jak twierdzą „urojeni fizycy”, jest to **jedyne** wyjaśnienie obserwowanego „ugięcia promienia świetlnego w pobliżu Słońca”.

Poświadczają nieprawdę, czyli kłamią! A oto dowód tego.

Jak wiadomo, P.J.C. Jansen zarejestrował spektrum chromosfery Słońca w czasie całkowitego zaćmienia w Indiach w 1868 r. Z kolei, Sir Norman Lockyer analizując to spektrum doszedł do wniosku, że w Słońcu istnieje nieznan na Ziemi pierwiastek, który nazwał *helem* (1868 r.). Warto też zaznaczyć, że w tym czasie wiadome też było, że Słońce składa się głównie z wodoru. A więc Słońce jest w zasadzie ogromną kulą gazową.

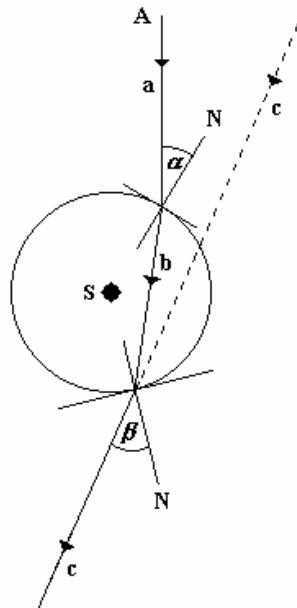


Fig. B.5. Ugięcie (refrakcja) promienia świetlnego przy przejściu przez zewnętrzne, gazowe warstwy Słońca.

¹ C.L. Poor, „The deflection of Light as Observed at Total Solar Eclipses”, *J.Opt.Soc.Amer.*, **20**, 1930.

Znacznie wcześniej, Tycho Brahe (1546-1601) odkrył zjawisko *refrakcji astronomicznej*, polegające na ugięciu promieni świetlnych w gazowej atmosferze Ziemi, co zniekształca wyniki obserwacji i pomiarów (pozorne przesunięcie położenia obserwowanych obiektów pozaziemskich).

Także znany był wzór na załamanie promienia świetlnego na granicy dwu ośrodków, którego niezależnymi autorami są: René Descartes (1595-1650) oraz Willebroid Snell (1591-1626).

Tak więc, na bardzo długo **przed** narodzinami Pana Einsteina (1879), a także Sir Eddingtona (1882), znane było ugięcie promieni świetlnych w atmosferze gazowej.

Na rys. **B.5.** przedstawiono schematycznie przejście światła przez zewnętrzną, gazową warstwę Słońca. Dla uproszczenia opisu przyjmujemy, że warstwa ta ma strukturę jednorodną.

Z odległej gwiazdy **A** światło wchodzi do atmosfery Słońca pod kątem α . Promień świetlny ulega załamaniu **do** normalnej **N**, i przebywa drogę **b** w atmosferze Słońca.

Na granicy atmosfery, światło ulega drugiemu załamaniu **od** normalnej, i wychodzi z atmosfery pod kątem β do normalnej.

W efekcie powyższego, obserwator „widzi” gwiazdę z kierunku **c**, a nie z kierunku **a**.

Tak więc, obserwowane jest przesunięcie położenia gwiazdy w kierunku **od Słońca**.

I to niezależnie od tego, czy Słońce przysłania lub odsłania obserwowaną gwiazdę.

Dla tych dwu sytuacji, rysunek **B.5.** należy obracać w poziomie o kąt π .

„*Black holes*”

Zapis (**B.2.**) określa promień **R** kołowej orbity einstenowskiego fotonu. Jak łatwo zauważyć, wielkość promienia **R** jest prostą funkcją masy **M** ciała centralnego. W przypadku ruchu orbitalnego (urojonego!) fotonu wokół Słońca, promień **R** orbity ma wartość:

$$R = \frac{GM}{c^2} = 1476,7 \text{ [m]} \quad (M - \text{masa Słońca})$$

gdzie **c** jest prędkością orbitalną fotonu.

Tak więc promień orbity fotonu wynosi niecałe półtora kilometra, i jest prawie pół miliona razy mniejszy od promienia... rzeczywistego Słońca. Ale ponoć foton krąży wokół Słońca!

Na podstawie powyższego, Albert Einstein zrobił „wynalazek” w postaci „czarnych dziur”. Otóż, według Pana Einsteina, to poszczególne fragmenty materii o różnych masach **M₁, M₂, ...,** skupione są w objętościach o promieniach **R₁, R₂, ...,** orbit fotonu (**Eq. B.2.**).

Takie skupienia (nie mylić z t.zw „skupieniem myśli”) zwane są „czarnymi dziurami”, które też są materią, ale o niezwykle wielkiej gęstości. I takie na przykład Słońce jest „czarną dziurą” o promieniu nie przekraczającym półtora kilometra!

Podobnie, planeta Ziemia też jest „czarną dziurą” o promieniu:

$$R = \frac{GM}{c^2} = 4,44 \cdot 10^{-3} \text{ [m]} \quad (M - \text{masa Ziemi})$$

czyli o promieniu niecałe... 4,5 milimetra!

Ponieważ „czarne dziury” skupiają ogromne ilości materii w niezwykle małej objętości, to te małe objętości wykazują oddziaływanie grawitacyjne równe oddziaływaniu zwykłej materii o zwykłych rozmiarach. Można więc sobie (nie)wyobrazić, jak wielkie oddziaływanie grawitacyjne wykazuje „czarna dziura”, np. o rozmiarach... Pana Alberta Einsteina. Oddziaływanie takiej „dziury” jest tylko dwa razy mniejsze od oddziaływania grawitacyjnego planety Jowisz o masie $M = 1,91 \cdot 10^{27} \text{ kg}$... (Na Jowisza! Jaki ten Einstein był „silny”!).

Według einsteinowców, materia ulega nie tylko rozproszeniu, ale przede wszystkim skupianiu się w postaci „czarnych dziur”, a co zwane jest „zapadaniem grawitacyjnym”. Z tego właśnie względu, zwykła materia natychmiast, albo jeszcze szybciej, pochłaniana jest przez „czarne dziury”, a które z kolei także przyciągają i pochłaniają mniejsze „czarne dziury”, etc, etc. Te „czarne dziury” są tak bezczelnie żarłoczne, że nawet pochłaniają einsteinowskie fotony (sic!). Tylko nielicznym, co sprytniejszym fotonom udaje się uciec z takiej „czarnej dziury”. Ponoć jest to obserwowane w postaci świecenia niektórych ciał materialnych, np. Słońca (sic!).

I w ten oto prosty sposób Albert Einstein „wyjaśnił” dlaczego Słońce... świeci!

Jak z powyższych rozważań wprost widać, wszystkim tym „nieszczęściom” w postaci „zakrzywień” („przestrzeń nie jest euklidesowa, ale *zakrzywiona*”), „ugięć w pobliżu Słońca”, i nie tylko; „czarnych dziur”, „zapadań grawitacyjnych”, etc, etc, winny jest... einsteinowski foton. A ściślej: orbita R tego fotonu według einsteinowskiej interpretacji zapisu (B.2.):

- promień R orbity einsteinowskiego fotonu (Eq. B.2.) wyznacza wielkość t.zw. „czarnych dziur”. A może jest to... „kosmiczna czarna ospa”?
- „zakrzywienie” (Eq. B.5.) promienia R orbity einsteinowskiego fotonu (Eq. B.2.) daje w wyniku „promień Wszechświata a ” (Eq. B.7.);
- z kolei „zakrzywienie” „promienia Wszechświata a ” (Eq. B.9.) daje w wyniku „ugięcie promienia świetlnego w pobliżu Słońca” (Eq. B.10.);

Uwaga: niektórzy przedstawiają, że tak naprawdę to twórcą „czarnych dziur” jest niejaki Karl

Schwarzschild (1873-1916, ponoć astronom i fizyk niemiecki), który zauważył, że jeżeli przemnoży wzór I. Newtona przez promień R to otrzyma wzór na energię potencjalną:

$$G \frac{Mm}{R^2} \cdot R = G \frac{Mm}{R}$$

Z kolei, pan Karl Schwarzschild przyjął za Jego Ekszelencją Albertem Einsteinem, że latający

z prędkością c (światła!) foton o masie m ma energię kinetyczną: $\frac{1}{2}mc^2$.

Z porównania powyższych dwu wzorków ze sobą, pan Schwarzschild otrzymał:

$$R = 2 \frac{GM}{c^2}$$

co niektórzy przezywają promieniem Schwarzschilda dla „czarnych dziur”.

Jak z powyższego widać, promień R Pana Einsteina jest dwa razy mniejszy od promienia R Pana Schwarzschilda. Ale za to Pan Einstein był (co najmniej!) dwa razy większy od...

„*Ruch peryhelionowy Merkurego*”.

Wzdłuż „promienia Wszechświata **a**” (Eq. B.7.) oraz łukiem po „ugiętym w pobliżu Słońca promieniu świetlnym” (Eq. B.10.), Pan Albert Einstein „wylądował” na pierwszej w kolejności od Słońca planecie, zwaną Merkurem. I czytamy (str. 113):

„Najważniejszym wnioskiem, jaki możemy stąd wyciągnąć, jest stwierdzenie istnienia obrotu elipsy, będącej orbitą planety, zachodzącego w tym samym kierunku co ruch planety i wynoszącego

$$\frac{24\pi^3 a^2}{(1-e^2)c^2 T^2} \quad (113) \quad (\text{B.11.})$$

radianów na jeden obrót planety dookoła Słońca.

Oznaczenia są następujące:

a = wielka półoś orbity w centymetrach; **e** = mimośród; **c** = $3 \cdot 10^{10}$ cm/sek – prędkość światła w próżni; **T** = okres obrotu planety w sekundach.

W ten sposób wyjaśniliśmy znany od stu lat (Leverrier) ruch peryhelionowy Merkurego, z którym astronomia teoretyczna nie mogła sobie poradzić do tej pory”, koniec (przecudownego!) cytatu.

Zauważmy, że powyższy zapis **nie jest** równaniem! To, co to jest? „Metoda Einsteina”!

Zapis ten można próbować przedstawić w postaci równania:

$$\frac{\alpha}{2\pi} = \frac{12\pi^2 a^2}{(1-e^2)c^2 T^2} \quad (\text{B.12.})$$

czyli: **α** radianów na jeden obieg (**2π radianów**) planety dookoła Słońca.

W liczniku zapisu (B.12.) występuje kwadrat długości **kołowej orbity** Merkurego, w ilości sztuk 3 („do trzech razy sztuka”?):

$$12\pi^2 a^2 = 3(2\pi a)^2$$

Średnia wartość prędkości orbitalnej **v** oraz czas obiegu **T** wyznaczają promień **a** kołowej orbity danej planety, w tym także Merkurego: **vT = 2π a**.

Wobec tego, zależność (B.12.) przyjmuje postać:

$$\frac{\alpha}{2\pi} = \frac{3(vT)^2}{(1-e^2) \cdot (cT)^2} = \frac{3}{(1-e^2)} \left(\frac{v}{c} \right)^2 \quad (\text{B.12.a})$$

Podobne znaczenie ma zapis w mianowniku: **cT = 2πR**, i jest to orbita o promieniu **R** einsteinowskiej planety-fotonu (Eq. B.2.), ponieważ **c** jest prędkością światła *in vacuo*. Możemy więc napisać:

$$\frac{\alpha}{2\pi} = \frac{3(2\pi a)^2}{(1-e^2) \cdot (2\pi R)^2} = \frac{3}{(1-e^2)} \left(\frac{a}{R} \right)^2 \quad (\text{B.12.b})$$

Z kolei, z powyższych dwu zależności, mamy:

$$\frac{v}{c} = \frac{a}{R} \quad (\text{B.13.})$$

co oznacza, że „*wielka półość orbity w centymetrach*” planety Merkury (oczywiście!) jest tyle razy mniejsza od „*wielkiej półosi orbity w centymetrach*” R planety-foton (oczywiście!), ile razy jest mniejsza prędkość orbitalna v planety Merkury od prędkości orbitalnej c ... fotonu! Poważnie?

Zauważmy też, że w tym przypadku(!) promień R orbity planety-fotonu ma wartość:

$$R = \frac{cT}{2\pi} = 3,63 \cdot 10^{14} \text{ m}$$

Natomiast średnia odległość Merkurego od Słońca wynosi: $a = 57,9 \cdot 10^9 \text{ m}$.

Oznacza to, że promień R orbity einsteinowskiego fotonu-planety jest około sześć tysięcy razy większy od średniej odległości a planety Merkury od Słońca.

A to oznacza, że planeta-foton krąży daleko poza Układem Słonecznym! Poważnie?

Starożytni już wiedzieli, że dla wszystkich znanych im planet układu słonecznego występuje ekscentryczność orbit kołowych.

Dlatego, według systemu heliocentrycznego Mikołaja Kopernika z Torunia, Słońce znajduje się w punkcie S , a nie w punkcie O kołowej orbity danej planety (**Fig. B.6.**).

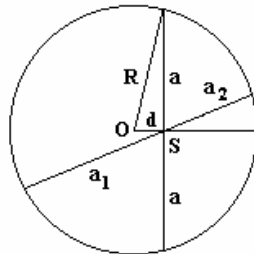


Fig. B.6. Ekscentryczność okręgu o promieniu R .

Podobnie jak w przypadku „*promienia Wszechświata a* ” oraz „*odchylenia promienia świetlnego w kierunku Słońca*”, tak i w przypadku „*ruchu peryhelionowego Merkurego*”, Albert Einstein korzystał z ogólnie znanych wzorów planimetrii (euklidesowej!).

I na przykład, cytujemy¹ (str. 70):

„Jeżeli przez punkt leżący wewnątrz okręgu poprowadzone są cięciwy, to iloczyn odcinków każdej cięciwy jest stały i równa się kwadratowi połowy cięciwy prostopadłej do średnicy przechodzącej przez dany punkt”.

¹ Władysław Wojtowicz – TABLICE MATEMATYCZNO-FIZYCZNE CZTEROCYFROWE, Warszawa 1970, Państwowe Zakłady Wydawnictw Szkolnych.

Wobec tego, mamy:

$$\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{a}_2 = \mathbf{a} \cdot \mathbf{a} = \mathbf{a}^2 = \mathbf{R}^2 - \mathbf{d}^2 = \mathbf{R}^2(1 - \mathbf{e}^2)$$

gdzie: $\mathbf{e} = \frac{\mathbf{d}}{\mathbf{R}}$ zwane jest mimośrodem okręgu o promieniu $\mathbf{R}$.

Uwzględniając rys. (B.7.), mamy także:

$$\mathbf{SA} \cdot \mathbf{SP} = \mathbf{a}^2 = \mathbf{R}^2(1 - \mathbf{e}^2) \quad (\text{B.14.})$$

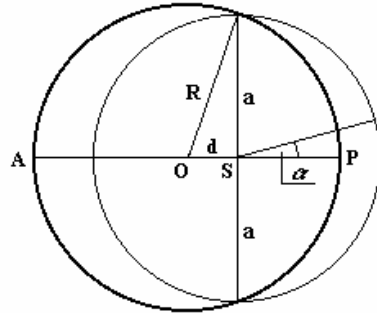


Fig. B.7. „Ruch peryhelionowy” orbity o promieniu $\mathbf{a}$ planety Merkury.

Z kolei, przy obliczaniu wielkości „ruchu peryhelionowego”, Albert Einstein korzystał ze znanego w geometrii (euklidesowej!) wzoru na pole $\mathbf{S}$ wycinka kołowego:

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2} \alpha \cdot \mathbf{a}^2 \quad (\text{B.15.})$$

gdzie α jest miarą łukową kąta środkowego okręgu o promieniu $\mathbf{a}$.

Wstawiając do powyższego zależność (B.14.), znajdujemy:

$$\mathbf{S}_R = \frac{1}{2} \alpha \cdot \mathbf{a}^2 = \frac{1}{2} \alpha \mathbf{R}^2(1 - \mathbf{e}^2) = \frac{1}{2} \alpha \frac{(1 - \mathbf{e}^2) \mathbf{c}^2 \mathbf{T}^2}{4\pi^2} \quad (\mathbf{cT} = 2\pi\mathbf{R})$$

Natomiast, w przypadku pełnego obiegu po orbicie o promieniu $\mathbf{a}$, mamy:

$$\mathbf{S}_a = \frac{1}{2} 2\pi \mathbf{a}^2 = \pi \cdot \mathbf{a}^2$$

ponieważ: $\alpha = 2\pi$ radianów.

Ponadto, Albert Einstein przyjął, że: $3\mathbf{S}_R = \mathbf{S}_a$. Wobec tego, mamy:

$$3\pi \mathbf{a}^2 = \frac{1}{2} \alpha \frac{(1 - \mathbf{e}^2) \mathbf{c}^2 \mathbf{T}^2}{4\pi^2}$$

A z powyższego:

$$\frac{\alpha}{2\pi} = \frac{12\pi^2 a^2}{(1-e^2)c^2 T^2}$$

czyli równanie (B.12.), czyli bardzo dokładnie zapis (B.11.) podany osobiście przez Alberta Einsteina.

Z powyższych rozważań wprost wynika, że zapis (B.11.) zawiera w sobie Alberta Einsteina „wiekopomne odkrycie” w postaci „planety-fotonu” (Eq. B.2.), a orbicie o promieniu R tej „planety” przypisał mimośród okręgu e (ekscentryczność okręgu znaną już Starożytnym!).

Z kolei, kąt środkowy α wycinka kołowego okręgu o promieniu a według szkolnego wzoru (B.15.), Pan Albert Einstein (dosłownie!) przeżywa „*ruchem peryhelionowym Merkurego*”.

Ponadto, (według Alberta Einsteina – „astronoma wszechczasów”, oczywiście) orbita o promieniu a planety Merkury **nie jest** ekscentrycznym okręgiem!

Ale to bardzo dokładnie nie jest prawdziwe! „Tym gorzej dla... astronomii”!

Zauważmy też, że wszędzie i zawsze Pan Einstein korzystał z elementarnej geometrii Euklidesa, gładząc jednocześnie, że „*przestrzeń nie jest euklidesowa, ale zakrzywiona*”.

Powyższe może byłoby śmieszne, gdyby nie było żałośnie żalosne Pana Alberta Einsteina „*wyjaśnienie ruchu peryhelionowego Merkurego, z którym astronomia teoretyczna nie mogła sobie poradzić do tej pory*”.

I na tym (nie)kończymy¹...

Ktoś (naiwny!) może powiedzieć, że „teorie Alberta Einsteina” to zwykle przekręty... Jeżeli tak, to dlaczego i w jakim celu „uczni w piśmie” wmawiają nam i naszym dzieciom (i za nasze pieniądze!) zwykle oszustwa?

Częściowa odpowiedź znana już była wiele wieków wcześniej:

*„Biada wam uczeni w piśmie i faryzeusze, obłudnicy,
że podobni jesteście do grobów pobielanych,
które na zewnątrz wyglądają pięknie;
lecz wewnątrz pełne są kości trupich i wszelkiego plugastwa”.*
(z Ewangelii według św. Mateusza, XXIII,27)

Jednak, „CAŁA PRAWDA” – niestety – jest bardziej ponura:

Ściśle tajne/poufne!

**Manipulując kulturą, oświatą, nauką –
skutecznie ujarzmiasz i niszczysz narody oraz państwa!**

¹ Janusz B. Kępka – *Fizyka urojona*, Warszawa 2001.

Natomiast „uczeni w piśmie i faryzeusze” stosują tu różne metody.

Na przykład:

Albert Einstein prowadzi w konkursie na niemiecką osobowość wszech czasów, zorganizowanym przez telewizję publiczną ZDF.

Na twórcę teorii względności głosowało najwięcej widzów.

Do finału konkursu weszli, oprócz światowej sławy fizyka, Willy Brandt, Konrad Adenauer, Otto Bismarck, Jan Gutenberg, Marcin Luter, Jan Sebastian Bach, Johann Wolfgang Goethe.

Wpisanie do konkursu Wolfganga Amadeusza Mozarta wzbudziło protest Austriaków.

Na liście kandydatów do tytułu Niemca wszech czasów znajdował się także Mikołaj Kopernik”. (PAP, 8 listopada 2003 r.).

Pod koniec listopada dowiedzieliśmy się o wyniku „konkursu na niemiecką osobowość wszech czasów”:

1. Konrad Adenauer

2. Martin Luther

3. Karol Marks (na Karola Marksa głosowało ponad pół miliona osób!).

Tak było w Niemczech Roku Pańskiego 2003.

Jednak niezadługo dowiemy się, że Albert Einstein wygrał konkurs na...

„chińską osobowość wszech czasów”.

A to z kolei może wyjaśniać, dlaczego znacznie wcześniej Mao-Tse-Tung... zmarł. Ze śmiechu, oczywiście.

Jak wiadomo, „geniusz wszech czasów Albert Einstein” poprawiając prawa przyrody, miał na celu poprawianie samego... (dobrego!) Pana Boga!

1. jako przeciwnik rachunku prawdopodobieństwa (probabilistyki), pisał do Nielsa Bohra: „*Nie wierzę, że Bóg zajmuje się grą w kości*”. My też nie wierzymy! Ale...

2. jak to wyżej wskazaliśmy (inni udowodnili!), Sir Artur Stanley sfalszował wyniki badań obserwacji zaćmienia Słońca w dniu 29 maja 1919 r.

I ogłoszono, że eksperyment potwierdza teorię Einsteina!

Chwaląc się powyższym, w Berlinie Albert Einstein publicznie pokazał studentce Ilse Rosenthal depeszę z wiadomością, że obserwacje potwierdzają jego teorię.

Wtedy studentka zapytała go, co by zrobił, gdyby obserwacje nie potwierdziły jego teorii?

Odpowiedź Einsteina: „*Da könnt mir halt der liebe Gott leid tun, die Theorie stimmt doch*”, „*Byłoby mi żal dobrego Boga, bo teoria jest w porządku*”.

Tym samym, dzięki przekrętom Sir Artura Stanleya – Bozia została... uratowana!

Od tego właśnie czasu, główne zajęcie „dobrego Boga” to poprawianie stworzonego przez siebie (tego, i tamtego też!) świata, „na wzór i podobieństwo teorii Alberta Einsteina”!

(kompletne) Amen.

Często w t.zw. „literaturze przedmiotu” podnosi się też zasługi Alberta Einsteina na polu „walki o pokój”.

Rzeczywiście. W 1939 r., Albert Einstein ponoć wystosował list do prezydenta Roosevelta, przedstawiając konieczność rozpoczęcia badań nad budową... bomb atomowych.

Niestety, jako kompletny ignorant laboratoryjny, nie brał udziału w tego rodzaju badaniach. Ale, „pożyczył”(?)... $E = mc^2$.

Jak niektórym (nie)wiadomo, Jego Ekszelencja Albert Einstein „obalił” też niejakiego Sherlocka Holmesa, i pisał (Einstein, oczywiście, a nie Holmes):



„Prawie w każdej powieści kryminalnej nadchodzi moment, kiedy detektyw zna już wszystkie potrzebne mu fakty. Często wydają mu się one zadziwiające, nieuporządkowane, nie powiązane ze sobą. Wielki detektyw decyduje jednak, że nie potrzeba mu już dalszych materiałów, że samo myślenie może mu odkryć związki między zebranymi faktami.

Detektyw gra na skrzypcach albo, siedząc wygodnie w fotelu, rozkoszuje się fajką, gdy nagle – na Jowisza! – te związki stają się oczywiste...”

A. Einstein

Jak wiadomo, Albert Einstein grał na skrzypcach, a wtedy bliżsi i dalsi uciekali w popłochu „gdzie pieprz rośnie”.

Prócz relacji bezpośrednio doświadczonych „poetycką grą Einsteina na skrzypcach”, wystarczy zasięgnąć opinii na okoliczność możliwości gry na skrzypcach w przypadku choroby zwanej... dysleksją i dysgrafią (med., psych. – *zaburzenia w czytaniu i pisaniu*).

A zdjęcia Alberta Einsteina z fajką, to... (przebrany) Sherlock Holmes?

A „teorie” Alberta Einsteina to... opowieści (auto)kryminalne?

I ponownie zacytujemy samego Mistrza: „... – na Jowisza! – te związki stają się oczywiste”.

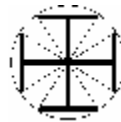


„... i spraw, abym nie musiał względnie ewoluować na wzór i podobieństwo...”

A.



TEORIA BARANA



1. Według matematyków zero (0) przedstawia sobą t.zw. „zbiór pusty”, w którym nic nie ma. Jednocześnie, matematycy piszą:

$$0 - (-1) = (+1)$$

Powyższe wprost oznacza: do „pustego” (0) sięgamy po (-1) i otrzymujemy... $(+1)$.

W realnym i materialnym świecie doczesnym, powyższemu odpowiada następujące: do pustego kapelusza (nie mylić z „pustą głową”) sięgamy po... żabę (-1) i wyciągamy... bociana $(+1)$.

A podobno „z pustego to sam Salomon nie naleje...”.

Oczywiście i słusznie, ponieważ Salomon **nie był** matematykiem!

2. Według matematyków można dzielić przez siebie liczby **różnych** znaków, na przykład:

$$\frac{(+20)}{(-4)} = (-5)$$

i **zawsze** otrzymuje się w wyniku **liczbę ujemną**.

W realnym i materialnym świecie doczesnym, powyższemu odpowiada następujące.

Na jednym pastwisku jest dwadzieścia krów $(+20)$.

Na drugim pastwisku są cztery barany (-4) .

Pytanie matematyków brzmi: ile razy stado baranów mieści się w stadzie krów?

Dzieląc dwadzieścia krów przez czterech baranów, otrzymujemy pięć... baranów!

I w ten oto „prosty” sposób ilość baranów wzrosła o... jednego. Witamy i gratulacje!

Podobnie matematycy wywodzą, że istnieje mnożenie liczb przeciwnego znaku, i **zawsze** w wyniku otrzymujemy liczbę ujemną.

Rzeczywiście, zwiłokrotniając dwadzieścia krów $(+20)$ przez cztery barany (-4) otrzymujemy zwiłokrotnione stado... baranów, a to z tego prostego względu, że każda krowa **zbaraniała czterokrotnie** na widok czterech baranów, a co możemy zanotować w postaci:

$$(+20) \times (-4) = (-80)$$

I w ten oto sposób pojawia się osiemdziesiąt... baranów! Witamy i gratulacje!

Z powyższego wynika jakże prosty i oczywisty wniosek (matematyczny, oczywiście):

ilość baranów rośnie w zastraszającym tempie!

A co widać nawet „gołym okiem”.

Ale barany mogą rozmnażać się w... krowy: $(-1) \times (-1) = (+1)$.

Tak więc, wynikiem krzyżowania się baranów jest... cielęcina!

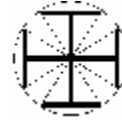
I mamy: porcja cielęciny z... baraniny!

Ale tej właściwości nie mają krowy: $(+1) \times (+1) = (+1)$.

Z powyższego wynika jakże ważne znaczenie „pochodzenia społecznego” oraz „nierówność ras”: cielę nierówne... cielęcinie! A „pochodzenie” z... baraniny!

A co z dumą wielu wskazuje (także na siebie!)... Słusznie i zasadnie.

B.

**MAŁPI GAJ TO NIE RAJ!**

Dawno, dawno temu, w czasie wykonywania t.zw. „obowiązków” dwie małpy spadły z drzewa, wraz z jabłkiem. A to z tego względu, że jedna małpa trzymała się jabłka, zamiast trzymać się gałęzi.

Był to upadek dosyć szczególny, ponieważ spowodował nie tylko zmiany fizyczne (niewielkie), lecz także (znaczne) zmiany w t.zw. „sferze emocjonalno-intelektualnej”.

Z tych też względów, małpy te nie były w stanie powrócić na drzewo („renta upadowa”).

Dla odróżnienia od innych, małpy te oraz ich mniej lub bardziej udane potomstwo zwane są *homo sapiens*.



Jednym z wielu efektów powyższego upadku jest nie tylko migrena (napadowe bóle głowy oraz podrażnienie układu wzrokowego w postaci rozbłysków), lecz także halucynacje w postaci t.zw. „odkryć naukowych” (ponoć wielkość „zmian upadowych” mózgu jest miarą „inteligencji” oraz „rozbłysków genialności” *homo sapiens*).

I tak na przykład, dopiero w wiele tysięcy lat po upadku, *homo sapiens* uprzytomniło sobie, a raczej przypomniało sobie, że mimo różnicy „tuszy” obydwie małpy razem spadły z tej samej gałęzi i razem upadły pod drzewo (wraz z jabłkiem, oczywiście).

Rys. Szymon Kobyliński.

Powyższe znane jest jako „dynamika Galileo Galilei”: różne ciała mają różne ciężary, ale spadają jednakowo szybko.

Ale nie jest to „odkrycie” Galileo Galilei, ponieważ od pomocników murarzy dowiedział się on, że jedna lub dwie, a nawet trzy cegły spadają jednakowo szybko (na głowę majstra, niestety!). Tylko „efekt spadania” jest bardzo różny...

Z kolei „efekt” ten, *homo sapiens* uogólniło w postaci... „II zasady dynamiki Isaaca Newtona”.

Ale wszystkie małpy (i nie tylko!) doskonale wiedzą, że im bardziej, czyli im mocniej zamachnie się, tym dalej rzuci patykiem.

A także, im dalej dana gałąź, tym silniej trzeba się odbić...

A także, im bardziej śwędzi, tym większa ochota drapania...

Zgodnie z II zasadą dynamiki...

Z powyższego wynika jakże optymistyczny wniosek: powoli, bo powoli, ale w sposób dosyć widoczny, chociaż nie bez oporów, *homo sapiens* wraca do... rozumu.

Małpiego, oczywiście!

Gratulacje, i oby tak dalej!

C.

Globalne ogłupianie (się) narodów

Od dzieciństwa wbijane jest nam przekonanie: „jacy to jesteśmy mądrzy”. Posyłani jesteśmy do różnych szkół, aby być jeszcze bardziej mądrzy! I tak na przykład, w szkółce podstawowej uczymy się czytać, pisać, a nawet rachować!

Kawałkami, i najczęściej w przekładzie innych „geniuszy”, dowiadujemy się o t.zw. „dorobku ludzkości”, na przykład w postaci „Iliady”, którą ponoć napisał niejaki Homer. Dowiadujemy się też, że żył swego czasu maniakałny podpalacz i bandyta zwany żartobliwie Neronem. Ponadto, wyróżniał się on (Neron, oczywiście) tym, że był wzorcowo głupi, i dlatego był cesarzem rzymskim!

A to z kolei (ponoć) wyjaśnia dlaczego Imperium Rzymskie... padło!

A jaka jest prawda?

Otóż, Homer **nie napisał** „Iliady”, ani też „Odyssei”, ponieważ nie potrafił... pisać, ponieważ był... niewidomy!

Ale... opowiedział to, co wcześniej słyszał od innych. A co z kolei jeszcze inni zapisali.

Natomiast Neron był wyróżniającym się cesarzem z tego właśnie względu, że był niezwykle inteligentny, wszechstronnie uzdolniony i wykształcony¹.

Falszywie oskarżany o spalenie Rzymu, Neron sprytnie skierował podejrzenia na chrześcijan. Z kolei, Rzym padł nie tyle z głupoty cesarzy, co z głupoty Senatu oraz kolejnej zarazy...

A tak, przy okazji. Z podręczników szkolnych dowiadujemy się też, że niejaki Mikołaj Kopernik z Torunia był tylko i wyłącznie genialnym astronomem, a jego głównym i jedynym zajęciem było „obalanie” niejakiego ś.p. Klaudiusza Ptolemeusza.

W rzeczywistości, Mikołaj Kopernik za żywota swego, mniej lub bardziej pocziwego, znany był jako skuteczny... lekarz.

A była to profesja niezwykle ceniona, ponieważ Europę nawiedzały kolejne epidemie „chorób różnych”. A po kolejnym przejściu takiej czy innej „zarazy”, na wielkich obszarach Europy pozostawał... co drugi t.zw. Europejczyk. Obolały i „ciężko przestraszony”.

W czasie wojny polsko-krzyżackiej (1519-21) fortyfikował Olsztyn i kierował jego obroną.

Kopernik znany też był jako... ekonomista². To on jest autorem podstawowego prawa ekonomii i finansów: „**Zły pieniądz wypiera dobry pieniądz**”, a co jest zupełnie niezrozumiałe dla współczesnych „ekonomicznych geniuszy” co gładzą o t.zw. inflacji, itp.

Ponadto, polscy „uczeni w piśmie” opowiadają, że Mikołaj Kopernik jest autorem i twórcą „teorii heliocentrycznej”. Poważnie?

Otóż, autorem i twórcą tej teorii był (i jest!) niejaki Arystarch z Samos, który żył (mniej lub bardziej szczęśliwie) około trzystu lat przed narodzinami Jezusa, a którego...

Natomiast prawda jest taka, że Nicolaus Copernicus jest twórcą i autorem **systemu heliocentrycznego**, ze wskazaniem właśnie **teorii heliocentrycznej** Arystarcha z Samos!

¹ niejaki Henryk Sienkiewicz niezwykle obszernie i zuchwale nakłamał o Neronie w swej książce „Quo vadis?”. I w nagrodę otrzymał... Nagrodę Nobla!

² w 1526 r. wydał traktat *Monetae cudendae ratio* (O monecie).

To właśnie Martin Luther publicznie i niezwykle hałaśliwie postawił zarzut, że Nicolaus Copernicus jest... oszustem i szaleńcem („ten szalony Copernicus!”), ponieważ... „ukradł” biblijnego bohatera (to Jozue „wstrzymał Słońce”, a nie Kopernik)¹.

To, że Martin Luther poświadcza nieprawdę na okoliczność Kopernika, zauważył i podniósł też publicznie znany astronom Johannes Kepler.

Szczególną rolę oświaty (a tym samym nauki) doceniali już Starożytni, i inni... I tak na przykład, w 1798 r. Napoleon Bonaparte w wojennej wyprawie do Egiptu (na piechotę, a co w owych czasach było raczej przedsięwzięciem na ogół „w jedną stronę”, patrz także wyprawa na Moskwę) zabrał ze sobą pokaźny orszak „uczonych w piśmie” w ilości 150 sztuk. Po co? A m.in. po to, żeby uczestnik tej wyprawy V.D. Denon pierwszy rozpoczął badania archeologiczne w Egipcie.

W owych czasach, w niezwykle ostrej rywalizacji między Anglią a Francją stawiano na rozwój „nauk różnych”, co wprost dawało przewagę nad przeciwnikiem. Jeżeli więc we Francji zrobiono jakiś „wynalazek”, to natychmiast (albo jeszcze szybciej) w Anglii robiono kolejny „wynalazek”, albo (na wszelki wypadek) dwa! I odwrotnie.

Adolf Hitler zaatakował zbrojnie w głębokim przekonaniu, że ma najlepsze zaplecze naukowo-techniczne, a stąd ma zdecydowaną przewagę techniczną nad przeciwnikami. W chwili wybuchu II Wojny Światowej, uczeni niemieccy byli dosłownie „o włos” od zbudowania... bomby atomowej. Ale przemądrzali doradcy i generałowie zablokowali tego rodzaju prace.

Ale nie docenili Rosjan, i dlatego największą bitwę pancerną (i nie tylko) II Wojny Światowej wygrali... Rosjanie. A tym samym, Adolf Hitler przegrał II Wojnę Światową!

Ale i Rosjanie ponieśli klęskę.

T.zw. „cicha propaganda” oraz „zaufani doradcy” podszeptowali, że niepoważne są badania nad bombą atomową: strata czasu oraz cennych materiałów.

Gdy takie bomby spadły na Hiroszimę i Nagasaki, Stalin dostał „ataku serca” i poprzysiągł „słodką zemstę” swoim „uczonym doradcom”, a co zrealizował z wrodzoną sobie genialnością i skutecznością.

Dlatego pierwszym kosmonautą był Jurij Gagarin, a nawet pies rosyjski płci żeńskiej...

Z ZSSR Stalina, a następnie z Rosji (już nie Stalina) zaczęto systematycznie przepędzać „doradców”, którzy uciekali przez Polskę do Izraela, a w której to Polsce – dla wspomnienia „wypędzanym” – w 1990 r. zorganizowano słynną jednostkę specjalną GROM.

Inne kraje Europy odmówiły pomocy przepędzanym...

A jak obecnie wygląda konkretna realizacja „globalnego rozwoju oświaty i nauki”?

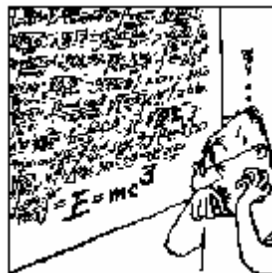
1^o należy umieścić „naszych” we wszystkich możliwych miejscach, od przedszkola do uniwersytetów i ministerstw nauk i sztuk różnych włącznie, a nawet jeszcze dalej.

Wydaje się to być dość trudne i powolne. Jednak w miarę przybywania „naszych”, jeden drugiego „opiniuje i awansuje”, i w niedługim czasie „nasi są wszędzie”.

¹ Izraelita Jozue, wg Starego Testamentu (Ks. Jozuego, 10, 12-14) następca Mojżesza oraz zdobywca „ziemi obiecanej”, w bitwie z Gabaonitami wstrzymał Słońce i Księżyc, by zgodnie z proroctwem pokonać wrogów przed zapadnięciem nocy. „**I stanęło słońce i księżyc, aż się pomścił lud nad nieprzyjaciółmi swymi; nie było przedtem ani potem tak długiego dnia**”.

Ten właśnie wątek służył jako koronny argument przeciwko systemowi Mikołaja Kopernika (1473-1543), a także znacznie wcześniejszej teorii Arystarcha z Samos (ok. 320- ok. 250 przed Chr.).

- 2° należy wspierać „rodzimych idiotów”. Im większy kretyn, tym silniejsze dla niego wsparcie i tym większe jego szanse na stanowisko... dyrektora instytutu naukowego. Już on sam dokładnie przypilnuje, aby jakiś geniusz „nie wychylił się”. Ponadto, będzie otaczał się... jeszcze głępszymi od siebie.



Rys. Szymon Kobyliński

- 3° tworzyć stanowiska, tytuły i stopnie naukowe w możliwie największych ilościach. Przypisać im przywilej „mądrości absolutnej”.
- 4° wydawnictwa oraz t.zw. media mają być dokładnie w „naszych rękach”.
- 5° po przyznaniu sobie odpowiednich stanowisk i tytułów, wdrażać „najnowsze osiągnięcia nauki i techniki”. Dokładnie według poniższego scenariusza.

Jerzy Wolanin, Komendant Szkoły Głównej Służby Pożarniczej „super-mocarstwa” Europy Środkowej, najpierw habilitował się cudzymi osiągnięciami. Następnie, siłą przejął badania naukowe, których nie był autorem, ale za to wziął pieniądze! (z „kasy państwowej”!). Od handlarzy kupił kamerę termowizyjną, dawno już uznaną za przestarzałą szmelc. Kazał napisać sprawozdanie z „badań naukowych”, których... nie było(!), a „nasi” to zatwierdzili. Z kolei, inny „kolega po fachu” ogłosił¹, że za pomocą tej kamery jest w stanie wykryć wszystko i wszędzie. Nawet dziecko przysypane piachem. Jednak nie wykryto dziecka przy pomocy tej kamery. Ale wieśniacy wykryli przy pomocy... psa podwórkowego. Ale było już za późno...

Dziecko zapłaciło życiem za głupotę, także oszustwo(!) „uczonych strażaków”².

Za „wybitne zasługi”, Prezydent III R.P. Al. Kwaśniewski obydwu mianował... generałami. Mając takie wsparcie, „uczenni generałowie-strażacy” ogłosili, że kamera ta doskonale nadaje się do wykrywania przysypanych ludzi, nawet pod gruzami zawalonych domów. I pojechali... „ratować” Turków po słynnym i tragicznym trzęsieniu ziemi. I znów nie wykryli!... Przegnano więc „uczonych strażaków”. Z Turcji do... Polski.

Czytający powyższe powinien mieć pełną świadomość tego, że pewnego dnia on, lub jego dziecko, zapłaci własnym życiem za zbrodnicze oszustwa prezydentów III R.P. oraz „uczonych strażaków”.

Tak jak inni już zapłacili! I następni – niestety – zapłacą!

Amen.

¹ Grosset R. – „Zalety termowizji”, „Przegląd Pożarniczy” 1995, nr 8, str. 18.

² w rzeczywistości, dziecko zapłaciło życiem za dywersję i sabotaż Jerzego Wolanina, Komendanta Szkoły Głównej Służby Pożarniczej w Warszawie, który ukrył wcześniej wykonane badania naukowe, a które wprost wskazywały i dowodziły, że tego rodzaju kamery są zupełnie bezużyteczne w akcjach poszukiwawczych. Także ukrył badania wskazujące możliwość wczesnego wykrywania miejsc przedzawałowych... Bandytyzm?