

# Foton

121  
Lato  
2013

Pismo dla nauczycieli i studentów fizyki oraz uczniów

INSTYTUT FIZYKI  UNIWERSYTET JAGIELLOŃSKI  
SEKCJA NAUCZYCIELSKA POLSKIEGO TOWARZYSTWA FIZYCZNEGO



O pochodzeniu piorunów  
Polaryzacja chromatyczna  
Efekt cieplarniany  
Projekt Manhattan  
Nauka na Scenie w Słubicach i Frankfurtie

<http://naperdesign.com>



**Festiwal Science on Stage 2013**  
**Słubice/Frankfurt nad Odrą, 25–28 kwietnia 2013 r.**  
Zwycięskie polskie drużyny ze swoimi nauczycielami;  
pierwszy od lewej *spiritus movens* Festiwalu prof. Wojciech Nawrociak



## Czy w Połańcu jest zdolniejsza młodzież?

Młodzież z Zespołu Szkół w Połańcu rokrocznie odnosi sukcesy w olimpiadach i wszelakich konkursach. Ostatnio uczniowie z Technikum Elektronicznego odnieśli spektakularny sukces w konkursie „Polski Wynalazek 2013”, zajmując II miejsce i wyprzedzając dorosłych wynalazców, w tym z renomowanych uczelni technicznych. „Safe Step”, czyli bezpieczna laska dla niewidomych, zrobiła następnie furorę w Brukseli na targach wynalazczości. To nie pierwszy sukces uczniów tej szkoły. Czyżby w Połańcu młodzież była jakoś szczególnie uzdolniona? To raczej zasługa szkoły, w której uczą doskonali nauczyciele, działają 33 koła zainteresowań (w tym 3 matematyczne!), i która bierze udział w rozmaitych projektach edukacyjnych (m.in. w programie FENIKS). Takich placówek, jak ta w Połańcu jest zapewne więcej, choć niestety nie jest to codzienność. Wbrew publicznemu zapewnieniu wiceministra edukacji, złożonemu na ostatnim festiwalu „Science on Stage – Słubice 2013”, (na którym to polskie drużyny odniosły ogromne sukcesy), że w Polsce promuje się przedmioty ścisłe w szkołach, w rzeczywistości jest dokładnie odwrotnie. Fizyka cichutko zanika, nauczycieli fizyki ubywa. Ci, co zostają w szkołach, muszą dokonywać nie lada wysiłku, by ze swoich uczniów wykrzesywać posiadane przez nich talenty. Niektórzy to potrafią. Tacy nauczyciele otrzymują nagrodę w postaci sukcesów swych wychowanków. Są jednak wśród nas nauczyciele, którzy uczą w szkołach specjalnych; ich sukcesy, choć mogą być ogromne, nie są tak widoczne. Miałam przyjemność uczestniczyć w lekcjach fizyki realizujących tak trudne tematy jak pole elektrostatyczne i grawitacja. Dzięki wysiłkowi i pomysłom nauczyciela uczniowie uchwycili sedno tych pojęć. To jest jednak szkoła prawie z indywidualnym nauczaniem. Tak to działa.

Jak zwykle *Foton* dostarcza ciekawej lektury do pogłębiania wiedzy. Polecamy artykuł na czasie o burzach i piorunach. Czytając *Foton* można zapoznać się z polaryzacją chromatyczną, problemami związanymi z efektem cieplarnianym, a obszerny artykuł o Projekcie Manhattan opisuje największe w owym czasie przedsięwzięcie naukowe finansowane przez państwo.

Po wakacjach na łamach czasopisma będziemy zamieszczać felietony Ludwika Lehmana; pierwszy będzie głosem w dyskusji o nauczaniu pojęcia masy w szczególnej teorii względności. Dla rozweselenia zamieszczamy cytaty z wypowiedzi uczniów. Przyda się szczypta wesołości po ponurym „żarcie” z błędnym zadaniem maturalnym z brązowym karłem.

Z.G-M



## Contents

Are there young in provincial Połaniec particularly talented? <i>Zofia Gołab-Meyer</i> .....	1
On the origin of lightning's discharge <i>Przemysław Borys</i> .....	4
Chromatic polarisation <i>Jerzy Ginter</i> .....	25
About greenhouse effect <i>Grzegorz Karwasz, Krzysztof Służewski</i> .....	37
Manhattan Project – Los Alamos <i>Krzysztof Fiałkowski</i> .....	50
Science on Stage 2013, Słubice/Frankfurt a. Oder <i>Maria Dobkowska</i> .....	58
ICYS 2013 – we won 8 medals <i>Grażyna Korczyńska</i> .....	65
Humor from the students notebooks <i>Danuta Latos</i> .....	68



## Spis treści

Czy w Połańcu jest zdolniejsza młodzież? <i>Zofia Gołąb-Meyer</i> .....	1
O pochodzeniu piorunów <i>Przemysław Borys</i> .....	4
Polaryzacja chromatyczna <i>Jerzy Ginter</i> .....	25
Ziemia pod pierzynką, czyli o naturalnym efekcie cieplarnianym <i>Grzegorz Karwasz, Krzysztof Służewski</i> .....	37
Projekt Manhattan – Los Alamos <i>Krzysztof Fiałkowski</i> .....	50
Festiwal Science on Stage 2013, Słubice/Frankfurt nad Odrą <i>Maria Dobkowska</i> .....	58
8 medali na ICYS 2013 <i>Grażyna Korczyńska</i> .....	65
PIMP, czyli Popisy Intelktualne Moich Pupilków <i>Danuta Latos</i> .....	68



## O pochodzeniu piorunów

*Przemysław Borys*

*Wydział Chemiczny, Politechnika Śląska*

*Tę pracę dedykuję mojej najważniejszej czytelniczce,  
która odeszła przedwcześnie, Marzenie.*



Rys. 1. Pejzaż burzowy. Wikimedia Commons: Lightning

### Wstęp

Kilka lat temu zastanawiałem się nad tym, jaki potencjał powinny mieć chmury burzowe aby możliwe było pojawienie się pioruna. Naiwnie przypuszczałem, że jeśli wezmę z tablic natężenie pola elektrycznego, potrzebnego do przebicia powietrza (30 kV/cm) (Raizer, s. 334; Fridman, s. 160), przemnożę je przez wysokość chmury nad ziemią (2 km) (Cooray, s. 209) to uzyskam potrzebną wartość. Nic z tego. Taki zabieg daje wynik 6 milionów kV, podczas gdy chmura znajduje się na potencjale około 500 tysięcy kV (Cooray, s. 209).

Jak to możliwe, że przy tak małym polu elektrycznym pojawia się przebicie? Przecież przy takim polu elektrony nie mogą się wystarczająco rozpędzić, aby móc zjonizować cząsteczki powietrza i utworzyć kaskadę, biegnącą aż do ziemi. Okazuje się, że mechanizm przebicia powietrza w przypadku wyładowań atmosferycznych jest znacznie bardziej złożony niż w przypadku przebicia pomiędzy dwiema blisko usytuowanymi elektrodami, którego dotyczyło zastosowane przeze mnie kryterium<sup>1</sup>.

W przypadku piorunów naładowana ujemnie podstawa chmury lokalnie osiąga klasyczny potencjał przebicia i umożliwia rozpoczęcie wyładowania wstępnego (ang. *preliminary breakdown*), w którym wygenerowanie lawin elektronowych daje początek ujemnemu strimerowi koronowemu. Sukcesywnie generowane strimery powodują podgrzanie się gazu w obszarze wyładowania (Raizer, s. 365) i utworzenie ujemnego wyładowania liderowego (tzw. prekur-

<sup>1</sup> Uwaga: następny akapit zabrzmiał na razie jak „techno-belkot” ze Star Treka. Bez obaw, za chwilę wszystko wyjaśnię, a tutaj chcę tylko wskazać pojęcia kluczowe, jakie będą potrzebne do zrozumienia fizyki piorunów. Proszę się nie zniechęcać!

sora), które krokowo, z prędkością<sup>2</sup> 20–50 km/s, zaczyna się zbliżać ku powierzchni ziemi (wykorzystując po drodze wyładowania pilotujące). W pobliżu ziemi pole wywołwane liderem odgórnym umożliwia wysłanie z ziemi dodatnich liderów oddolnych (tzw. wyznaczników połączenia), których spotkanie z liderem odgórnym inicjuje wyładowanie główne (tzw. uderzenie zwrotne<sup>3</sup>, ang. *return stroke*). Potencjał ziemi przenika wtedy do końcówki lidera odgórnego i generuje falę neutralizacji ładunku, przebiegającą aż do podstawy chmury. Wyładowanie główne osiąga moc kilku GW (Cooray s. 162), prąd do 80 kA<sup>4</sup> (Cooray, s. 166) i średnią temperaturę 20 000 K w kanale wyładowania (Cooray, s. 164). Tak gwałtowny wzrost temperatury powoduje termiczne rozszerzanie się gazu, wywołujące falę uderzeniową, słyszaną w postaci grzmotu (Uman, s. 13). Po pierwszym wyładowaniu głównym do miejsca w chmurze o obniżonym potencjale napływają kolejne ładunki skutkując pojawieniem się wyładowań następnych.

Szkicowy opis powstawania piorunów przedstawiony powyżej wymaga wyjaśnień. Trzeba powiedzieć co to jest lawina elektronowa, co to jest strimer (dodatni i ujemny), co to jest wyładowanie liderowe (dodatnie i ujemne), co to jest wyładowanie pilotujące. Inaczej tłumaczylibyśmy nieznaną za pomocą nieznanego, co nie jest dobrym pomysłem. Dlatego w następnych paragrafach zajmę się kolejno pojęciami lawiny elektronowej, strimera i wyładowania liderowego. Nie będę wniknął w nadmiar szczegółów, bo nie ma tu miejsca na ich przedstawianie (typowe książki poświęcone kompleksowo tym zagadnieniom liczą sobie po kilkaset stron). Postaram się jednak poprowadzić opis w taki sposób, aby czytelnik zyskał poczucie jakościowego zrozumienia omawianych procesów fizycznych. Na koniec zajmę się opisem powstawania ładunku elektrycznego w chmurach.

### Lawiny elektronowe

Lawina elektronowa jest podstawowym pojęciem fizyki wyładowań elektrycznych w gazach. Każde wyładowanie elektryczne na którymś etapie swojego powstawania wykorzystuje właśnie ten mechanizm (Raizer, s. 328). Warunkiem wstępnym wygenerowania lawiny jest pojawienie się pojedynczego elektronu swobodnego w gazie. Może to nastąpić na skutek wybicia z cząsteczki powietrza przez promieniowanie kosmiczne (Cooray, s. 112), lub ultrafioletowe (powstałe po rekombinacji elektronu z jonem dodatnim lub dostarczone sztucznie)

---

<sup>2</sup> Według Cooray (s. 120), prędkość początkowa lidera przy prądzie 1 A to ok. 10 km/s, natomiast przy zamykaniu obwodu może ona podskoczyć do 100 km/s. Prędkość uśredniona wynosi 20–50 km/s (2–5 cm/μs).

<sup>3</sup> Pojęcie „prekursora”, „wyznaczników połączenia” i „uderzenia zwrotnego” według pracy Bodziak (s. 43–44). Uderzenie zwrotne niekiedy określa się też mianem „udar” (Jakubowski s. 40).

<sup>4</sup> Tak dużą wartość prądu przekracza około 5% piorunów. Przeciętnie jest to ok. 30 kA.

(Wadhwa, s. 8; Haddad, s. 10; Cooray, s. 86), a jeżeli w układzie występuje dobrze określona<sup>5</sup> katoda i anoda (np. w lampie elektronowej), elektron można wybić z katody dzięki uderzeniom jonów dodatnich<sup>6</sup>, przyspieszanych w polu między elektrodami (Fridman, s.157).

Powstały w gazie elektron swobodny przyspiesza w zewnętrznym polu elektrycznym  $E$ . Jeżeli przed pierwszym zderzeniem z inną cząsteczką osiągnie energię<sup>7</sup>  $W = eE\Delta x$  wystarczającą do jej jonizacji, to w gazie powstaną dwa elektrony, które znów będą rozpędzane w polu i znów będą mogły zjonizować kolejne cząsteczki. W ten sposób liczba uwalnianych w gazie elektronów rośnie wykładniczo z pokonywanym dystansem (Haddad, s. 4):

$$n = \exp(\alpha x) \quad (1)$$

przy czym  $x$  oznacza położenie czoła lawiny, a  $\alpha$  jest wypadkowym współczynnikiem jonizacji, wynoszącym w powietrzu około 1000 zdarzeń na metr (Raizer, s. 334; Haddad, s. 5). Wzrost liczby elektronów w lawinie zobrazowany jest na rys. 2A oraz 2B, C. Rysunek 2A pokazuje schemat powielania liczby elektronów w miarę pokonywania kolejnych odcinków drogi swobodnej<sup>8</sup> natomiast rys. 2B, C pokazują kształt „prawdziwych” lawin elektronowych (2B – krótkiej, 2C – dłuższej), które pozostawiają za sobą ślad jonów dodatnich, a w czole unoszą elektrony.

Lawiny z rysunków 2B, C charakteryzują się zaokrąglonym czołem i zwiększającą się w miarę upływu czasu grubością. Przemieszczenie się elektronów względem osi lawiny zachodzi dzięki dyfuzji oraz odpychaniu ładunków. W początkowych etapach powstawania lawiny ilość elektronów w jej głowie jest niewielka i oddziaływanie elektrostatyczne pomiędzy nimi jest zaniedbywalne. Na tym etapie elektrony rozchodzą się od osi propagacji głównie dyfuzyjnie, według zależności<sup>9</sup>

$$r = \sqrt{6Dt} \quad (2)$$

w której  $D$  stanowi współczynnik dyfuzji elektronów, a  $t$  oznacza czas (Haddad, s. 6; Raizer, s. 328; Babich s. 163). Ponieważ czas i położenie czoła lawiny związane są relacją  $x = vt$  lub  $x = \mu_e Et$  (gdzie  $v = \mu_e E$ ,  $\mu_e$  to ruchliwość elektronów), kontur lawiny przyjmuje kształt paraboloidy obrotowej ( $x \sim r^2$ ) o dyfu-

<sup>5</sup> Przykładem sytuacji, w której katoda nie jest dobrze określona, jest obwód piorunowy, którego katodę stanowi rozmyta objętość chmury.

<sup>6</sup> Powstałych np. po jonizacji w poprzedniej lawinie elektronowej. W istocie w lampach wyładowczych taki mechanizm uwalniania elektronów z katody stanowi warunek samowystarczalności wyładowania.

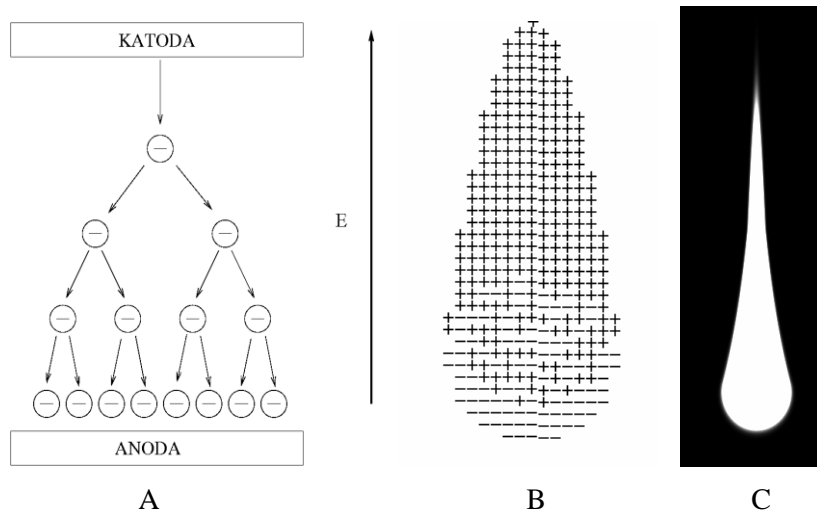
<sup>7</sup> Gdzie  $e$  to ładunek elementarny, a  $\Delta x$  – droga swobodna.

<sup>8</sup> Tzn. przeciętnej drogi, na której elektron nie zderza się z innymi cząsteczkami.

<sup>9</sup> Relację pierwiastkowego skalowania położenia dyfundującej cząstki od czasu wyprowadzaniem w artykule „Sztuczki karciane, wylewy Nilu i wykładnik Hursta” w *Fotonie* 113, lato 2011.



zyjnie zaokrąglonej głowie<sup>10</sup>, co jest uwidocznione na rys. 2B oraz na początkowym odcinku lawiny z rys. 2C.



Rys. 2. A – schemat powstawania lawiny elektronowej w polu elektrycznym  $E$ , wytwarzanym między katodą i anodą; B – obraz lawiny, w której na czole płyną wybite elektrony (znaki „minus”), natomiast z tyłu pozostaje ślad jonów dodatnich („plusiki”); C – rekonstrukcja prawdziwej lawiny z komory mgłowej, bardzo zbliżona kształtem do fotografii według Raether (s. 23), (które nie mogę załączyć ze względu na prawa autorskie)

Po pewnym czasie liczba elektronów zgromadzonych w głowie lawiny staje się tak duża, że ich elektrostatyczne odpychanie przestaje być zanedbywalne (Babich, s. 164–165; Raizer, s. 333). Pole elektryczne generowane kulą ładunku elektronowego  $e \cdot \exp(\alpha x)$ <sup>11</sup> mierzone na jej obrzeżu  $r$  wynosi

$$E = \frac{ke \cdot e^{\alpha x}}{r^2} \quad (3)$$

z czego wynika, że prędkość odsuwania elektronów od osi  $v_r = \mu_e E$  jest wykładnicza i wykładnicze jest także oddalanie się elektronów od osi lawiny w miarę zwiększania się jej długości:

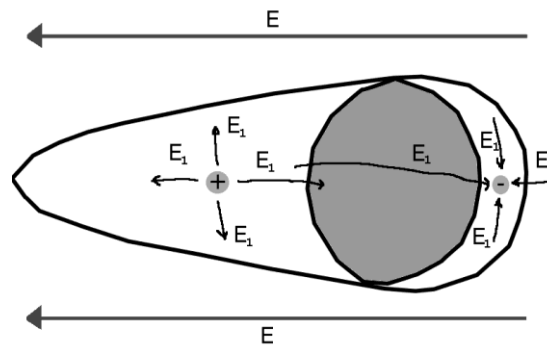
$$r = \int v_r(x) dx = \int \mu_e \frac{ke \cdot e^{\alpha x}}{r^2} dx = \frac{k\mu_e \cdot e^{\alpha x}}{\alpha r^2} \quad (4)$$

$$r = \sqrt[3]{\frac{k\mu_e}{\alpha} e^{\frac{\alpha x}{3}}}$$

<sup>10</sup> Zaokrąglenie pojawia się na skutek dyfuzji również w kierunku osi propagacji lawiny.

<sup>11</sup> Człon wykładniczy wynika wprost z ilości elektronów określonych równaniem (1).

Elektrony oddalają się więc wykładniczo od siebie i ciągle ulegają lawinowemu powielaniu, aż do momentu gdy pole generowane ich ładunkiem staje się porównywalne z polem zewnętrznym  $E$ . Wtedy zachodzą pewne zmiany w funkcjonowaniu lawiny (rys. 3). Na czole lawiny pojawiają się linie  $E_1$ , które wzmacniają pole zewnętrzne, natomiast poza czołem lawiny pojawia się wypadkowa pola pochodzącego od jonów dodatnich oraz od elektronów (obydwa skierowane w jednakowym kierunku), która osłabia pole zewnętrzne udziałem w wielkości około  $2E_1$  (Raizer, s. 334). W ten sposób obszar przed czołem lawiny staje się bardzo podatny na przebicie (nawet jeśli pole zewnętrzne ulega osłabieniu<sup>12</sup>), natomiast obszar za czołem lawiny staje się elektrycznie neutralny. Elektrony z tego obszaru nie podążają dalej w polu, ale pozostają na miejscu, tworząc neutralny kanał plazmowy. To są początki powstawania strimera ujemnego.



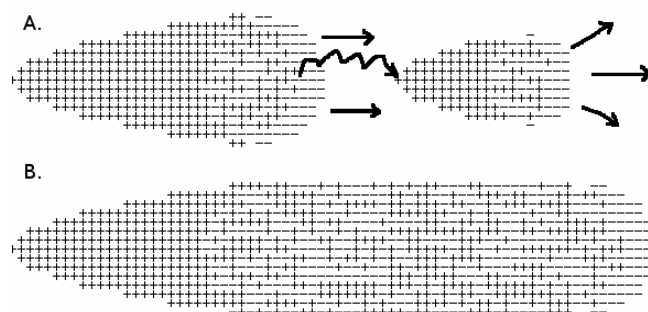
Rys. 3. Zmiany pola elektrycznego w obrębie lawiny, indukowane ładunkiem jonów dodatnich oraz elektronów

Efekt „gubienia” części elektronów, powstających podczas przebiegu lawiny umożliwia stabilizację ładunku czoła lawiny i elektryczne jej rozepchanie do średnicy takiej, że gęstość elektronów staje się porównywalna z gęstością jonów dodatnich (Babich, s. 165), a przynajmniej energia oddziaływania elektrycznego spada znów do poziomu energii ruchów dyfuzyjnych (Haddad, s. 6)<sup>13</sup>. Wtedy wykładniczy wzrost średnicy lawiny zostaje zahamowany i spowalnia tak, że w skali czasowej życia lawiny można go przyjąć za stały. Promień maksymalny

<sup>12</sup> To pierwsza poszlaka ku temu, że piorun może się pojawić przy różnicy potencjałów ziemia-chmura, która nie wystarcza dla pojawienia się „klasycznego” przebicia. Na poziomie morza zewnętrzne pole elektryczne, które wystarcza do propagacji strimera ujemnego może mieć wartość zaledwie około 5 kV/cm (Cooray, s. 138).

<sup>13</sup> Ścisłej: cytata referencji nie jest dokładny, gdyż tam rozpatrywana jest energia elektronu w polu jonów dodatnich, co nie stanowi najszcześliwszego podejścia do problemu, ale sam pomysł relacji energii z energią ruchów termicznych jest bardzo dobry, częściowo też jest wspomniany w (Babich, s. 165), gdzie mowa jest o powrocie do reżimu dyfuzyjnego.

lawiny szacuje się zwykle za pomocą wielkości  $\alpha^{-1} \approx 0,1$  cm (dla powietrza)<sup>14</sup> (Raizer, s. 334).



Rys. 4. Powstawanie strimera ujemnego. A. promieniowanie z czoła pierwszej lawiny pobudza powstanie drugiej lawiny; B. pierwsza lawina łączy się z drugą, tworząc dłuższy kanał plazmowy. Katoda po lewej, anoda po prawej stronie rysunku

### Strimer ujemny

Gdy elektrony z czoła dużej lawiny (rys. 3, 4) przyspieszają w ogromnym polu elektrycznym, powiększonym w stosunku do pola zewnętrznego czynnikiem  $E_1$ , to po rekombinacji z napotykanymi jonami mogą emitować nadwyżki energii w postaci promieniowania (Cooray, s. 57). Promieniowanie to może powodować wybite elektronu z cząsteczki powietrza w otoczeniu czoła lawiny (Haddad, s. 11, 21; Cooray, s. 77–78; Fridman, s. 162–163), inicjując kolejną lawinę, która po połączeniu z lawiną pierwotną przedłuża neutralny kanał plazmowy (rys. 4). Cykliczne powtarzanie tego procesu stanowi zasadę propagacji strimera ujemnego.

Należy zauważyć, że w modelu strimera ujemnego kolejno powstające lawiny oddalają się od głowy lawiny pierwotnej. Oznacza to, że wydostają się z pod wpływu silnego pola wytworzonego przez zgromadzony tam ładunek elektronów i lawina wtórna nie porusza się tak sprawnie, jak w chwili początkowej (Cooray, s. 78). Gdyby lawiny wtórne lepiej wykorzystywały pole głowy strimera, to strimer mógłby propagować przy słabszym polu zewnętrznym. Taki mechanizm pojawia się w przypadku strimerów dodatnich.

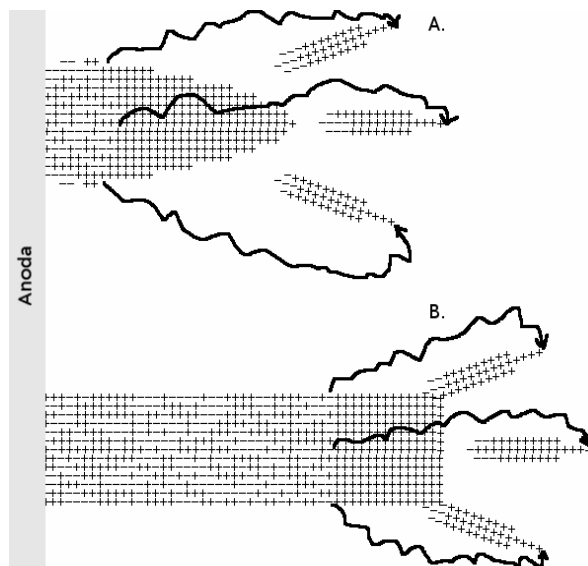
### Strimer dodatni

Na rysunku 5A pokazany jest schemat powstawania strimera dodatniego. Pierwotna lawina elektronowa dochodzi do anody<sup>15</sup>, a pozostały w jej ogonie ładunek dodatni przyciąga kolejne lawiny, powstałe na skutek wzbudzeń wywoła-

<sup>14</sup>  $\alpha$  jest współczynnikiem z równania (1).

<sup>15</sup> Stąd nazwa tego rodzaju strimera: wychodzi on od anody, a więc od elektrody dodatniej.

nych przez promieniowanie (generowane lawiną pierwotną) (Cooray, s. 70–72, 76–77).



Rys. 5. Strimer dodatni. A – pierwsza lawina osiąga anodę, a pole dodatnie z jej ogona przyciąga kolejne lawiny elektronowe. Po chwili lawina pierwotna przekształca się w kanał strimera dodatniego B, wydłuża się o zasięg lawin wtórnych i przyciąga kolejne

Na rysunku 5B widać już „wyprostowany” kanał strimera dodatniego, do którego dołączają wciąż nowe lawiny elektronowe, stale go wydłużając. Na rysunku można spostrzec obecność ładunków dodatnich oraz ujemnych w kanale strimera. Czytelnika może to dziwić (elektrony „powinny” zostać pochłonięte przez anodę), ale należy zwrócić uwagę na to, że znaczna część elektronów swobodnych jest szybko wychwytywana przez cząsteczki gazu. Wprawdzie rekombinacja z jonami dodatnimi, daje cząsteczki neutralne, ale elektrony mogą też jonizować ujemnie cząsteczki tlenu lub wody (Haddad, s. 14). Takie cząsteczki stają się obdarzone ładunkiem ujemnym, ale nie są już tak ruchliwe jak elektrony (duża masa!) i w skali czasowej związanej z lawinami pozostają na swoich miejscach. Skutkuje to dużą rezystancją kanału strimera, która osiąga wartość nawet kilku megaomów (Haddad, s. 14).

Ponieważ postępujące lawiny elektronowe zbliżają się do silnego pola jonów dodatnich strimera (rys. 5), efektywność ich propagacji rośnie. Z tego powodu, strimer dodatni można uzyskać już przy słabszym polu zewnętrznym niż strimer ujemny (1,5 kV/cm w stosunku do 5 kV/cm) (Cooray, s. 79; Haddad, s. 21)

i w symetrycznej konfiguracji elektrod tego typu wyładowania pojawiają się najczęściej<sup>16</sup>.

W przypadku wyładowań piorunowych, konfiguracja elektrod nie jest symetryczna i zazwyczaj (w 80–90% przypadków) (Cooray, s. 166; Uman, s. 191) pojawia się wyładowanie ujemne<sup>17</sup>. Decyduje o tym kształt „elektrod” w rozważanym problemie. Anodą (elektrodą dodatnią) jest dla pioruna ziemia, która jest płaska i rozległa i emituje stosunkowo jednorodne pole. Z kolei chmura w skali atmosferycznej przyjmuje kształt w przybliżeniu kulisty (Cooray, s. 154). Ładunek kulisty generuje pole elektryczne, które jest najsilniejsze przy samej chmurze, a w większej odległości znacznie zmniejsza swoją wartość. Dlatego kiedy przy ziemi nie ma jeszcze warunków dla propagacji strimera dodatniego, po stronie chmury pole jest wystarczające nawet dla strimera ujemnego.

### Strimery bipolarne

Przy dużych wartościach zewnętrznego pola elektrycznego zdarza się czasem, że lawina elektronowa powstaje w znacznej odległości zarówno od katody, jak i od anody układu. W takim przypadku lawina może rozwijać się zarówno jako strimer dodatni, jak i jako strimer ujemny. Dodatni ogon lawiny przyciąga lawiny wtórne w modelu strimera dodatniego, a ujemne czoło lawiny umożliwia wytwarzanie lawin wtórnych w modelu strimera ujemnego (Cooray, s. 72, 74).

### Wyładowanie liderowe

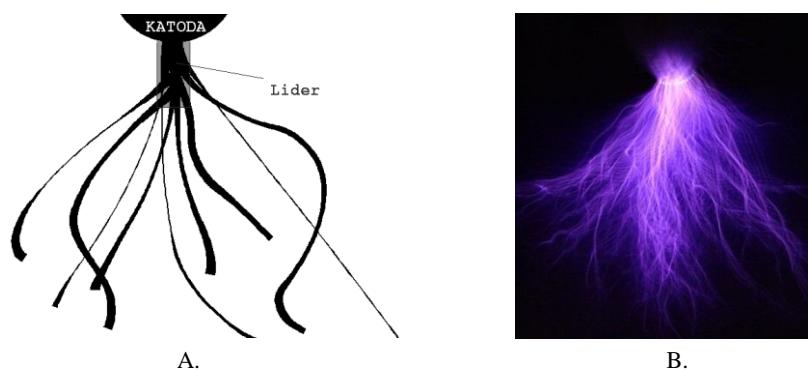
Rezystancja kanału strimerowego wynosi kilka megaomów i jest za duża, aby umożliwić przepływ prądów piorunowych. W dodatku strimer nie może pokonać odległości od chmury do ziemi, bo pole elektryczne chmury maleje wraz z oddalaniem się od niej i ostatecznie opada poniżej progu propagacji strimera. Dodatkowym problemem jest zanikanie plazmy z czasem (czas, w którym przewodność strimera spada 20-krotnie wynosi około 0,3  $\mu\text{s}$ ) (Raizer, s. 367), co także uniemożliwia formowanie kanału strimerowego na dużych odległościach.

---

<sup>16</sup> Wspominam tu o konfiguracji elektrod gdyż kształt elektrody mocno wpływa na pole elektryczne, które powstaje przy elektrodzie. Na przykład, jeżeli katoda stanowi ostrze, a anoda jest płaska, to w miarę wzrostu napięcia pomiędzy elektrodami pierwszy pojawi się strimer ujemny, chociaż wymaga większego pola aniżeli dodatni. Dzieje się tak z powodu wzmocnienia pola ze względu na kształt elektrody. Dla przypomnienia: pole generowane elektrodą kulistą zmienia się jak  $1/R^2$  (dla małych  $R$  osiąga ogromne wartości), natomiast pole elektrody płaskiej jest stałe.

<sup>17</sup> Proporcje zmieniają się zimą, kiedy chmury formują się niżej nad ziemią, a mróz w znacznym stopniu modyfikuje mechanizmy odpowiedzialne za elektryfikację chmury, w których bardzo istotne jest współdziałanie kropli deszczu, pary wodnej, kryształków lodu, krup śnieżnych i gradzin (zob. ostatni paragraf). Wtedy chmura częściej generuje wyładowanie dodatnie (z obszaru ładunku dodatniego), które charakteryzuje się bardziej niszczycielską siłą i nawet dziesięciokrotnie wyższym prądem niż wyładowanie ujemne (Bodziak, s. 36).

Trudności te zanikają po wygenerowaniu wyładowania liderowego. Malejące pole elektryczne elektrody źródłowej<sup>18</sup> sprzyja powstawaniu rozwidlonych strimerów o ograniczonej długości (tzw. wyładowań koronowych – rys. 6A, B, rys. 7A) (Cooray, s. 104–109; Raizer, s. 367; Haddad, s. 13–14), które zazwyczaj wychodzą ze wspólnego pnia i powodują podgrzanie wspólnej przestrzeni wyładowania. Temperatura kanału plazmowego podnosi się do 1500–2000 K, co wystarcza do oderwania elektronów od ujemnie zjonizowanych cząsteczek gazu<sup>19</sup> (Raizer, s. 365; Cooray, s. 114), powodując gwałtowny wzrost przewodności kanału i przeniesienie potencjału elektrody na jego drugi koniec. W ten sposób tworzy się lider<sup>20</sup> (Haddad, s. 15; Cooray, s. 115; Raizer, s. 364).



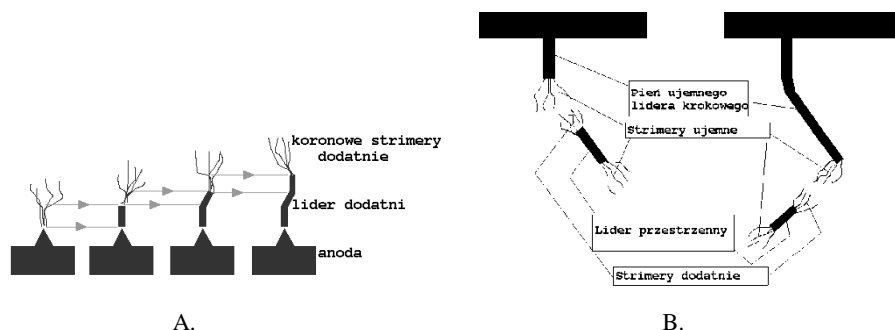
Rys. 6. A – powstawanie ujemnego lidera we wspólnym korzeniu koronowych wyładowań strimerowych (ujemnych); B – fotografia strimerów koronowych emitowanych w doświadczeniach z cewkami Tesli ([www.extremeelectronics.co.uk.org/](http://www.extremeelectronics.co.uk.org/), za zgodą autora). Widać duże opalenie części środkowo-górnej

Przeniesienie potencjału poprzez kanał liderowy powoduje zwiększenie pola elektrycznego na jego zakończeniu. Ponieważ końcówka lidera zachowuje się jak igła (jest stosunkowo wąska), generuje przy swojej granicy duże natężenie pola. Wystarcza ono do wygenerowania kolejnych wyładowań koronowych (już z końcówki lidera), które w końcu prowadzą do „zapłonu” następnego segmentu lidera (Cooray, s. 115; Haddad, s. 15, 12; Raizer, s. 364).

<sup>18</sup> W obszarze zagęszczenia ładunku w przypadku chmury.

<sup>19</sup> Ale jeszcze nie od cząsteczek neutralnych!

<sup>20</sup> Można obrazowo powiedzieć, że tak jak strimer pochłania lawiny, tak lider pochłania strimery (Raizer, s. 364).



Rys. 7. A – powstawanie lidera dodatniego poprzez generowanie sukcesywnych wyładowań strimerowych, podgrzewających przestrzeń: wspólny pień tych wyładowań podgrzewa się i przekształca w następny segment lidera; B – powstawanie ujemnego lidera krokowego. Po lewej pień wyładowania liderowego indukuje pojawienie się lidera przestrzennego. Z obydwu liderów propagują strimery. Po prawej: połączenie liderów oraz indukcja kolejnego lidera przestrzennego

Proces ten postępuje cyklicznie i jest do pewnego stopnia podobny w przypadku liderów dodatnich (wychodzących z anody, rys. 7A) oraz ujemnych (wychodzących z katody, rys. 7B), ale lider ujemny (rys. 7B, typowy dla piorunów) charakteryzuje się pewnymi dodatkowymi właściwościami. Po wytworzeniu pierwszego segmentu liderowego (zgodnie z wcześniejszym opisem) w pewnej odległości od końcówki lidera pojawia się dodatkowe „wyładowanie pilotujące”, tj. zlokalizowany w przestrzeni korzeń drugiego lidera, który rośnie dwukierunkowo: w kierunku lidera ujemnego jako lider dodatni (poprzez dodatnie koronowe wyładowania strimerowe), a także powolnie w kierunku anody, jako lider ujemny (poprzez ujemne koronowe wyładowania strimerowe) (Cooray, s. 119; Rakov, s. 137; Jakubowski, s. 37). Spotkanie się lidera przestrzennego i wcześniej utworzonego fragmentu ujemnego lidera głównego tworzy krok wyładowania liderowego, któremu towarzyszy rozbłysk całego kanału (Cooray, s. 119) (dochodzi do wyrównania potencjałów). Długość kroków ujemnego lidera krokowego (ang. *negative stepped leader*) wynosi od 10 do 100 metrów<sup>21</sup> (Uman, s. 84–85) i umożliwia pokonywanie odległości do ziemi ze średnią prędkością 20–50 km/s (Cooray, s. 120).

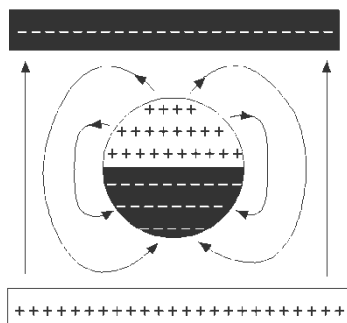
Niestety na chwilę obecną nie jest znany mechanizm powstawania wyładowania pilotującego (Rakov, s.137; Raizer, s. 377). Jedną z trudności w badaniach tego zjawiska są dokładne pomiary jego ewolucji czasowej, ale tak naprawdę ten efekt nie został wyjaśniony nawet w przypadku długich wyładowań iskrowych, dla których takie pomiary istnieją.

<sup>21</sup> Krótsze kroki występują bliżej powierzchni ziemi.

### Sekwencja zdarzeń podczas powstawania pioruna

Podczas powstawania pioruna na samym początku, gdzieś w chmurze, powstają lokalne warunki, dogodne do zainicjowania wyładowania strimerowego. Pojawienie się takich warunków nie jest wcale oczywiste ponieważ zmierzone w chmurach wartości pola elektrycznego zawierają się zwykle w przedziale od 1 do 2 kV/cm, z rzadka dochodząc do 4 kV/cm (Cooray, s. 133). Są to wartości znacznie mniejsze od wartości pola niezbędnej do przebicia powietrza, która w chmurze, przy dwukrotnie niższym ciśnieniu niż na poziomie morza, wynosi około 15 kV/cm<sup>22</sup> (Cooray, s. 134).

Rozpoczęcie wyładowania wymaga więc pojawienia się szczególnej sytuacji. Teoretycy wskazali na możliwość lokalnego powiększenia wartości pola elektrycznego dzięki zawieszonym w chmurze kroplom wody (Cooray, s. 133–138), które pod wpływem pola przyjmują strukturę dipolową (Cooray, s. 19) i mogą wzmacniać je nawet do trzech razy przy samej powierzchni (rys. 8). Wygenerowanie lawiny w takich warunkach wymaga jedynie 5 kV/cm (Cooray, s. 133). Niestety, samo wygenerowanie lawiny nie oznacza jeszcze powstania strimera. Aby osiągnąć to drugie, lawina musi być wystarczająco duża, aby zgromadzić ładunek zapewniający jego propagację. Oznacza to, że pole musi utrzymywać swą wartość w pewnej odległości od kropli, a pole dipoli szybko wygasa. Dlatego nawet dla kropli o promieniu 4mm (duży dipol) do zainicjowania strimera potrzeba wciąż pola zewnętrznego o natężeniu 13,5 kV/cm (Cooray, s. 134), nieznacznie tylko mniejszego od „zwykłych” 15 kV/cm.



Rys. 8. Polaryzacja kropli w polu elektrycznym

W obliczu tych trudności badacze zaproponowali rozpatrzenie układu dwóch i więcej kropli (Cooray, s. 135). Gdy dwie krople ustawią się w polu elektrycz-

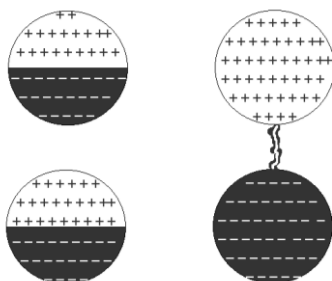
<sup>22</sup> Oznacza to, że dwukrotny spadek ciśnienia zmniejsza dwukrotnie pole elektryczne wymagane do przebicia powietrza. Ma to bezpośredni związek ze wzrostem drogi swobodnej elektronów: mogą teraz rozpędzać się na dłuższym odcinku i osiągnięcie pożądanej energii może odbywać się przy wolniejszym rozpędzaniu.



nym „jedna pod drugą”, to może między nimi dojść do przebicia. Wówczas z dwóch mniejszych dipoli połączonych przewodzącym kanałem plazmowym tworzy się jeden większy (rys. 9).

Wyniki obliczeń pokazują, że przy takich założeniach wymagania odnośnie zewnętrznego pola elektrycznego zmniejszają się i dla promienia kropli równego 4 mm, krytyczna wartość pola osiąga 8 kV/cm. Wartość ta jest wciąż wyższa od natężeń pola spotykanych w chmurze, jednak mechanizm łączenia kropli daje szansę dalszego zmniejszania wymagań poprzez dołączanie kolejnych kropli do łańcucha i powiększanie dipola. Okazuje się, że przy polu zewnętrznym o wartości 2 kV/cm przy kroplach o promieniu 3 mm wystarczającym warunkiem powstania strimera jest utworzenie się łańcucha o długości 15 cm, co (z poprawką na spodziewaną odległość między kroplami) oznacza interakcję 14 kropli wody (Cooray, s. 137).

Wygenerowany strimer porusza się głównie dzięki ładunkowi zgromadzonemu w swojej głowie i z zewnątrz wymaga jedynie pola o natężeniu 2,5–3 kV/cm (Cooray, s. 138). Takie pola są spotykane w chmurach i propagacja strimera nie stanowi większego problemu. Obszar chmury, w którym nastąpiła inicjacja strimera generuje następnie kolejne wyładowania strimerowe, które prowadzą ostatecznie do „zapłonu” wyładowania liderowego. Propagacja tego ostatniego ma jeszcze mniejsze wymagania względem pola zewnętrznego niż wyładowania strimerowe. Wystarcza 1 kV/cm. Jest to właśnie natężenie pola, przy którym zazwyczaj powstają pioruny.



Rys. 9. Połączenie się dwóch małych dipoli (dwóch kropli) w jeden większy pod wpływem przebicia powietrza pomiędzy nimi. W efekcie nowy dipol ma większy ładunek i większą długość

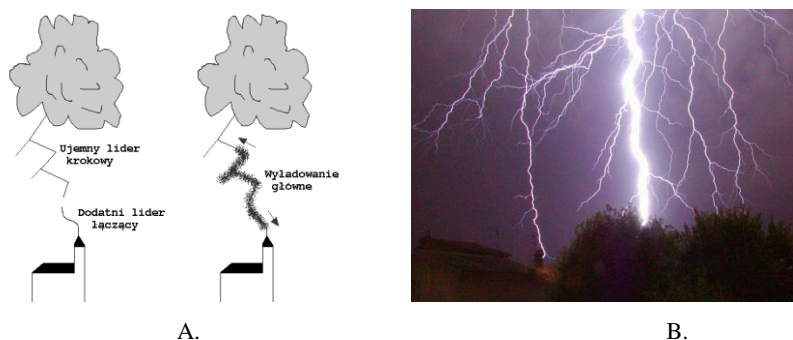
Zapoczątkowany lider biegnie w kierunku ziemi jako ujemny lider krokowy. Kiedy znajduje się dostatecznie blisko jej powierzchni, pole pomiędzy liderem i wysokimi obiektami podłoża<sup>23</sup> staje się wystarczające do inicjacji oddolnych liderowych wyładowań dodatnich, tj. wyznaczników połączenia (ang. *connec-*

<sup>23</sup> Czytelnikom mniej biegłym w fizyce elektryczności przypominam, że pole  $E = U/d$ , gdzie  $U$  to różnica potencjałów, a  $d$  to odległość elektrod. Podczas wyładowania lider krokowy zbliża się do ziemi przenosząc potencjał z chmury, a więc odległość  $d$  sukcesywnie maleje.

*ting leaders*) (Cooray, s. 155; Uman, s. 99). Od tego momentu naprzeciw siebie biegą ujemny lider krokowy oraz dodatni lider oddolny (rys. 10A). Po ich spotkaniu się (zwykle na wysokości kilkudziesięciu metrów nad ziemią) (Bodziak, s. 43) następuje gwałtowna neutralizacja ładunku wyładowania liderowego i potencjał ziemi przenoszony jest ze średnią prędkością 100 000 km/s na poziom chmury (Cooray, s. 159).

To właśnie jest moment głównego rozbłysku pioruna (uderzenie zwrotne wyładowania głównego, rys. 10B). Szalona różnica potencjałów między liderem dodatnim i ujemnym powoduje przepływ ogromnego prądu (dziesiątki kiloamperów<sup>24</sup>) w kierunku od ziemi do chmury, który powoduje rozgrzanie rdzenia przewodzącej plazmy kanału do (przeciętnie) 20 tysięcy kelwinów<sup>25</sup>. Podgrzanie gazu skutkuje jego cieplną ekspansją. Ekspansja zaś wiąże się z powstaniem fali uderzeniowej, słyszanej jako grzmot<sup>26</sup> (Uman, s. 13; Jakubowski, s. 44).

Kiedy potencjał wyładowanego obszaru chmury zostaje zrównany z potencjałem ziemi może dojść do przebić w obrębie chmury. Ładunki ujemne z sąsiednich obszarów ściągane są do miejsca o wyższym potencjale (Raizer, s. 373; Jakubowski, s. 39). Ponieważ proces ten zajmuje trochę czasu, kanał plazmowy wyładowania głównego schładza się i traci przewodność. Nowy ładunek elektryczny nie może od razu zostać zneutralizowany i konieczne jest utworzenie nowego lidera (Raizer, s. 373).



Rys. 10. A – połączenie się lidera krokowego oraz oddolnego lidera dodatniego, dające w efekcie wyładowanie główne. Dwukierunkowość wyładowania głównego (Cooray, s. 159); B – fotografia uderzenia zwrotnego na tle niezakończonych gałęzi liderów według Wikimedia Commons dla hasła „Lighting”

<sup>24</sup> Przeciętnie 20–30 kA (Uman, s. 122); 5% wyładowań osiąga 80 kA (Cooray, s. 159; Jakubowski, s. 42), a 1%... 200 kA (Uman, s. 122). Dla porównania domowa kuchnia elektryczna może na pełnym obciążeniu pobierać 25 A (gniazdo 400 V)...

<sup>25</sup> Szczytowo w 10 mikrosekundzie osiągnęte jest nawet 30 000 K (Cooray, s. 164).

<sup>26</sup> Jako ciekawostkę można dodać, że długi czas brzemienia grzmotu wynika z rozciągłości błyskawicy (inny jest czas dochodzenia do obserwatora dźwięku z części przyziemnej, a inny z części chmurowej) oraz z obecności echa (Stiekolnikow, s. 38).

Następny lider nosi nazwę lidera strzałowego (ang. *dart leader*) (Bodziak, s. 44; Markowska, s. 17; Jakubowski, s. 39). Lider strzałowy nie musi pokonywać drogi przez „surowe” powietrze, lecz biegnie przez częściowo zjonizowany kanał poprzedniego wyładowania, w którym jego czoło odznacza się wysokim natężeniem pola elektrycznego (wystarczającego do przebicia gazu) (Cooray, s. 197) i w odróżnieniu od „pierwszego” lidera krokowego nie ulega on rozgałęzieniom<sup>27</sup> (Raizer, s. 373; Cooray, s. 129; Uman, s. 154). Kiedy lider strzałowy osiąga ziemię daje początek kolejnemu wyładowaniu o podobnej mocy jak wyładowanie główne. Wyładowanie takie nazywa się wyładowaniem następnym (Markowska, s. 17). Czas trwania wszystkich (zwykle 4 lub 5) (Cooray, s. 129) wyładowań w pojedynczej błyskawicy może wynosić około pół sekundy, neutralizując ładunek około 10 C z wydzieleniem od 1 do 10 GJ energii (Uman, s. 323).

### Gromadzenie ładunku w chmurze

Chmury burzowe (cumulonimbus) powstają jako ekstremalne stadium rozwoju chmur typu cumulus. Powstają one zazwyczaj w wyniku lokalnego podgrzewania powietrza przy powierzchni ziemi<sup>28</sup>, które w efekcie konwekcyjnie przyspiesza ku górze<sup>29</sup>. W miarę wznoszenia się, powietrze takie schładza się i maleje w nim prężność pary nasyconej<sup>30</sup>, aż wreszcie rozpoczyna się kondensacja pary wodnej na zanieczyszczeniach i powstawanie kropli wody lub (na dostatecznie dużych wysokościach) przechłodzonej wody<sup>31</sup> i kryształków lodu, rys. 11 (NASA, Bodziak, s. 26–28). Powstałe cząstki rosną aż do momentu, gdy stają się zbyt ciężkie by wznosić się dalej z prądem konwekcyjnym i wtedy zaczynają opadać (Bodziak, s. 33).

W obecności przeciwnie poruszających się dużych i małych kropli wody oraz kryształków lodu, można się w chmurze spodziewać „pocierania” prowa-

<sup>27</sup> Chyba że gromadzenie ładunku w chmurze trwało tak długo, iż ścieżka po wyładowaniu głównym traci (począwszy od pewnego miejsca) przewodność i lider strzałowy przekształca się w klasyczny lider krokowy.

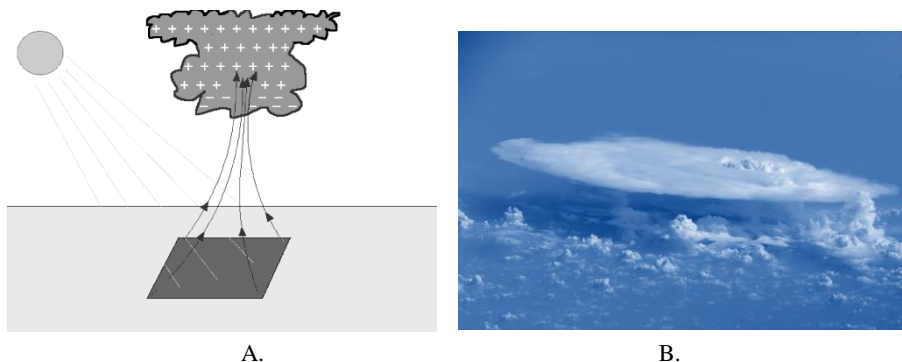
<sup>28</sup> Różne obszary ziemi w różny sposób absorbują promieniowanie słoneczne.

<sup>29</sup> Takie przyspieszone masy powietrza osiągają niekiedy duże prędkości, sięgające nawet 180 km/h w przypadku mocnej burzy. Dzięki takim prądom możliwe jest powstawanie w chmurze gradzin o wielkości jajka, lub większego (<https://courseware.e-education.psu.edu/public/meteo/meteo101demo/Examples/Section6p04.html>, Barański, s. 24). Chmury cumulonimbus potrafią się rozciągać na kilkanaście kilometrów w górę, co oznacza, że dotykają granicy troposfery, gdzie termopauza utrudnia dalszy ruch konwekcyjny ku górze (powietrze z prądu konwekcyjnego przy wznoszeniu rozprężając się schładza, a masy otaczające mają stałą temperaturę i są od niego lżejsze) (Szczeciński, s. 44, 50, 103). Utrudnienie ruchu wznoszącego skutkuje czasem pojawieniem się „kowadła”, jak na rys. 11A, B.

<sup>30</sup> Tzn. maleje pojemność powietrza dla pary. Nie może pomieścić zalegającej pary i ta zaczyna się skraplać.

<sup>31</sup> Krople przechłodzonej wody są w chmurze obecne nawet przy temperaturach rzędu  $-20^{\circ}\text{C}$  (Bodziak, s. 32).

dzącego do jej naelektryzowania. W rezultacie powstaje charakterystyczna struktura dipolowa chmury, przedstawiona na rys. 11<sup>32</sup>.



Rys. 11. A – powstawanie chmury w mechanizmie konwekcyjnym oraz orientacyjna struktura ładunku w obrębie chmury; B – cumulonimbus widziany z kosmosu (Wikipedia: cumulonimbus; zdjęcie pokolorowane)

Jedną ze starszych teorii tłumaczących szczegóły tego „pocierania” jest teoria indukcyjna (Uman, s. 66; Cooray, s. 19–21), która opiera się na wspomnianej już w poprzednim paragrafie (rys. 8) polaryzacji kropelek wody w polu elektrycznym (w górnych warstwach chmury, polaryzują się one ładunkiem dodatnim ku dołowi, a ujemnym ku górze). Wznoszące się wraz z prądem konwekcyjnym małe krople wody zderzają się z dużymi, opadającymi na dół i podczas kolizji kropla mniejsza uzyskuje dodatkową masę kosztem kropli dużej, a skoro uderza w dolną część tej drugiej – zyskuje ładunek dodatni. W tym samym czasie kropla duża traci ładunek i staje się naładowana ujemnie. W ten sposób, przy istniejącym już polu zewnętrznym można się spodziewać separacji ładunków w obrębie chmury burzowej i dalszego wzmacniania pola.

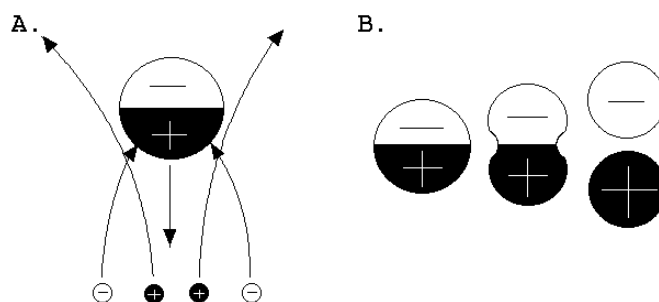
Pojawienie się pierwotnie istniejącego pola można wyjaśniać za pomocą teorii o konwekcyjnym unoszeniu naładowanych mas powietrza (Bodziak, s. 33–34; Stow, s. 41–41; Cooray, s. 21–23; Uman, s. 66). W ramach tej teorii zakłada się, że z powodu wyładowań w otoczeniu iglic naziemnych powietrze zalegające przy powierzchni ziemi jest w niewielkim stopniu naładowane dodatnio<sup>33</sup>. Powietrze z tego obszaru, wraz z jego ładunkiem, jest unoszone w górne partie chmur, gdzie nagromadzenie się ładunku dodatniego przyciąga (ruchliwe) ładunki ujemne z górnych warstw atmosfery, generowane promieniowaniem

<sup>32</sup> Oprócz przedstawionego na rysunku ujemnie naładowanego obszaru podstawy chmury i dodatnio naładowanego szczytu, meteorolodzy często odnajdują jeszcze trzecią, niewielką warstwę ładunku dodatniego, zlokalizowaną poniżej warstwy ładunku ujemnego, która prawdopodobnie ułatwia powstawanie wyładowań.

<sup>33</sup> Takie wyładowania odprowadzają ładunek elektronów do ziemi, pozostawiając w gazie jony dodatnie.

kosmicznym. Przyciągnięte ładunki ujemne wpadają w prądy zstępujące chmury i opadają na jej podstawę.

Głębszego zrozumienia procesów oddziaływania między cząsteczkami chmury dostarczają opisy kilku nowszych teorii elektryzowania z pracy (Cooray, s. 17–44). Część z nich podkreśla rolę cząsteczek lodu, które według obserwacji meteorologicznych są bardzo ważne dla elektryzowania chmur burzowych (Stow, s. 32; Cooray, s. 17; Szczeciński, s. 94). Zanim do nich przejdziemy, dokończymy jednak przegląd teorii kroplowych. Pierwsza z nich uzupełnia teorię indukcyjną o selektywne wychwytywanie jonów przez opadające krople deszczu (Cooray, s. 23). Spolaryzowane w obrębie chmury krople łatwo wychwytyują ładunki ujemne (przyciągane do czoła kropli), natomiast odpychają ładunki dodatnie (rys. 12A). W ten sposób, dochodząc do podstawy chmury krople nabywają ładunku ujemnego. Niestety, mechanizm ten nie działa przy polach o natężeniu powyżej 0,5 kV/cm, ponieważ nadchodzące jony stają się zbyt szybkie by krople mogły je wychwycić.



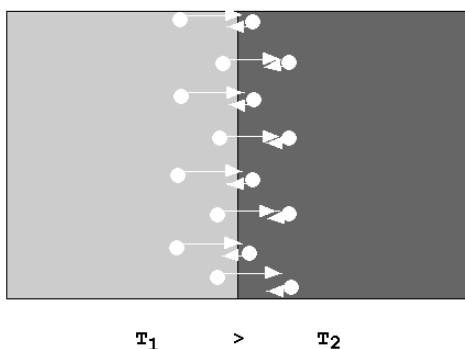
Rys. 12. A – ilustracja selektywnego wychwyty jonów; B – ilustracja pęknięcia kropli w płaszczyźnie równikowej w obecności zewnętrznego pola elektrycznego  $E$

Druga teoria również wykorzystuje polaryzację wody i nosi nazwę teorii „pękających kropli” (Cooray, s. 23). Krople pękające w płaszczyźnie równikowej skutkują powstawaniem przeciwnie naładowanych kropli potomnych (rys. 12B), a szacowana gęstość generowanego w ten sposób ładunku może osiągać 1C na kilometr sześcienny i może wyjaśniać powstawanie dolnej warstwy dodatniej w chmurze.

Następne teorie dotyczą oddziaływań z kryształkami lodu. Na szczególną uwagę zasługują dwie: teoria efektu termoelektrycznego oraz potencjału powierzchniowego. Zacniemy od tej pierwszej (Cooray, s. 25; Nelson, s. 1243). Opiera się ona na spostrzeżeniu, że w kryształkach lodu jony<sup>34</sup>  $H^+$  charakteryzują się większą ruchliwością od jonów  $OH^-$  i ruchliwość ta rośnie z temperaturą.

<sup>34</sup> W opracowaniach tego tematu często spotykamy zamiast jonów  $H^+$  jony  $H_3O^+$ , co odzwierciedla związaną z protonami z cząsteczkami wody.

Przy zderzeniu się kryształu cieplejszego z chłodniejszym następuje więc wymiana (głównie) jonów  $H^+$  w kierunku od cieplejszego (z którego wychodzą szybsze jony<sup>35</sup>) do chłodniejszego (z którego wychodzą jony wolniejsze). W efekcie kryształ cieplejszy ładuje się ujemnie, a chłodniejszy dodatnio (rys. 13).



Rys. 13. Termoelektryczne ładowanie kryształu lodu. Kryształ cieplejszy ( $T_1$ ) posiada ruchliwsze protony (w jednostce czasu pokonują większą odległość) i może ich więcej przekazać do kryształu zimniejszego ( $T_2$ ) niż zimniejszy do cieplejszego. Białe kulki oznaczają protony. Jonów  $OH^-$  nie zaznaczono

Teoria potencjału powierzchniowego również wykorzystuje zwiększoną ruchliwość jonów  $H^+$  w stosunku do jonów  $OH^-$  (Cooray, s. 25–27; Nelson, s. 1240). Przyjmując, że wokół kryształka lodu występuje otoczka wodna o grubości proporcjonalnej do tempa wzrostu<sup>36</sup>, w której koncentracja jonów  $H^+$  (i  $OH^-$ ) jest wyższa niż w kryształce (sytuacja praktycznie spotykana np. podczas wzrostu kul gradowych w dolnych partiach chmury), gradient stężeń kieruje te jony w stronę kryształu. Jony  $H^+$  szybciej wnikają do lodu niż jony  $OH^-$ , skutkując jego dodatnim ładowaniem w stosunku do otoczki, która zawiera ładunek ujemny<sup>37</sup>. Odwrotnie jest podczas sublimacji (ujemnego wzrostu), powodującej w lodzie indukowanie się ładunku ujemnego<sup>38</sup> (rys. 14). W praktyce, zmiany ładunku związane z dyfuzją cząstek w objętości kryształu mogą zależeć także

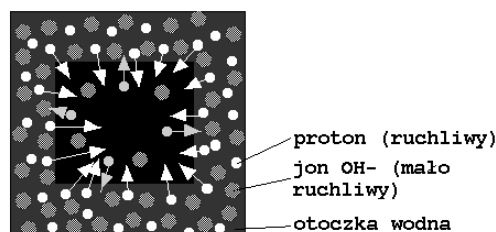
<sup>35</sup> W związku z czym mogą w czasie kontaktu wyjść z głębszych partii kryształu niż po stronie zimnej. Jest ich więc po prostu więcej.

<sup>36</sup> Im szybszy wzrost, tym więcej osadza się wody zanim warstwa przylegająca do lodu zamrznie.

<sup>37</sup> Pomiędzy lodem i otoczką występuje wówczas różnica potencjałów – stąd nazwa teorii.

<sup>38</sup> Niestety w żadnym ze źródeł nie znalazłem opisu sublimacji w formalizmie ruchliwości jonów  $H^+$ . Wydaje się jednak, że po pierwsze, podczas sublimacji nie ma powodów do istnienia warstewki cieczy, a po drugie, być może jony  $H^+$  mogą opuszczać objętość lodu? Według opinii P. Jungwirth i in., Atmos. Res. 76, 2005, s. 193, ten proces jeszcze nie doczekał się propozycji mechanizmu. Wiemy jedynie z doświadczeń, że lód ładuje się w taki, a nie inny sposób.

od obecności zanieczyszczeń: np. obecność rozcieńczonego NaCl w otoczce wodnej rosnącego kryształu skutkuje wnikaniem ładunków ujemnych do struktury lodu (Cooray, s. 24).



Rys. 14. Ideowe powstawanie potencjału powierzchniowego dzięki dyfuzji protonów do wnętrza lodu podczas wzrostu kryształu. Wysokie stężenie protonów w otoczce (ciemnoszara) powoduje, że więcej ich wnika do kryształu (czarny) niż z niego wychodzi (białe strzałki kontra szare strzałki). Jony  $\text{OH}^-$  przedstawione są bez strzałek z uwagi na znacznie niższą ruchliwość w stosunku do  $\text{H}^+$

Do podobnych wniosków prowadzi teoria kwazi-ciekłej otoczki (ang. *quasi-liquid layer*, QLL) wokół lodu (Cooray, s. 27–30). Opiera się ona na spostrzeżeniu, że wzrastający kryształ lodu oprócz ewentualnej ciekłej wody, otoczony jest nieuporządkowaną, kwazi-ciekłą warstwą cząsteczek  $\text{H}_2\text{O}$  (nawet w niskich temperaturach)<sup>39</sup>. Otoczka ta jest tym grubsza im szybciej wzrasta kryształ. Okazuje się, że ze względów energetycznych cząsteczki wody na zewnętrznej granicy otoczki układają się wodorami na zewnątrz<sup>40</sup> (Cooray, s. 27; Fletcher, s. 1288). Taka dipolowa struktura otoczki powoduje, że jony obecne w otoczeniu zaczynają ją ekranować: ładunki ujemne dopływają w okolice powierzchni otoczki, natomiast ładunki dodatnie stanowią bardziej rozmytą warstwę w większej odległości. W konsekwencji otoczka uzyskuje efektywnie ładunek ujemny, a zderzenie się dwóch kryształków lodu o różnych grubościach otoczki powoduje jej utratę z kryształu o grubszej otoczce (ładuje się on dodatnio) na rzecz kryształu o cieńszej otoczce (który zyskuje ładunki ujemne) (rys. 15A).

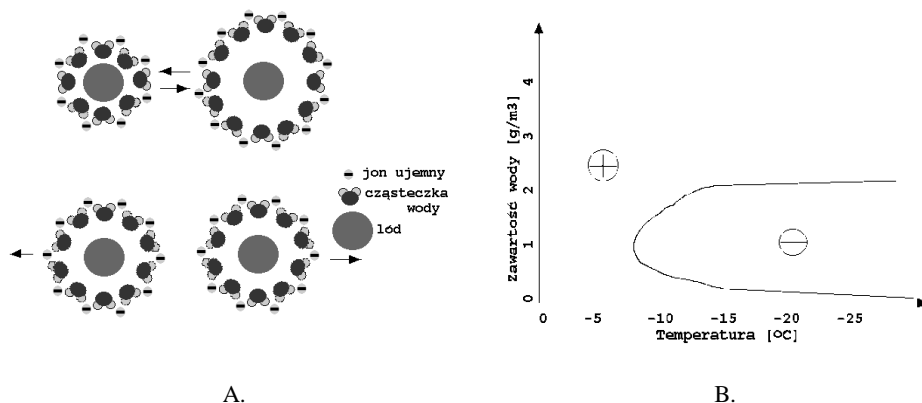
Teoria ta podejmuje też temat osadzania się kropli przechłodzonej wody na krupie śnieżnej<sup>41</sup> (oszranianie<sup>42</sup>, ang. *riming*). W takiej sytuacji woda podnosi

<sup>39</sup> Pomysł występowania takiej warstwy wokół kryształków lodu został zaproponowany jeszcze przez Faradaya w 1860 roku. Według pomiarów adhezji pomiędzy kryształami lodu, warstwa ta może istnieć nawet w temperaturach dochodzących do  $-25^\circ\text{C}$  (Pruppacher, s. 153).

<sup>40</sup> Na potrzeby mnemotechniki można sobie wyobrazić, że ramiona protonowe cząsteczki wody są bardziej od siebie odsunięte w warstwie zewnętrznej (rys. 14). Ścisłe rozumowanie jest jednak znacznie bardziej złożone.

<sup>41</sup> W tym miejscu warto rozróżnić pojęcia krupy śnieżnej i gradzin, ponieważ niedoświadczonemu czytelnikowi może to sprawić problemy (mi sprawiało). Grad zbudowany jest z bryłek lodu (Szczeciński, s. 92), natomiast krupy mają strukturę bliższą strukturze śniegu (Szczeciński, s. 91). Różnice biorą się z ilości wody obecnej w chmurze. Krupy powstają w przypadku, gdy na jądrze

swą temperaturę do 0°C (z powodu ciepła przemiany) i zaczyna zamarzać, intensywnie parując. Krupa ulega ogrzaniu, wzmagając sublimację, ale para z ciepłej kropli powoduje gwałtowny wzrost na powierzchni krupy znajdującej się w jej pobliżu. Im większa zawartość wody w powietrzu, tym więcej kropli osadza się na krupie i tym więcej pojawia się obszarów gwałtownego wzrostu. Ponadto, im wyższa temperatura, tym powolniejszy proces zamarzania kropli i tym dłużej utrzymują się na krupie obszary gwałtownego wzrostu. Z tej przyczyny kolizje krupy z kryształkami lodu przy dużej szansie oddziaływania z obszarem gwałtownego wzrostu (duża zawartość wody, wysoka temperatura) skutkują jej ładowaniem dodatnim, natomiast kolizje przy niskiej szansie napotkania obszaru gwałtownego wzrostu (z szansą napotkania obszaru sublimującego) skutkują jej ładowaniem ujemnym (rys. 15B) (Beard, s. 114; Saunders<sup>2</sup>, s. 349–351).



Rys. 15. A – model zderzenia z kwazi-ciekłą otoczką, przyciągającą ujemne ładunki; B – poglądowa zależność znaku ładunku powstałego w krupie śnieżnej na skutek zderzeń z cząsteczkami lodu parametryzowana temperaturą oraz zawartością wody w powietrzu; krzywa Takahashiego z 1978 według Saunders<sup>2</sup> (s. 350).

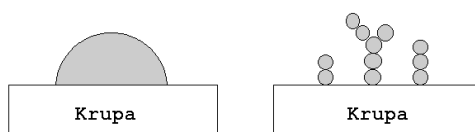
O przewadze wzrostu nad sublimacją w omawianym procesie decydują często także rozmiary kropli zawieszonych w powietrzu (Cooray, s. 32–38). Napięcie powierzchniowe powoduje, że duże krople wody przylegają do powierzchni krupy na kształt półkuli, natomiast małe zachowują swój kształt kulisty, dodatkowo agregując między sobą w struktury dendrytyczne (rys. 16). W efekcie

cząstki (kryształek lodu, śnieżynka) osiadają powoli małe kropelki przechłodzonej wody, które natychmiast zamarzają, tworząc porowatą strukturę. W przypadku gradzin wody jest więcej i nie cała zamarza od razu, umożliwiając otoczenie zarodka ciekłą otoczką, która zamarza dopiero po czasie w strukturę jednolitą (Fletcher<sup>2</sup>, s. 287).

<sup>42</sup> Termin polski według sylabusu przedmiotu „Modelowanie chmur i procesów chmurowych”, Wydział Fizyki UW.



pojedyncza zamarzająca duża kropla przekazuje do gradziny więcej ciepła przemiany niż kilka małych kropli o tej samej objętości całkowitej. Ponadto, małe krople charakteryzują się większą łączną powierzchnią parowania niż jedna duża kropla. Powoduje to skuteczniejsze dostarczanie pary, stymulującej wzrost krupy. Obydwe różnice powodują zwiększanie się tendencji do ładowania krupy ładunkiem ujemnym w obecności dużych kropli.



Rys. 16. Różnice w zamarzaniu pojedynczej dużej kropli w stosunku do układu kilku mniejszych kropli

Ostatnia teoria nawiązuje do efektu termoelektrycznego oraz do teorii pękającej kropli. Jest to teoria rozkruszania (Cooray, s. 30), która zasada się na obserwacji, że wzrost szronu na kryształach powoduje jego ocieplenie w partiach zewnętrznych z powodu ciepła przemiany zamarzającej pary. Prowadzi to do efektu termoelektrycznego (o którym już była mowa), ale nie tłumaczy on w pełni wyników laboratoryjnego pomiaru ładunku powstającego po rozkruszeniu lodu. Aby poprawić przewidywania teoretyczne zaproponowano, że protony, które w kryształach poruszają się w podwójnych studniach potencjału (między atomami tlenu sąsiednich cząsteczek wody<sup>43</sup>), w obecności gradientu temperatury pozostają nieco dłużej po stronie chłodniejszej<sup>44</sup>, skutkując (przeciętnie) dodatnim ładowaniem chłodniejszej części lodu po rozłamaniu.

### Podsumowanie

Artykuł omawia zasady powstawania wyładowań atmosferycznych oraz powstawanie ładunków elektrycznych w chmurach. Ponieważ nie zajmuję się zawodowo geofizyką, fizyką plazmy ani meteorologią, starałem się ostrożnie formułować zdania i popierać je stosownymi fragmentami literatury z dokładnością do stron, na których można rozwinąć interesujący czytelnika temat. Czasem wymagało to dłuższego poszukiwania materiałów dodatkowych, które ujmowały problem w czytelny sposób<sup>45</sup>. Polskie słownictwo zostało częściowo zaadaptowane z pracy Pawła Bodziaka z IMGW, rozprawy doktorskiej R. Markowskiej, artykułu Piotra Barańskiego (Barański, 2005) oraz na podstawie

<sup>43</sup> Ten przebieg potencjału obrazuje obecność wiązań wodorowych. Zob. np. rys. 1 w pracy J. Heberle, *A local area network of protonated water molecules*, *Biophys. J.* 87, 2004.

<sup>44</sup> Bo ma mniejszą energię termiczną i trudniej mu wyskoczyć ze studni potencjału.

<sup>45</sup> Dotyczy to w szczególności części poświęconej gromadzeniu się ładunków elektrycznych w chmurze.

opracowań ze strony [laff.ovh.org](http://laff.ovh.org)<sup>46</sup>. W celu zapewnienia poprawnego słownictwa przeglądałem też starsze, obecnie mniej aktualne pozycje, takie jak książka Stiekolnikow czy Jakubowskiego. Mam nadzieję, że ostateczny kształt artykułu nieprzeładowany wzorami matematycznymi i opatrzony licznymi rysunkami, jest przystępny dla każdego zainteresowanego czytelnika, a podane odnośniki umożliwią dalsze studia literaturowe tej ciekawej dziedziny nauki.

## Literatura

- [1] L.P. Babich, *Radial expansion of electron avalanche*, Izvestia Vysshikh Uchenykh Zavedenii, Radiofizika 28, 1985
- [2] P. Barański, *Uderzające pioruny*, Academia 4, 2005 (dostępne online)
- [3] P. Bodziak, *Detekcja i lokalizacja wyładowań atmosferycznych*, IMGW, 2006 (dostępne online)
- [4] K.V.K. Beard, H.T. Ochs, *Charging mechanisms in clouds and thunderstorms* [w:] *The Earth's electrical environment*, National Academy Press, 1986 (dostępne online)
- [5] V. Cooray, *The lightning flash*, The Institution of Engineering and Technology, 2008
- [6] N.H. Fletcher, *Surface structure of water and ice II. A revised model*. Phil. Mag. 18, 1968
- [7] N.H. Fletcher<sup>2</sup>, *The physics of rainclouds*, Cambridge University Press, 1966 (fragmenty dostępne przez Google Books)
- [8] A. Haddad, D. Warne, *Advances in high voltage engineering*, The Institution of Engineering and Technology, 2007
- [9] J.L. Jakubowski, *Piorun ujarzmiony*, WP, 1957
- [10] R. Markowska, *Analiza zagrożenia piorunowego urządzeń w obiektach radiokomunikacyjnych*. Rozprawa doktorska Politechniki Białostockiej, 2006
- [11] NASA – materiał edukacyjny, CLOUDS, [http://ads-www.larc.nasa.gov/edu\\_act/clouds.html](http://ads-www.larc.nasa.gov/edu_act/clouds.html)
- [12] J. Nelson, M. Baker, *Charging of ice vapor interfaces: applications to thunderstorms*, Atmos. Chem. Phys. 3, 2003
- [13] H.R. Pruppacher, J.D. Klett, *Microphysics of clouds and precipitation*, Kluwer, 1997
- [14] H. Raether, *The electron avalanche and its development*, Appl. Sci. Res. B 5, 1956
- [15] Y.P. Raizer, *Gas discharge physics*, Springer, 1991
- [16] V. Rakov, M.A. Uman, *Lightning physics and effects*, Cambridge University Press, 2007 (fragmenty dostępne przez Google Books)
- [17] C.P.R. Saunders, *Thunderstorm electrification laboratory experiments and charging mechanisms*, J. Geophys. Res. 99, 1994
- [18] C. Saunders<sup>2</sup>, *Charge separation mechanisms in clouds*, Space Sci. Rev. 137, 2008
- [19] I.S. Stiekolnikow, *Piorun, błyskawica i grzmot*, Książka i Wiedza 1949
- [20] C.D. Stow, *Atmospheric electricity*, Reports on Progress in Physics 32, 1969
- [21] Cz. Szczeciński, *Meteorologia dla wszystkich*, WKiŁ 1962
- [22] C.L. Wadhwa, *High voltage engineering*, New Age International, 2012 (rozdział dostępny online)
- [23] M.A. Uman, *The lightning discharge*, Academic Press, 1987

---

<sup>46</sup> [http://laff.ovh.org/twn/opracowania\\_2.doc](http://laff.ovh.org/twn/opracowania_2.doc). Niestety brak nazwiska autora.



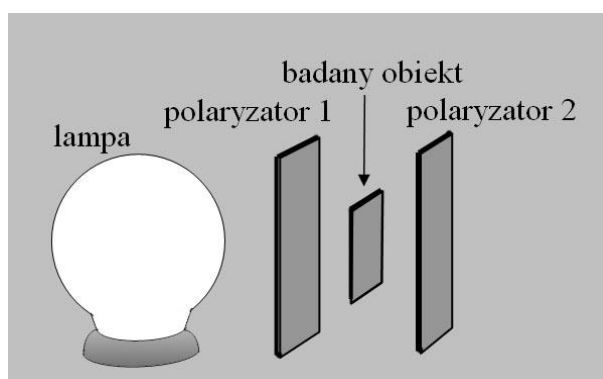
## Polaryzacja chromatyczna

*Jerzy Ginter*

*Uniwersytet Warszawski*

### Zjawisko

Zwykle nie zdajemy sobie sprawy, że bardzo wiele przezroczystych ciał w naszym otoczeniu jest zbudowanych z substancji dwójłomnych. Aby to wykazać, potrzebne są dwa polaryzatory i źródło światła białego, na przykład tradycyjna żarówka z matową bańką – albo po prostu zachmurzone niebo. Należy umieścić interesujące nas ciało pomiędzy polaryzatorami (rys. 1) i odpowiednio ciało i polaryzatory poobrać. W przypadku dwójłomności obserwujemy pojawienie się intensywnych barw.



Rys. 1. Układ do badania polaryzacji chromatycznej

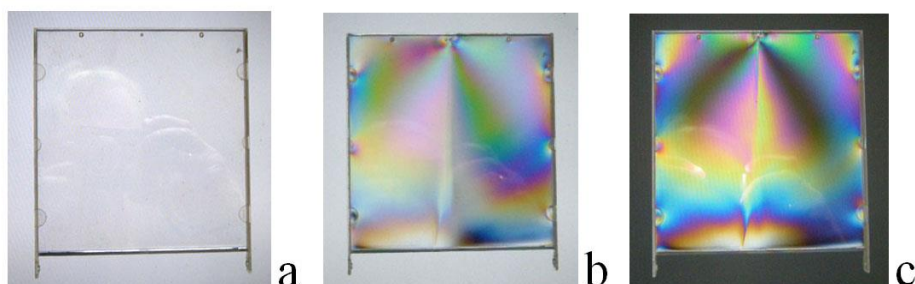
Warto porównać dwa szczególne przypadki:

1. kiedy badane ciało znajduje się pomiędzy polaryzatorami równoległymi.  
Przed włożeniem badanego ciała światło przez układ przechodzi.
2. kiedy badane ciało znajduje się pomiędzy polaryzatorami skrzyżowanymi.  
Przed włożeniem badanego ciała światło przez układ nie przechodzi.

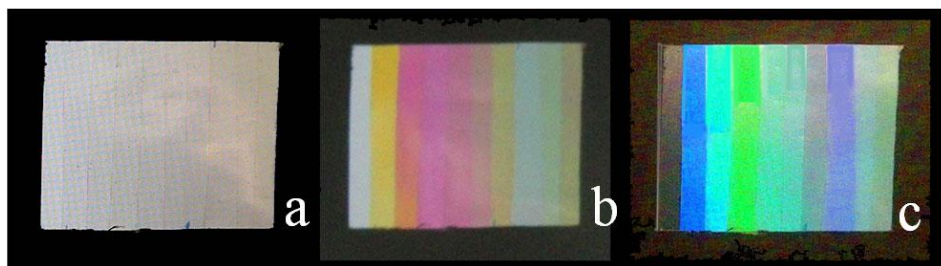
Wyniki takich obserwacji przedstawiają zestawy fotografii na rys. 2 i 3. W obu przypadkach na zdjęciu (a) jest badany przedmiot widziany w świetle niespolaryzowanym, na drugim (b) – umieszczony pomiędzy polaryzatorami równoległymi, na trzecim (c) – umieszczony pomiędzy polaryzatorami skrzyżowanymi.

1. Na fotografiach na rys. 2a, b i c przedstawiona jest polistyrenowa pokrywka zwykłego pudełka od płyty CD.

2. Na fotografiach na rys. 3a, b i c – „sходki” wykonane z nałożonych kolejno na siebie wielu warstw plastikowej folii „do kwiatów”. Prostokąt lewy jest pusty, czyli bez warstw, a prawy – 9 warstwom.



Rys. 2. Pudełko polistyrenowe: a. bez polaryzatorów; b. polaryzatory równoległe; c. polaryzatory skrzyżowane



Rys. 3. „Sходki” z folii plastikowej: a. bez polaryzatorów; b. polaryzatory równoległe; c. polaryzatory skrzyżowane

Zauważmy od razu: pojawiające się barwy, kiedy polaryzatory są skrzyżowane, są barwami dopełniającymi w stosunku do barw, widocznych wtedy, kiedy polaryzatory są równoległe.

Zaobserwowane zjawisko nazywamy **polaryzacją chromatyczną**<sup>1</sup>. Ogólny jego opis jest bardzo skomplikowany. Ograniczymy się tu jedynie do omówienia najprostszego przypadku. Będziemy także pomijać zjawisko odbicia światła od powierzchni badanego materiału.

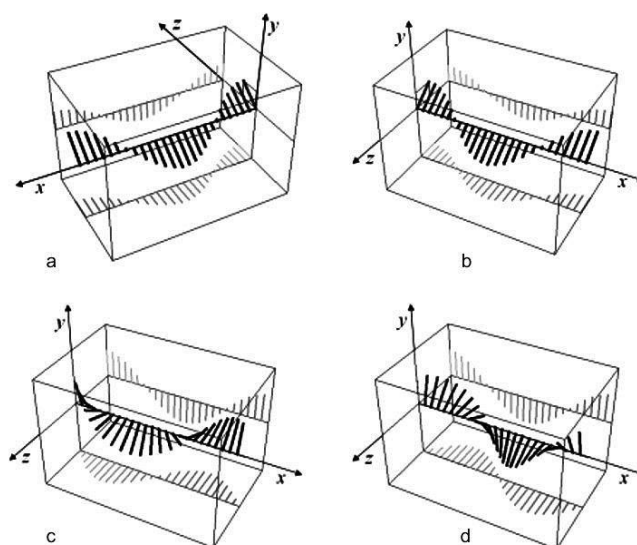
### Doświadczenie 1

Czytelnik może bez trudu wykonać podobne obserwacje. Potrzebne są do tego dwa polaryzatory, na przykład z okularów polaryzacyjnych. Warto też zauważyć, że ekran LCD wysyła światło spolaryzowane. Nie jest to jednak światło białe o widmie ciągłym.

<sup>1</sup> Nazw pochodzi z greki: *chroma* – barwa.

### Składanie spolaryzowanych fal świetlnych

Teraz postaramy się zrozumieć polaryzację chromatyczną. Zaczniemy od przypomnienia prostszych spraw: rozważmy dwie liniowo spolaryzowane fale świetlne o takiej samej długości fali  $\lambda$  i o takich samych amplitudach  $A$  (rys. 4). Niech fale rozchodzą się wzdłuż osi  $x$  układu współrzędnych. Pole elektryczne fali pierwszej niech będzie zgodne z kierunkiem osi  $y$ , a fali drugiej – z kierunkiem osi  $z$ . Jaki jest wynik złożenia takich fal? Rozpatrzmy dokładniej tylko cztery przypadki szczególne.



Rys. 4. Składanie fal o prostopadłych wektorach pola elektrycznego. a. fazy zgodne; b. różnica faz równa  $\pi$ ; c. różnica faz równa  $\frac{1}{2}\pi$ ; d. różnica faz równa  $\frac{3}{2}\pi$

1. Fazy obu fal są zgodne, fala druga nie jest przesunięta w stosunku do fali pierwszej. Wynikiem superpozycji jest fala spolaryzowana liniowo o kierunku pola elektrycznego tworzącym kąt  $45^\circ$  z osiami  $y$  i  $z$ , o amplitudzie równej  $\sqrt{2}A$ . Przedstawia to rys. 4a.

Zapiszmy to jeszcze wzorami. Niech fali pierwszej odpowiada funkcja:

$$E_y(x, t) = A \cos 2\pi \left( \frac{x}{\lambda} - \frac{t}{T} \right). \quad (1)$$

Fali drugiej w tym przypadku odpowiadać będzie taka sama funkcja:

$$E_z(x, t) = A \cos 2\pi \left( \frac{x}{\lambda} - \frac{t}{T} \right). \quad (2)$$

2. Fazy fal są przeciwne, fala druga jest przesunięta w stosunku do pierwszej o  $\frac{1}{2}$  długości fali (rys. 4b). Wynikiem superpozycji także jest fala spolaryzowana liniowo, o kierunku pola elektrycznego tworzącym kąt  $45^\circ$  z osiami  $y$  i  $z$ , i o amplitudzie równej  $\sqrt{2}A$ . Kierunek pola elektrycznego tej fali jest prostopadły do kierunku pola w przypadku a. Niech fali pierwszej odpowiada tak jak poprzednio funkcja (1). Fali drugiej odpowiadać więc będzie wyrażenie:

$$E_z(x,t) = -A \cos 2\pi \left( \frac{x}{\lambda} - \frac{t}{T} \right) \quad (3)$$

3. Fazy fal różnią się o  $\frac{\pi}{2}$ , fala druga jest przesunięta w stosunku do pierwszej o  $\frac{1}{4}\lambda$  (rys. 4c). Wynikiem superpozycji jest fala spolaryzowana kołowo w prawo. Końce wektorów pola elektrycznego zakreślają linię śrubową. Niech fali pierwszej odpowiada nadal funkcja (1). Fali drugiej odpowiadać więc będzie wyrażenie:

$$E_z(x,t) = A \sin 2\pi \left( \frac{x}{\lambda} - \frac{t}{T} \right) \quad (4)$$

4. Fazy fal różnią się o  $\frac{3\pi}{2}$ , fala druga jest przesunięta w stosunku do pierwszej o  $\frac{3}{4}\lambda$  (rys. 4d). Wynikiem superpozycji jest fala spolaryzowana kołowo w lewo. Tym razem fali drugiej odpowiadać będzie wyrażenie:

$$E_z(x,t) = -A \sin 2\pi \left( \frac{x}{\lambda} - \frac{t}{T} \right) \quad (5)$$

W przypadku ogólnym otrzymujemy falę o polaryzacji eliptycznej.

Trzy z omówionych wyżej przypadków przedstawia „w sposób ruchomy” filmik *Polaryzacja*. Można go ściągnąć z Internetu (*jerzy ginter polaryzacja youtube*). Kolejno pojawiają się: fala spolaryzowana liniowo (nasz przypadek 2), fala spolaryzowana kołowo w prawo i fala spolaryzowana kołowo w lewo.

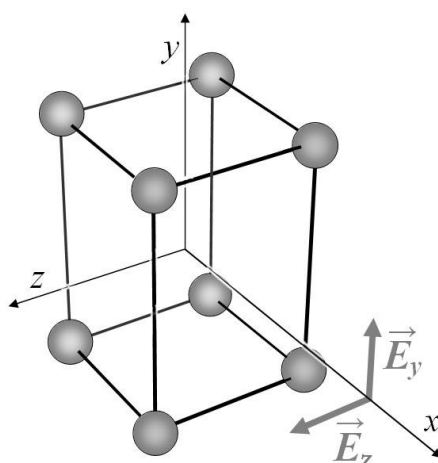
### Dwójłomność

Struktura mikroskopowa substancji dwójłomnych jednoosiowych jest taka, że w ich budowie jeden kierunek jest wyróżniony. Nazywamy go kierunkiem osi optycznej substancji dwójłomnej. W kryształach wynika to ze specyficznego ustawienia atomów (skrajnie schematycznie przedstawia to rys. 5). W plastiko-

wych foliach czy w mięśniach wyróżniony jest ten kierunek, w którym są ułożone długie cząsteczki organiczne.

W skrajnym uproszczeniu kryształ jednoosiowy przedstawia rys. 5. Wyróżniony jest w nim kierunek pionowy, czyli oś  $y$ . Przypuśćmy dalej, że w takim kryształe rozchodzi się fala świetlna w kierunku osi  $x$ , czyli prostopadłym do osi optycznej. Można wyróżnić dwie podstawowe i fizycznie nierównoważne sytuacje:

1. pole elektryczne fali jest równoległe do osi optycznej, czyli ma kierunek osi  $y$ . Na rysunku pole elektryczne tej fali oznaczone zostało symbolem  $\vec{E}_y$ . Falę taką będziemy nazywać falą nadzwyczajną – bez szczegółowego wyjaśniania tej nazwy. Oznaczać ją będziemy indeksem  $e$  (od francuskiego *extraordinaire* – nadzwyczajny).
2. pole elektryczne fali jest prostopadłe do osi optycznej i ma kierunek osi  $z$ . Na rysunku pole elektryczne tej fali oznaczone zostało symbolem  $\vec{E}_z$ . Falę taką będziemy nazywać falą zwyczajną i oznaczać indeksem  $o$  (od francuskiego *ordinaire* – zwyczajny).



Rys. 5. Schematycznie przedstawiony kryształ dwójłomny

Fala elektromagnetyczna w substancji oddziałuje z jej atomami. Zarówno fala zwyczajna, jak i nadzwyczajna rozchodzą się więc w materiale z prędkościami różnymi od prędkości światła w próżni  $c$ . Z braku symetrii wynika jednak, że oddziaływanie to w przypadku 1 może być inne, niż w przypadku 2; a więc prędkość pierwszej fali oznaczmy  $v_e$ , a drugiej  $v_o$ .

1. Stosunek  $n_e = \frac{c}{v_e}$  nazywamy współczynnikiem załamania światła dla promienia nadzwyczajnego.

2. Stosunek  $n_o = \frac{c}{v_o}$  nazywamy współczynnikiem załamania światła dla promienia zwyczajnego.

Dla najbardziej znanego kryształu dwójłomnego, kalcytu (szpatu islandzkiego) i dla światła żółtego sodowego ( $\lambda \approx 0,59 \mu\text{m}$ ), współczynniki załamania światła wynoszą:  $n_e = 1,49$ ,  $n_o = 1,66$ . Zmieniają się one w funkcji częstości światła, a więc i długości fali światła w próżni  $\lambda$ . Dla większości substancji dwójłomnych w zakresie światła widzialnego jest to zależność niezbyt silna. W dalszym ciągu rozważań będziemy ją pomijać.

Z tego, co powiedzieliśmy wyżej, wynika, że:

- długość fali nadzwyczajnej w ośrodku dwójłomnym jest równa  $\lambda_e = \frac{\lambda}{n_e}$ . Dla kalcytu i światła żółtego sodowego  $\lambda_e \approx \frac{0,59 \mu\text{m}}{1,49} \approx 0,40 \mu\text{m}$ .
- długość fali zwyczajnej jest równa  $\lambda_o = \frac{\lambda}{n_o}$ . Dla kalcytu i światła żółtego sodowego  $\lambda_o \approx \frac{0,59 \mu\text{m}}{1,66} \approx 0,36 \mu\text{m}$ .

Zatem oczywiście  $\lambda_e \neq \lambda$  i  $\lambda_o \neq \lambda$ . Dla nas jednak najważniejsze jest to, że  $\lambda_e \neq \lambda_o$ . Długość fali nadzwyczajnej w ośrodku dwójłomnym jest różna od długości fali zwyczajnej. W podanym przykładzie długość fali nadzwyczajnej jest większa od długości fali zwyczajnej nieco powyżej 10%.

### Fale monochromatyczne w substancji dwójłomnej

Przypuśćmy teraz, że na naszą substancję dwójłomną pada liniowo spolaryzowane światło o długości fali w próżni równej  $\lambda$  i o kierunku pola elektrycznego, tworzącym kąt  $45^\circ$  z kierunkiem osi optycznej – jak na rys. 4a. Falę taką przed wejściem do substancji możemy potraktować jako sumę dwóch fal o jednakowych długościach fali  $\lambda$  i o zgodnych fazach:

- jedną o pionowym kierunku pola elektrycznego, równoległym do osi optycznej substancji. Opiszemy ją wzorem (1):

$$E_y(x, t) = A \cos 2\pi \left( \frac{x}{\lambda} - \frac{t}{T} \right) \quad (6)$$

- drugą o poziomym kierunku pola elektrycznego, prostopadłym do osi optycznej substancji, opisaną wzorem 2:

$$E_z(x, t) = A \cos 2\pi \left( \frac{x}{\lambda} - \frac{t}{T} \right). \quad (7)$$



Wewnątrz substancji fale te mają różne długości fali. Opiszemy je więc wzorami:

$$E_y(x, t) = A \cos 2\pi \left( \frac{x}{\lambda_e} - \frac{t}{T} \right) = A \cos 2\pi \left( \frac{n_e x}{\lambda} - \frac{t}{T} \right); \quad (8)$$

$$E_z(x, t) = A \cos 2\pi \left( \frac{x}{\lambda_o} - \frac{t}{T} \right) = A \cos 2\pi \left( \frac{n_o x}{\lambda} - \frac{t}{T} \right). \quad (9)$$

Propagację tak zapisanych pól przedstawia rys. 6. Zobaczymy to przestrzennie, jeżeli zegnijemy kartkę wzdłuż osi  $x$ , wtedy kierunki  $y$  i  $z$  na rys. 6 będą do siebie prostopadłe.

### Ważne przypadki szczególne

#### Zgodne fazy

Są miejsca, kiedy faza drugiej fali jest zgodna z fazą pierwszej fali. Mówiąc prościej – maksimum pierwszej fali spotyka się z maksimum drugiej, a minimum z minimum. Tak jest na przykład w punkcie oznaczonym na rys. 6 literą E. Lokalnie uzyskujemy wtedy polaryzację liniową, zgodną z polaryzacją liniową na powierzchni wejściowej. Oznacza to, że w takich punktach argumenty funkcji (8) i (9) różnią się o  $2\pi N$ , gdzie  $N$  jest liczbą całkowitą. Musi więc być spełniona równość:

$$2\pi \left( \frac{n_o x}{\lambda} - \frac{t}{T} \right) - 2\pi \left( \frac{n_e x}{\lambda} - \frac{t}{T} \right) = 2\pi N \quad (10)$$

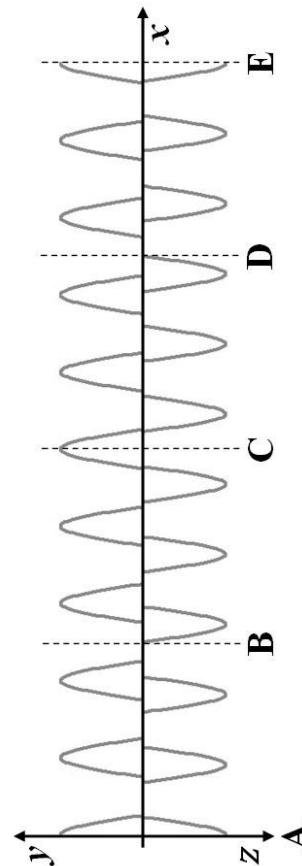
Przekształćmy ten wzór:

$$\frac{(n_o - n_e)x}{\lambda} = \frac{\Delta n \cdot x}{\lambda} = N \quad (11)$$

$$x = \frac{\lambda}{\Delta n} N. \quad (12)$$

Dla uproszczenia oznaczyliśmy  $n_o - n_e = \Delta n$ .

Podsumujmy: wewnątrz substancji istnieją punkty  $x$ , w których lokalnie fala jest spolaryzowana liniowo, tak jak na powierzchni wejściowej. Punkty te są równoodległe o  $x = \frac{\lambda}{\Delta n}$ .



Rys. 6. Fala nadzwyczajna i fala zwyczajna w kryształach dwójłomnym

Gdybyśmy użyli płytki o grubości  $d = x$  określonej wzorem (12), wychodząca fala świetlna byłaby taka sama, jak fala padająca.

Oszacujmy, jaka musi być grubość płytki z kalcytu, aby ten warunek był spełniony dla światła żółtego sodowego  $\lambda = 0,59 \mu\text{m}$  i dla  $N = 1$ . Różnica współczynników załamania jest równa:  $n_o - n_e = 1,66 - 1,49 = 0,17$ . Mamy więc

$$d_1 = \frac{\lambda}{\Delta n} = \frac{0,59 \mu\text{m}}{0,17} \approx 3,47 \mu\text{m} \quad (13)$$

Oznacza to, że grubość kryształu  $d$  powinna być prawie 6 razy większa od długości fali w próżni  $\lambda$ .

### Przeciwnie fazy, półfalówka

Rozumując podobnie wykażemy, że w materiale istnieją punkty odpowiadające fali lokalnie spolaryzowanej liniowo, prostopadle do polaryzacji wejściowej. Przykładem jest punkt, oznaczony literą C. Punkty takie spełniają warunek:

$$x = \frac{\lambda}{\Delta n} \left( N + \frac{1}{2} \right) \quad (14)$$

Gdyby więc użyć płytki o grubości ( $N = 0$ ):

$$d_{\frac{1}{2}} = \frac{\lambda}{2\Delta n} = \frac{1}{2} d_1, \quad (15)$$

na wyjściu otrzymalibyśmy falę spolaryzowaną liniowo prostopadle do fali padającej.

Płytkę o takiej grubości nazywamy półfalówką. Dla światła żółtego sodowego grubość płytki z kalcytu powinna w takim przypadku być równa około  $1,74 \mu\text{m}$ .

### Ćwierćfalówka

Podobnie wykażemy, że warunkom

$$x = \frac{\lambda}{\Delta n} \left( N + \frac{1}{4} \right) \quad (16)$$

oraz

$$x = \frac{\lambda}{\Delta n} \left( N + \frac{3}{4} \right) \quad (17)$$

odpowiada wewnątrz materiału fala lokalnie spolaryzowana kołowo. Na rys. 6 punkty te zostały oznaczone literami B i D.

Można więc tak dobrać grubość substancji dwójłomnej, że kiedy skierować na nią światło o polaryzacji liniowej, na wyjściu uzyskuje się światło o polaryzacji kołowej. Płytkę krystaliczną o takich własnościach nazywamy ćwierćfalówką.

Omówione tu przypadki przedstawia „w ruchu” animacja *Polaryzacja w kryształach dwójłomnych* (*jerzy ginter polaryzacja w kryształach dwójłomnych youtube*). Na „ściance tylnej” przedstawione jest pole elektryczne fali nadzwyczajnej. Na „podłodze” pole elektryczne fali zwyczajnej. W środku zaznaczone zostały wektory sumarycznego pola elektrycznego w punktach, oznaczonych na rys. 6 symbolami A ÷ E. Jedne z tych wektorów nie zmieniają kierunku, a jedynie wartość i zwrot. Inne z kolei poruszają się ruchem obrotowym.

### Stała grubość, zmienna długość fali

Postawmy teraz pytanie odwrotne. Przypuśćmy, że mamy płytkę materiału dwójłomnego o grubości  $d$ . Na płytkę pada fala spolaryzowana liniowo o długości fali równej  $\lambda$ . Jaka jest fala na wyjściu? Ograniczymy się już teraz tylko do przypadków najprostszych.

1. Dla sytuacji, kiedy fala na wyjściu jest spolaryzowana liniowo zgodnie z polaryzacją fali na wejściu dla  $x = d$  zachodzi warunek (14):

$$d = \frac{\lambda}{\Delta n} N. \quad (18)$$

Jaki wynika stąd warunek na  $\lambda$ ? Przekształćmy wzór (19):

$$\lambda = \frac{\Delta n \cdot d}{N}. \quad (19)$$

Zauważmy, że o omawianych efektach decyduje iloczyn  $\Delta n \cdot d$ , czyli różnica dróg optycznych przebywanych przez promienie zwyczajny i nadzwyczajny.

Wygodniejszą formę ma ten sam warunek dla częstotliwości  $\nu = \frac{c}{\lambda}$ . Po podstawieniu tej zależności do wzoru (10) dostajemy:

$$\frac{c}{\nu} = \frac{\Delta n \cdot d}{N}, \quad (20)$$

czyli

$$\nu = \frac{c}{\Delta n \cdot d} N. \quad (21)$$

W skali częstotliwości jest to układ równoodległych punktów, numerowanych liczbą  $N$ . Gęstość tych punktów jest odwrotnie proporcjonalna i do  $\Delta n$ , i do  $d$ .

Mnożąc obie strony (21) przez stałą Plancka  $h$  otrzymujemy analogiczny warunek dla energii fotonów  $E_f = h\nu$ :

$$E_f = \frac{ch}{\Delta n \cdot d} N. \quad (22)$$

2. Dla sytuacji, kiedy na wyjściu mamy polaryzację liniową o kierunku prostopadłym do kierunku polaryzacji na wejściu, dostajemy analogiczne warunki:

$$\lambda = \frac{\Delta n \cdot d}{\left(N + \frac{1}{2}\right)}; \quad (23)$$

$$v = \frac{c}{\Delta n \cdot d} \left(N + \frac{1}{2}\right); \quad (24)$$

$$E_f = \frac{ch}{\Delta n \cdot d} \left(N + \frac{1}{2}\right). \quad (25)$$

### **Płytką pomiędzy dwoma polaryzatorami, światło monochromatyczne**

Przypuśćmy, że nasza płytką dwójłomną znajduje się pomiędzy dwoma polaryzatorami.

1. Jeżeli kierunki polaryzacji tych polaryzatorów są równoległe (polaryzatory równoległe), to przechodzi światło spełniające warunek (22), a zatrzymywane jest światło, spełniające warunek (25). Dla warunku (22) natężenie światła jest maksymalne, dla warunku (25) – jest równe zero. Dla pośrednich energii fotonów (długości fali) natężenie światła ma wartość pośrednią.
2. I odwrotnie – jeżeli kierunki polaryzacji polaryzatorów są wzajemnie prostopadłe (skrzyżowane polaryzatory), to przechodzi światło spełniające warunek (25), a zatrzymywane jest światło, spełniające warunek (22).

### **Doświadczenie 2**

Można łatwo zbadać przechodzenie monochromatycznego światła spolaryzowanego przez kryształ dwójłomny. Jako źródło spolaryzowanego światła monochromatycznego można wykorzystać ekran LCD. Należy ustawić na nim „tło” o barwie jaskrawo zielonej (*green* w systemie RGB). W doświadczeniu będzie potrzebny już tylko jeden polaryzator.

Powtórz obserwacje z doświadczenia 1, ale nie dla światła białego, tylko monochromatycznego.

W doświadczeniu obserwujemy, że natężenie światła przechodzącego zależy od grubości substancji dwójłomnej.

### **Płytką pomiędzy dwoma polaryzatorami, światło białe**

Rozważmy teraz przypadek, kiedy na układ polaryzatorów i płytki dwójłomnej rzucimy światło białe. Wtedy w zasadzie należy rozważyć wszystkie długości fali promieniowania widzialnego w zakresie od 0,4 do 0,7  $\mu\text{m}$ , czyli zakresu energii fotonów od około 1,8 eV do 3,1 eV.

Przyjmijmy dla uproszczenia, że amplituda poszczególnych składowych światła białego na wejściu jest jednakowa. Wtedy jednak amplituda różnych składowych na wyjściu z kryształu będzie na ogół różna. Dla pewnych długości

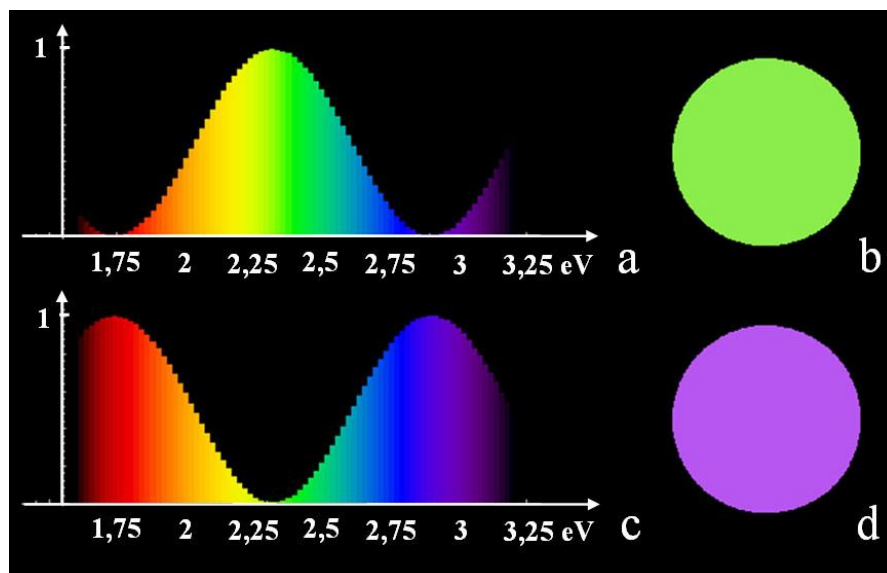
fal amplituda fali nie ulegnie zmianie, dla pewnych będzie równa zero, a dla pośrednich będzie w różnym stopniu osłabiana.

1. Kiedy płytką dwójłomną znajduje się pomiędzy polaryzatorami równoległymi, bez zmiany przechodzi światło, którego długość fali spełnia warunek (22), zatrzymywane jest natomiast światło, którego długość fali spełnia warunek (25). Wszystkie pozostałe składowe są osłabiane w stopniu pośrednim. Schematycznie – i dla pewnej określonej grubości płytki  $d$  – przedstawia to rys. 7a. Widmo przedstawione jest w funkcji energii fotonów, lokalna wysokość wykresu proporcjonalna jest do natężenia światła przechodzącego. Przedstawione widmo wywołuje w oku człowieka wrażenie barwy, przedstawionej na rys. 7b.
2. Kiedy płytką dwójłomną znajduje się pomiędzy polaryzatorami skrzyżowanymi, bez zmiany przechodzi światło, którego długość fali spełnia warunek (25), zatrzymywane jest światło, którego długość fali spełnia warunek (22), a wszystkie pozostałe są osłabiane w stopniu pośrednim. Schematycznie przedstawia to rys. 7c. Widmo przedstawione jest w funkcji energii fotonów, lokalna wysokość wykresu proporcjonalna jest do natężenia światła przechodzącego. Przedstawione widmo wywołuje w oku człowieka wrażenie barwy, przedstawionej na rys. 7d.

Kilkadziesiąt rysunków analogicznych do ilustracji 7 przedstawia prezentacja *Polaryzacja chromatyczna*. Przy jej oglądaniu zwróćmy uwagę na dwa przypadki graniczne:

1. Kiedy grubość płytki jest bardzo mała, światło przechodzi, kiedy polaryzatory są równoległe, a nie przechodzi, kiedy są skrzyżowane.
2. Kiedy grubość płytki jest duża, dla obu ustawień polaryzatorów w widmie pojawia się wiele barwnych pasm. W efekcie zabarwienie światła jest słabe, wrażenie niewiele różni się od wywoływanego przez światło białe.

Zauważmy także, że jeżeli dla polaryzatorów równoległych i dla określonej długości fali obserwujemy maksimum natężenia światła przechodzącego, dla polaryzatorów skrzyżowanych takie światło przez układ nie przechodzi. I odwrotnie. Stąd barwy światła przy tych dwóch ustawieniach polaryzatorów są w przybliżeniu barwami dopełniającymi.



Rys. 7. Powstawanie barw polaryzacji chromatycznej. a. przechodzenie światła przez układ przy polaryzatorach równoległych; b. wypadkowa barwa dla przypadku a; c. przechodzenie światła przez układ przy polaryzatorach skrzyżowanych; d. wypadkowa barwa dla przypadku c

### Doświadczenie 3

Jeżeli dysponujemy siatką dyfrakcyjną, możemy zbadać prawdziwe widmo światła, uzyskanego w zjawisku polaryzacji chromatycznej. Można przy tym wykorzystać metodę, opisaną w *Fotonie* 117. Przeprowadzenie takiego doświadczenia pozostawiamy inwencji czytelnika.



## Ziemia pod pierzynką, czyli o naturalnym efekcie cieplarnianym

Grzegorz Karwasz, Krzysztof Służewski

Zakład Dydaktyki Fizyki,

Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej

Uniwersytet Mikołaja Kopernika

### Wstęp

Na pogodzie – jak na piłce nożnej – wszyscy się znają. Stąd na temat efektu cieplarnianego jest tyle głosów, ilu autorów. Przede wszystkim nie do końca zgadzamy się czy temperatura (średnia?) na Ziemi rośnie, jak szybko, i czy z powodów naturalnych, czy z „winy” człowieka. Ewentualne decyzje, zadanie dla polityków, mają globalne konsekwencje ekonomiczne. Rolą fizyka jest natomiast poszukiwanie prawidłowości, tendencji, ale jeszcze lepiej mechanizmów fizycznych, chemicznych, biologicznych (?) w systemie Ziemia ze swoją atmosferą i biosferą.

Problemom klimatu poświęca się ostatnio sporo uwagi – zajmują się nim organizacje międzynarodowe jak UE, ONZ, panele międzyrządowe (IPCC<sup>1</sup>), duże agencje państwowe, wydawane są prestiżowe czasopisma<sup>2</sup>. Prof. Kazimierz Bodek w 2008 roku [1] zwracał uwagę na łamach *Fotonu* na znaczne koszty makroekonomiczne ewentualnych nieprzemyślanych decyzji w kwestiach ochrony klimatu. Redaktor Z. Wiśniewski w „Fizyce w Szkole” w cyklu artykułów przedstawił główne czynniki fizyczne rządzące klimatem na Ziemi [2] i innych planetach [3]. Pisaliśmy o możliwych konsekwencjach zmian klimatycznych bardzo lakonicznie w 1997 roku [4], nieszczęśliwie przed wielką powodzią na Dolnym Śląsku<sup>3</sup>. W niniejszym artykule omawiamy główne mechanizmy rządzące systemem klimatycznym na Ziemi, a ocenę scenariuszy pozostawiamy Czytelnikowi.

### Słoneczna maszynaria

Źródłem ciepła na Ziemi jest Słońce. Co prawda, z rozpadów izotopu <sup>41</sup>K i z szeregów promieniotwórczych <sup>238</sup>U i <sup>232</sup>Th powstaje w płaszczu (czyli górnej „połowie”) kuli ziemskiej około 20 TW ciepła [5, 6], a ze stygnięcia całego wnętrza globu dociera do powierzchni dodatkowo prawie 30 TW (tera = 10<sup>12</sup>), ale jest to bardzo niewiele w porównaniu z 1,37 kW/m<sup>2</sup> · π (6370 · 10<sup>3</sup> m)<sup>2</sup> = 171 · 10<sup>3</sup> TW dopływającymi bezustannie ze Słońca<sup>4</sup>.

<sup>1</sup> Intergovernmental Panel on Climate Changes, [www.ipcc.ch/](http://www.ipcc.ch/)

<sup>2</sup> Nature Climate Change, <http://www.nature.com/nclimate/index.html>

<sup>3</sup> Artykuł dostępny na stronie: [http://dydaktyka.fizyka.umk.pl/nowa\\_strona/?q=node/283](http://dydaktyka.fizyka.umk.pl/nowa_strona/?q=node/283)

<sup>4</sup> Jako promień Ziemi przyjęliśmy  $R = 6370$  km, mimo że Ziemia nie jest kulą.

Tu mamy natychmiast oszacowania dla energii alternatywnych. Przepływ ciepła z wnętrza na powierzchnię Ziemi to zaledwie  $65 \text{ mW/m}^2$  (nieco więcej pod oceanami) w porównaniu z podaną już wyżej „stałą słoneczną” około  **$1366 \text{ W/m}^2$** , czyli energią, jaka w jednostce czasu trafia na  $1 \text{ m}^2$  powierzchni ustawionej prostopadle do promieniowania słonecznego, docierającą w okolice Ziemi. Licząc sprawność ogniw fotowoltaicznych jako 10% i niewielkie (około 25%) osłabienie promieniowania słonecznego w atmosferze łatwo oszacować, że do zaspokojenia zapotrzebowania na energię pojedynczego gospodarstwa domowego (3 kW) wystarczy  $30 \text{ m}^2$  paneli słonecznych<sup>5</sup>.

W przybliżeniu Ziemi bez atmosfery możemy oszacować, korzystając z modelu ciała doskonale czarnego, jaka powinna być temperatura globu w stanie równowagi termodynamicznej – promieniowania padającego i wysyłanego. Jeżeli założymy, że obiektem promieniującym w Kosmos jest kula (o powierzchni  $4\pi R^2$ ) to strumień energii  $I$  wypromieniowanej w jednostce czasu wynosi  $I = \frac{1}{4} \cdot 1366 \text{ W/m}^2 = 341 \text{ W/m}^2$  (czynnik  $\frac{1}{4}$  bierze się z porównania powierzchni koła  $\pi R^2$  do powierzchni kuli).

Z prawa Stefana-Boltzmannia  $I = \sigma T^4$ , gdzie stała  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$ , otrzymujemy  $T = 278 \text{ K}$  (czyli  $+5^\circ\text{C}$ ). Podana wyżej stała słoneczna  $I$  jest wynikiem pomiarowym z użyciem satelitów<sup>6</sup>. Podobny wynik na ekwiwalentną temperaturę Ziemi doskonale czarnej można uzyskać również z geometrycznych danych astronomicznych<sup>7</sup>.

Czy stała słoneczna jest rzeczywiście stała? Aktywność Słońca rośnie co 11 lat, kiedy przybywa plam słonecznych<sup>8</sup>, ale zmiany w ilości energii docierającej do Ziemi nie przekraczają  $\pm 0,1\%$ , zob. rys. 1.

Mimo to brak plam słonecznych przez dłuższy czas, np. zaobserwowany przez Jana Heweliusza, wyraźnie prowadzi do ochłodzenia klimatu. Ochłodzenie to, mniej więcej od czasu Potopu Szwedzkiego do Sejmu Niemego, nosi miano minimum Maundera lub małej epoki lodowcowej, zob. rys. 3.

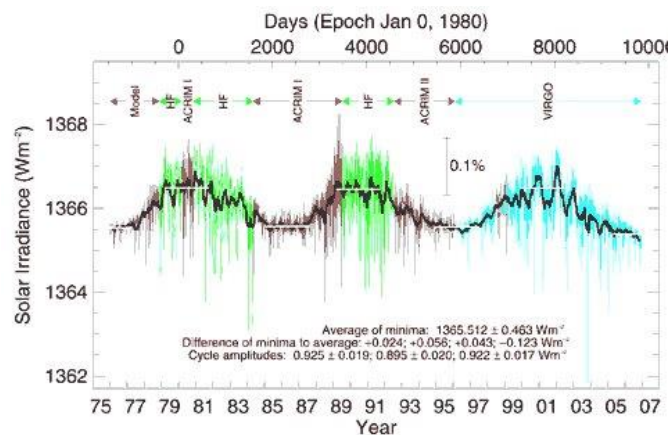
<sup>5</sup> Oczywiście zakładamy, że panele dostarczają prądu, kiedy go potrzebujemy. We Włoszech z ogniw fotowoltaicznych uzyskuje się 13% wytwarzanej energii elektrycznej; boom nastąpił w ciągu ostatnich 4 lat. Wiele pól na południu Włoch zamieniono w farmy fotowoltaiczne. Niestety, okres zwrotu kosztów tych inwestycji (bez dotacji) to nadal 20–30 lat.

<sup>6</sup> Zob. np. artykuł *Construction of a Composite Total Solar Irradiance (TSI) Time Series from 1978 to present*, <http://www.pmodwrc.ch/pmod.php?topic=tsi/composite/SolarConstant>

<sup>7</sup> Jeżeli znamy temperaturę powierzchni Słońca (5780 K), to temperaturę Ziemi można obliczyć bez stałej Stefana-Boltzmana, korzystając jedynie z danych astronomicznych (promień Ziemi, średnica Słońca 1,4 mln km i odległość Ziemia – Słońce 150 mln km), zob. *Zadania czeskie*, ZDF UMK, „Temperatura Ziemi”, <http://physicstasks.eu/uloha.php?uloha=1091&filtr=00000000>

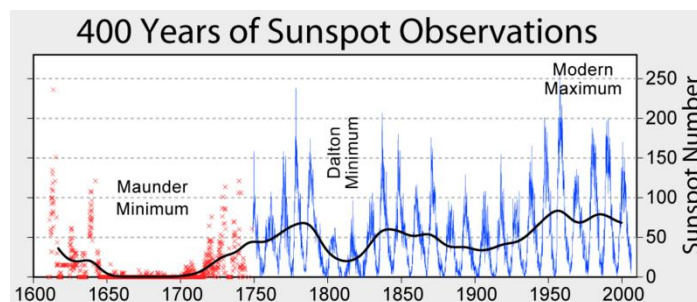
<sup>8</sup> Plamy słoneczne to w uproszczeniu gigantyczne wiry pola magnetycznego docierające na powierzchnię Słońca. Wzrostowi ilości plam odpowiada wzrost „zerwanych” wirów, czyli słonecznych erupcji, wyrzucających w Kosmos zwiększone ilości ultra-gorącej plazmy. Nie ma dotychczas przekonującego modelu magneto-hydro-termo-dynamiki Słońca wyjaśniającego obserwowane cykle 11-letnie.





Rys. 1. Zmiany „stałej” słonecznej – pomiary za pomocą satelitów. Krzywa powstała ze złożenia wielu eksperymentów, są one wyróżnione na wykresie różnymi kolorami<sup>5</sup>. Obecne maksimum narasta wolniej niż należałoby się tego spodziewać; może to być, hipotetycznie, powodem ostrych zim

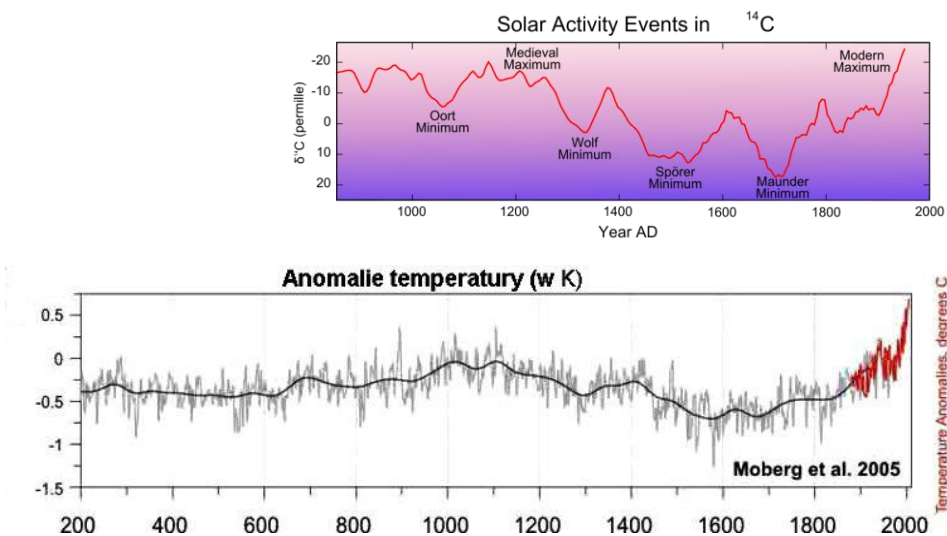
Fot. 2. Przejście Wenus na tle tarczy słonecznej godz. 6:25, 6/6/2012, Monte Bondone, szer. geogr. 46°N, foto Christian Lavarian (Museo Tridentino delle Scienze Naturali). Wenus to plamka w górnym prawym rogu, pozostałe ciemne punkty to plamy słoneczne



Rys. 3. Liczba plam na powierzchni Słońca od czasów Galileusza<sup>9</sup>. Na podstawie analizy zawartości węgla  $^{14}\text{C}$  w słojach drzew możemy ocenić aktywność Słońca również w okresach dawniejszych<sup>10</sup>. Wydaje się, że aktywność słoneczna była niższa niż zwykle również pod koniec średniowiecza (minimum Wolfa, około roku 1300 n.e.). Nie do końca jednak minima temperatury (uśrednione w okresach kilkuletnich) odpowiadają minimom aktywności słonecznej (por. rys. 4)

<sup>9</sup> Zob. <http://calgary.rasc.ca/sunspots.htm>

<sup>10</sup> Niestabilny izotop  $^{14}\text{C}$  powstaje w atmosferze w reakcji pochłonięcia neutronu przez izotop  $^{14}\text{N}$ , a produkowany jest proton, według schematu  ${}^1_0n + {}^{14}_7\text{N} \rightarrow {}^{14}_6\text{C} + {}^1_1\text{p}$ . Neutrony w atmosferze pochodzą z tzw. promieniowania kosmicznego, a to głównie z wiatru słonecznego



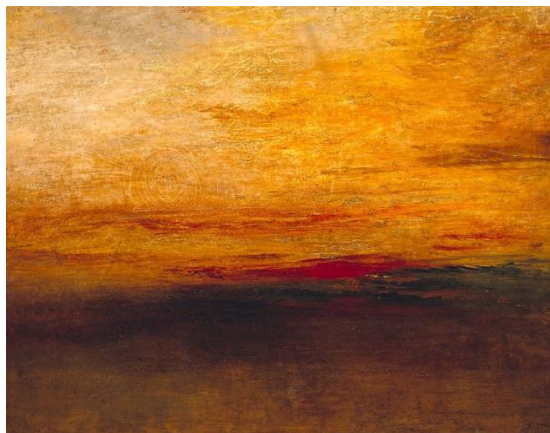
Rys. 4. Rekonstrukcja zmian temperatury (jako odchylenie w °C od średniej z lat 1960–1990) na półkuli północnej w ciągu ostatnich dwóch tysiącleci [7] (dolny panel) w porównaniu z aktywnością słoneczną (na podstawie paleontologicznych zmian zawartości  $^{14}\text{C}$  (w częściach na tysiąc, górny panel). Wyraźne ocieplenie klimatu miało miejsce między rokiem 900 a 1200 n.e. (w tym czasie miało miejsce zasiedlenie Grenlandii przez Wikingów), a minimum, aż o  $-0,7^\circ\text{C}$  od średniej, około roku 1600 n.e. W tym ostatnim okresie nasiliły się wojny religijne i dynastyczne w Europie – tzw. wojna trzydziestoletnia<sup>11</sup>, a w Holandii jeżdżono na łyżwach

Dane temperatury przedstawione na rys. 4b linią pogrubioną<sup>12</sup> są danymi uśrednionymi dla okresów kilkuletnich (dokładniejszy opis w [7]). Dane temperaturowe dla poszczególnych lat różnią się dość znacznie od średnich. Bardzo zimnym rokiem był 1580, a także 1816. Ten ostatni, z którego mamy sporo zapisów historycznych (i ekonomicznych), Wikipedia nazywa „rokiem bez lata”<sup>13</sup>. Przyczyną tej *aberracji* klimatycznej był wybuch wulkanu Tambora w Indonezji, który wprowadził do stratosfery (gdzie układ temperatury jest odwrotny niż w troposferze) ogromne ilości pyłu wulkanicznego, przysłaniającego Słońce. Obrazy impresjonistów z okresów po wybuchach wulkanów przedstawiają zachody Słońca przesłonięte krwisto-żółtym welonem [8]. Również chłodny rok 1580, zob. rys. 4b, możemy przypisać wybuchowi wulkanu (Billy Mitchell na Pacyfiku [9]).

<sup>11</sup> W wyniku wojny i panującej w jej czasie zarazy, liczba ludności Czech zmniejszyła się z około 4 milionów na początku XVII w., do około 700 tysięcy w połowie stulecia, [http://pl.wikipedia.org/wiki/Wojna\\_trzydziestoletnia](http://pl.wikipedia.org/wiki/Wojna_trzydziestoletnia)

<sup>12</sup> National Oceanic and Atmospheric Administration, <http://www.ncdc.noaa.gov/paleo/globalwarming/images/moberg-2005-large.jpg>

<sup>13</sup> Rok bez lata, [http://pl.wikipedia.org/wiki/Rok\\_bez\\_lata](http://pl.wikipedia.org/wiki/Rok_bez_lata)



Fot. 5. Obraz „Zachód Słońca” Wiliama Turnera<sup>14</sup> z około 1828 roku. Duża ilość żółtego koloru wskazuje na obecność pyłów wulkanicznych w stratosferze [9]

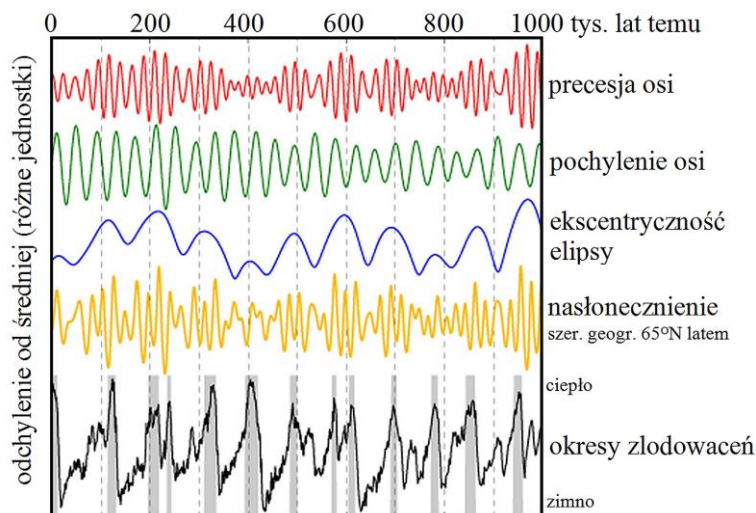
Nie tylko zmiany aktywności Słońca mają wpływ na klimat. Wiemy, choćby z obserwacji morenowego krajobrazu północnej Polski, że co mniej więcej sto tysięcy lat zdarzają się wielkie zlodowacenia, zob. np. [10]. Podobnie długie są tzw. cykle Milankoviča. Wydaje się, że za cykle rzędu dziesiątek i setek tysięcy lat jest odpowiedzialna „maszyna” Układu Słonecznego.

Wiadomo od czasów Keplera, że planety krążą dookoła Słońca po elipsach (a podejrzenia o orbity niekołowe znajdujemy też w dziele Kopernika). Słońce znajduje się w ognisku elipsy, a raczej wspólnym ognisku elips dla różnych planet. Elipsy te mogą być spłaszczone mniej (jak w przypadku Ziemi, z mimośrodem  $e = 0,0167$ ) lub bardziej (jak w przypadku Marsa,  $e = 0,0935$ ). Ba! geometria orbity określonej planety, np. Ziemi, ulega okresowym zmianom – spłaszczenia i nachylenia płaszczyzny orbity (czyli ziemskiej ekliptyki) do średniej płaszczyzny orbit innych planet. Pod wpływem Jowisza i Saturna oś orbity Ziemi ulega też powolnej rotacji. Z kolei oś *obrotu* Ziemi, wirującego w przestrzeni bąka, podlega *precesji* z okresem około 25 tys. lat (ten ruch znał już Kopernik); co więcej, waha się też pochylenie tej osi w stosunku do ekliptyki (od  $22,1^\circ$  do  $24,5^\circ$ ). Zsumowanie tych ruchów jest trudne, jak to omawia angielska wersja Wikipedii<sup>15</sup>. Efektem są niewielkie zmiany nasłonecznienia, ale powodujące, zdaje się, zmiany temperatury od  $+2^\circ\text{C}$  do  $-8^\circ\text{C}$ , zob. rys. 6. I wreszcie, najdłuższe z postulowanych okresowości, ok. 140 mln lat, wynikać mogą z obiegu całego Układu Słonecznego dookoła centrum Galaktyki<sup>16</sup>.

<sup>14</sup> Tate Gallery, <http://www.tate.org.uk/art/artworks/turner-sunset-n01876>

<sup>15</sup> Wikipedia, *Milankovitch Cycles*, [http://en.wikipedia.org/wiki/Milankovitch\\_cycles](http://en.wikipedia.org/wiki/Milankovitch_cycles)

<sup>16</sup> Zauważmy jednak, że podobnego rzędu (200 mln lat) są również okresy zbijania się i rozbiegania płyt kontynentalnych Ziemi, też niezwykle istotnie wpływające na klimat m.in. poprzez aktywność wulkaniczną.



Rys. 6. Cykle astronomiczne Milankoviča

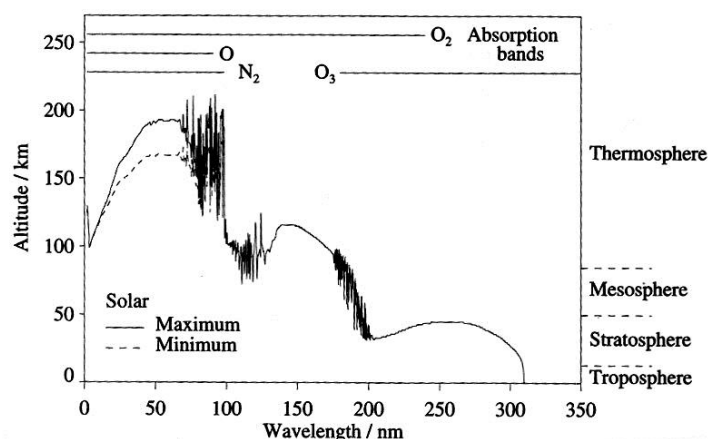
### Atmosfera – ciepła pierzynka

Dokonane wcześniej przez nas obliczenie temperatury zakładało, że Ziemia jest doskonale czarna, tzn. pochłania całe padające promieniowanie. Gdyby tak było, np. dla Księżyca, to byłoby on niewidoczny: tak nie jest! Pewna część promieniowania jest odbijana w Kosmos – mówimy o współczynniku *albedo*, czyli zdolności odbijania promieniowania. Wynosi on 0,9 dla śniegu, 0,4 dla piasku pustyni, 0,15 dla świerkowego lasu, 0,1 dla oceanu, a średnio dla Ziemi 0,3. Uwzględnienie tego albedo we wcześniejszym obliczeniu daje temperaturę 254°K, czyli –18°C. Tyle wynosiłaby temperatura na Ziemi, gdyby nie miała ona pierzynki z atmosfery.

Aby zrozumieć, jak na klimat działa atmosfera, musimy przypomnieć sobie jej skład: 78% N<sub>2</sub>, 21% O<sub>2</sub>, 0,9% Ar. Dziwnym trafem wszystkie są bezbarwne, nawet jako ciecze, jak to zauważyli krakowscy uczeni, Zygmunt Wróblewski i Karol Olszewski na początku XX wieku. Dokładniej rzecz biorąc, i azot i tlen są przezroczyste w świetle widzialnym, ale nieprzezroczyste w nadfiolecie. Tu działa fizyka kwantowa – najniższe elektronowe poziomy wzbudzone tak cząsteczki, jak i atomu azotu lub tlenu, wymagają do wzbudzenia kwantu o energii powyżej 4–5 eV, czyli światła nadfioletowego<sup>17</sup>. Widma absorpcji tlenu (O, O<sub>2</sub>, O<sub>3</sub>) pokazuje rys. 7 – są one bardzo złożone. Daleki nadfiolet, 50–100 nm, jest

<sup>17</sup> Dokładniej, dwa najniższe poziomy wzbudzone cząsteczki tlenu to poziomy „leżący” w bliskiej podczerwieni. Najniższy stan,  $a^1\Delta_g$  ma energię wzbudzenia 0,98 eV, a stan  $b^1\Sigma_g^+$  – energię 1,63 eV. Są to jednak stany „optycznie wzbronione”, tzn. takie, które nie mogą zostać wzbudzone przez promieniowanie elektromagnetyczne, ale np. przez zderzenia z elektronami, zob. [11], s. 117. Niskoenergetyczne stany „rezonansowe” są istotne np. dla zorzy polarnej, zob. [12].

absorbowany przez tlen atomowy, w najwyższej warstwie atmosfery – termosferze, na wysokości 50–100 km. Kolejny przedział nadfioletu, 100–200 nm, jest „wycinany” z widma słonecznego w mezosferze przez tlen cząsteczkowy. Okno nadfioletu jest domykane w stratosferze przez ozon<sup>18</sup>, absorbujący w zakresie 200–300 nm. Dzięki obecności tlenu w atmosferze Ziemia jako jedyna planeta widziana z Kosmosu jest niebieska.



Rys. 7. Widmo absorpcji w nadfiolecie tlenu i azotu w formie atomowej i cząsteczkowej (cytowane za F. Bagenal, *Spectroscopy of atmospheres*, materiały do wykładów, University Colorado) z orientacyjną skalą przekroju czynnego na fotoabsorpcję dodaną z prawej strony (skala z lewej strony jest jedynie ilustracją stratyfikacji atmosfery)<sup>19</sup>

Jednocześnie ani azot  $N_2$ , ani tlen  $O_2$  nie absorbują w podczerwieni<sup>20</sup>. Znakomicie w podczerwieni absorbuje natomiast cząsteczka  $H_2O$ . Jest ona zgięta i posiada dość duży dipolowy moment elektryczny<sup>21</sup>. Możliwe są więc i drgania i obroty wzbudzone przez promieniowanie elektromagnetyczne. Różne momenty bezwładności względem dwóch różnych możliwych osi obrotu i różnorodność drgań (zginające, rozciągające symetryczne i rozciągające niesymetryczne)

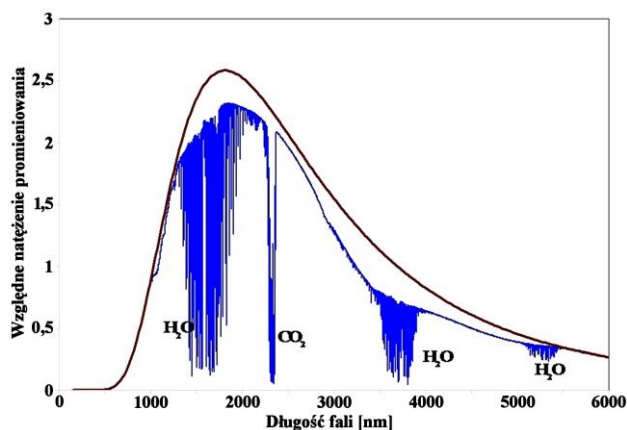
<sup>18</sup> Ozon powstaje jedynie w stratosferze, w odpowiednich warunkach ciśnienia i temperatury i w obecności promieniowania nadfioletowego. Ozonu w atmosferze jest bardzo mało – pod ciśnieniem na poziomie morza zajmowałby warstwę o grubości zaledwie 3 mm. Jego komplementarna rola w stosunku do  $O$  i  $O_2$  w absorpcji promieniowania UV jest niezwykle ważna dla stabilności życia na lądzie.

<sup>19</sup> <http://lasp.colorado.edu/~bagenal/3720/CLASS5/5Spectroscopy.html>

<sup>20</sup> Powodem przezroczystości  $N_2$  i  $O_2$  w podczerwieni jest symetria tych cząsteczek – nie mają one momentu dipolowego, więc promieniowanie elektromagnetyczne nie może pobudzić cząsteczek ani do drgań (energii wzbudzenia rzędu 0,1 eV), ani do obrotów (energii rzędu 0,01 eV), zob. np. [11].

<sup>21</sup> Moment ten wyrażony jako iloczyn ładunku elektronu ( $e = 1,609 \cdot 10^{-19}$  C) i promienia Bohra ( $a_0 = 0,529 \cdot 10^{-10}$  m) wynosi  $0,727 ea_0$  (=1,85 Debye).

powodują, że widmo absorpcji cząsteczki H<sub>2</sub>O to prawdziwy „gąszcz” linii, zob. rys. 8.



Rys. 8. Widmo absorpcji w podczerwieni uzyskane (dość przypadkowo) w powietrzu w trakcie kalibracji spektrometru do badań krzemu (courtesy prof. Gino Mariotto). Para wodna skutecznie pochłania promieniowanie podczerwone – trzy grupy linii opowiadają trzem różnym wzbudzeniom drgań cząsteczki, a poszczególne linie w tych pasmach – wzbudzeniom obrotów cząsteczki H<sub>2</sub>O. Dwutlenek węgla skutecznie pochłania podczerwień tam, gdzie nie pochłania go para wodna (CO<sub>2</sub> „przymyka okno” w podczerwieni). Dopasowana krzywa Plancka odpowiada temperaturze żarnika spektrometru, około 1600 K

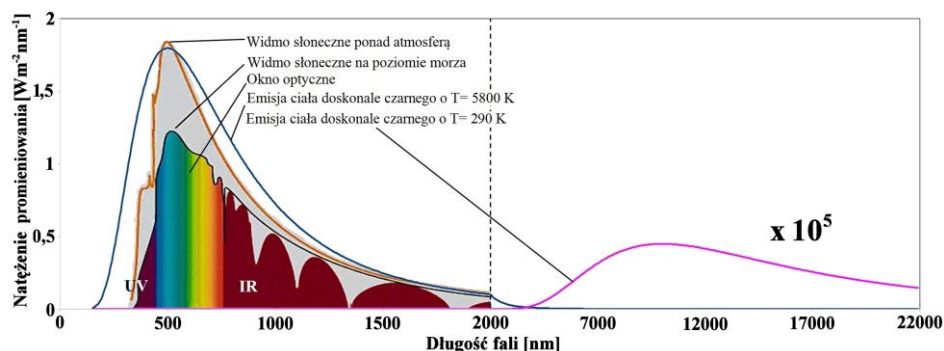
Jesteśmy teraz gotowi do szczegółowej analizy widma światła słonecznego docierającego do powierzchni Ziemi. Jest on osłabione w stosunku do stałej słonecznej, relatywnie najbardziej w zakresie nadfioletu i „poprzecinane” w zakresie podczerwieni. Maksimum emisji ciała doskonale czarnego o temperaturze 5800 K przypada, zgodnie z prawem przesunięć Wiena,  $\lambda_{\max} = \frac{b}{T}$  ( $\lambda$  – długość fali o maksymalnej mocy promieniowania mierzona w metrach,  $T$  – temperatura ciała doskonale czarnego mierzona w kelwinach,  $b = 2,9 \cdot 10^{-3}$  m·K – stała Wiena), na 500 nm, czyli na światło zielone<sup>22</sup>. Sumarycznie, na zakres widzialny (380–760 nm) przypada 40% energii, na nadfiolet 10%, a na podczerwień 50%, zob. rys. 9.

Na tym samym wykresie pokazujemy rozkład energii promieniowania ciała doskonale czarnego o temp. 290 K – ma ono maksimum dla około  $\lambda = 10 \mu\text{m}$ . Fale elektromagnetyczne o długości fali z tego zakresu są silnie pochłaniane i przez parę wodną, i dwutlenek węgla (a również metan, podtlenek azotu<sup>23</sup>

<sup>22</sup> Pamiętajmy, że chlorofil nie absorbuje światła zielonego, co zabezpiecza rośliny przed przegrzaniem.

<sup>23</sup> Używamy nazw chemicznych nie do końca zgodnych z najnowszą nomenklaturą w Polsce, jak np. di-tlenek węgla, lub tlenek di-azotu (II).

$N_2O$ , dwutlenek azotu itd., zob. widma absorpcji elektronowej w [13]). Światło podczerwone, wysyłane przez kulę Ziemią jest przez te gazy absorbowane. Atmosfera, dzięki prawu przesunięć Wiena, to taka ziemiska pierzynka. Nie „grzeje” jak grzałka, ale izoluje, jak wełenka.



Rys. 9. Zależność od długości fali ( $\lambda$  w nm) mocy promieniowania słonecznego na jednostkę powierzchni docierającego do powierzchni Ziemi. Maksimum emisji ciała doskonale czarnego o  $T = 5800$  K odpowiada długości fali  $\lambda = 0,5$   $\mu\text{m}$ . Maksimum emisji dla  $T = 290$  K odpowiada  $\lambda = 10$   $\mu\text{m}$ . Natężenie promieniowania poza atmosferą ma w maksimum wartość ok.  $2 \text{ Wm}^{-2} \text{ nm}^{-1}$ . Natężenie promieniowania dla  $T = 290$  K zostało przemnożone przez czynnik  $10^5$ . Uwaga na dwa rodzaje skali OX (powyżej 2000 nm jest ona przemnożona o czynnik 1/10). Widma absorpcji w podczerwieni (bardzo złożone) gazów wieloatomowych znajdzie Czytelnik np. w [2]. Moc promieniowania Słońca w innych zakresach fal jest pomijalnie mała

### Nieco księgowości

Możemy teraz pokusić się o bilans energii na Ziemi. Czynnikiem najważniejszym są własności absorpcyjne w podczerwieni gazów wieloatomowych. Istotną rolę odgrywają również chmury, pyły, aerozole, a nawet sadza. Prześledźmy po kolei, jaki jest bilans promieniowania docierającego ze Słońca do Ziemi. Stała słoneczna  $1,366 \text{ kW/m}^2$  stanowi w tym bilansie 100%.

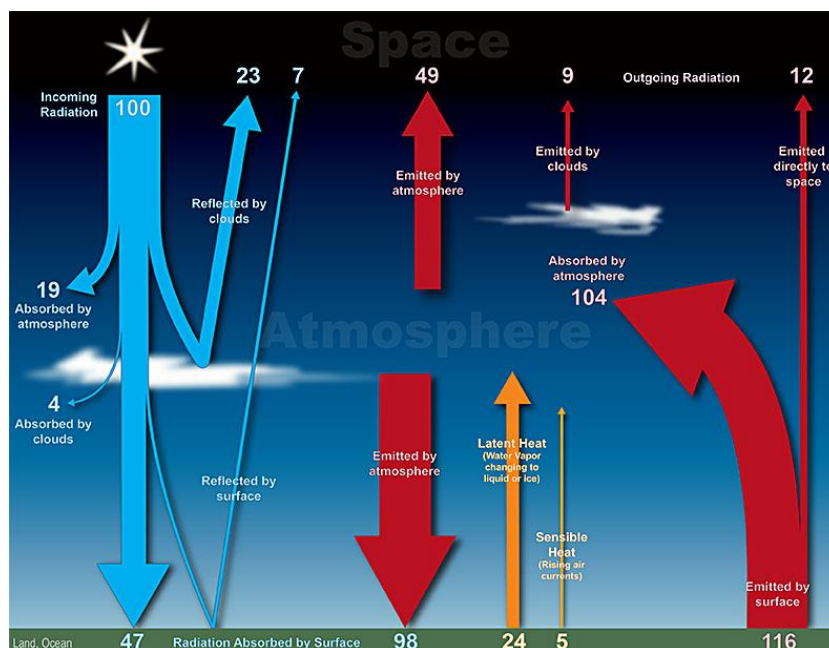
Tylko 47% energii promieniowania słonecznego dociera do powierzchni Ziemi. Pozostała część, czyli trochę więcej niż połowa początkowego bilansu, zostaje „przechwycona” przez atmosferę. Około połowa z tej części z kolei, czyli około 23% (= 19% + 4%) bilansu początkowego zostaje *zaabsorbowane* przez atmosferę i chmury. Na absorpcję tę składa się między innymi przechwytywanie nadfioletu w najwyższych warstwach atmosfery (termosferze, w obszarze między około 100 a 500 km nad Ziemią<sup>24</sup>, gdzie tlen i azot występują w formie atomowej oraz w stratosferze, warstwie z ozonem, około 12–50 km).

<sup>24</sup> W dolnej granicy termosfery, w okolicach polarnych, występują zorze; górna granica termosfery, określona przez umowne temperatury i gęstości swobodnych elektronów, zależy silnie od aktywności Słońca, zob. [http://en.wikipedia.org/wiki/File:Nomenclature\\_of\\_Thermosphere.jpg](http://en.wikipedia.org/wiki/File:Nomenclature_of_Thermosphere.jpg)

23% energii ze Słońca zostaje odbite przez chmury, co dodane do 7% odbitych przez powierzchnię daje wspomniane wcześniej średnie albedo 0,3 dla Ziemi jako planety.

We wcześniejszym obliczeniu temperatury Ziemi jako ciała doskonale czarnego istotną była powierzchnia absorbująca  $\pi R^2$  i powierzchnia promieniująca w Kosmos  $4\pi R^2$ . W przypadku energii *zaabsorbowanej* przez atmosferę, połowa trafia do Ziemi, a połowa w Kosmos (przysłowiowe *fifty-fifty*).  $\frac{1}{2}$  z 23% daje więc kolejne 11% docierające do Ziemi, teraz już jako promieniowanie podczerwone.

I tu zaczyna się cieplarniany ping-pong. Z nieco ponad połowy (47% + 11%) energii Słońca, która dotarła do Ziemi i zgodnie z zasadą równowagi termodynamicznej zostaje odesłana w Kosmos, prawie całość jest ponownie wylapywana przez atmosferę. Strumienie energii z powierzchni Ziemi do atmosfery są dwa – część jest wypromieniowana jako podczerwień, a część przenoszona przez konwekcję – 5% i procesy parowania/kondensacji pary wodnej – 25% (pomarańczowe strzałki na rys. 10).



Rys. 10. Bilans energii na Ziemi. Do powierzchni Ziemi, dzięki wielokrotnym „odbiciom” między powierzchnią a atmosferą dociera o 50% więcej energii niż by to było bez atmosfery (dwie grube strzałki w dół). Uwzględnienie strat daje emisję w podczerwieni z powierzchni Ziemi jako 116% energii docierającej pierwotnie. To ta wielkość, poprzez prawo Wiena, determinuje średnią temperaturę w Krakowie (i Toruniu). Źródło: NOAA<sup>25</sup>

<sup>25</sup> NOAA, [http://www.srh.noaa.gov/jetstream/atmos/energy\\_balance.htm](http://www.srh.noaa.gov/jetstream/atmos/energy_balance.htm)



Z tych wspomnianych  $47\% + 11\% = 58\%$  znów połowa trafia na Ziemię, z tej połowy – znów połowa. Obrazowo, suma takiego szeregu geometrycznego to  $116\%$ . Obliczenia są dużo bardziej skomplikowane, zob. tabele, ale wynik jest istotny: strumień energii wypromieniowywanej w jednostce czasu z powierzchni *ziemi* (nie Ziemi!) wynosi  $116\%$  energii docierającej do Ziemi, czyli  $1,16 \cdot 1360 \text{ W/m}^2 = 1578 \text{ W/m}^2$ . To ta wielkość określa temperaturę powierzchni naszego Globu. Korzystając ponownie z prawa Stefana-Boltzmann'a otrzymujemy ekwiwalentną temperaturę ciała doskonale czarnego  $288 \text{ K} = +15^\circ\text{C}$ .

Analiza strumieni energii przepływających między atmosferą a powierzchnią Ziemi daje sumę aż o  $50\%$  większą niż pierwotna wartość energii ze Słońca. Jak w ping-pongu – piłeczka jedna, a u dobrych graczy wydaje się, że jest tych piłeczek więcej. Nieco podobnie jak w laserze, który dzięki dwóm zwierciadłom na końcach wielokrotnie wykorzystuje ten sam foton do stymulowania emisji z ośrodka laserowego. Podkreślamy jeszcze raz, że dokładny bilans przepływów energii między powierzchnią ziemi a atmosferą jest niezwykle złożony. Naukowcy konstruują coraz bardziej zaawansowane komputerowe modele „Global Climate Circulation”, zob. np. [14]. Są one bazą do przewidywania możliwych globalnych zmian klimatycznych.

Tabela 1. Bilans energii na Ziemi;  $100\%$  odpowiada stałej słonecznej,  $1366 \text{ W/m}^2$

Dociera do powierzchni Ziemi	%	
	$47\% + 7\%$	światła bezpośrednio ze Słońca
	$98\%$	promieniowania podczerwonego z atmosfery
<b>Suma</b>	<b><math>152\%</math></b>	

Powierzchnia Ziemi oddaje	%	
	$7\%$	odbija światło bezpośrednio
	$5\%$	ciepło poprzez konwekcję powietrza
	$24\%$	ciepło poprzez parowanie wody
	$116\%$	ciepło poprzez promieniowanie podczerwone
<b>Suma</b>	<b><math>152\%</math></b>	

Atmosfera otrzymuje	%	
	$4\%$	absorpcja światła słonecznego przez chmury
	$19\%$	absorpcja słońca przez atmosferę (m.in. ozon)
	$24\%$	przez skraplanie wody z Ziemi w chmurach
	$5\%$	poprzez konwekcję z powierzchni Ziemi
	$104\%$	promieniowanie podczerwone emitowane z Ziemi
<b>Suma</b>	<b><math>156\%</math></b>	

Atmosfera oddaje	%	
	$9\%$	emisja w podczerwieni z chmur w Kosmos
	$49\%$	emisja w podczerwieni z atmosfery w Kosmos
	$98\%$	emisja w podczerwieni w kierunku Ziemi
<b>Suma</b>	<b><math>156\%</math></b>	

<b>Z Kosmosu dociera</b>	%
<b>Suma</b>	<b>100%</b>

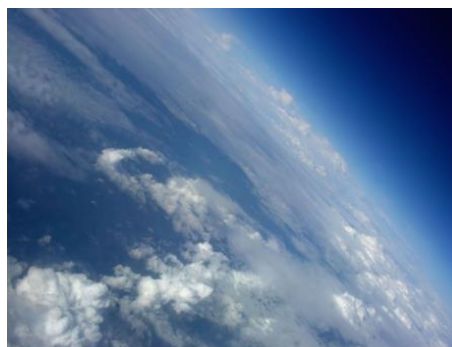
<b>W Kosmos powraca</b>	%	
	23%	odbite światło Słońca przez chmury
	7%	odbite światło Słońca przez Ziemię
	49%	emisja podczerwona z atmosfery
	9%	emisja podczerwona z chmur
	12%	emisja podczerwona z powierzchni Ziemi
<b>Suma</b>	<b>100%</b>	

W powyższych tabelach jak w prawdziwej księgowości, bilans jest skomplikowany, ale się „zgadza”! Nie ma nadwyżki (Ziemia się nie grzeje), ale nie ma też *manka*. Obrazowo można natomiast powiedzieć, że atmosfera jest jak pierzynka – nie grzeje tak jak grzałka, ale zapobiega ucieczce ciepła.

W całościowym bilansie atmosfera podnosi efektywną (średnią) temperaturę na Ziemi, z  $-18^{\circ}\text{C}$  dla piaskowej kuli bez atmosfery (jak to ma miejsce na Marsie) do  $+15^{\circ}\text{C}$ . Te dodatkowe  $+33^{\circ}\text{K}$  to *naturalny efekt cieplarniany*. Na Marsie, gdzie atmosfera jest rzadka i zawiera, co prawda, nieco  $\text{CO}_2$ , ale praktycznie nie zawiera  $\text{H}_2\text{O}$ , naturalny efekt cieplarniany wynosi  $+3\text{K}$ , a średnia temperatura jakiejś  $-55^{\circ}\text{C}$  (Mars jest od Słońca w odległości 1,5 jedn. astronomicznej). Na Wenus, gdzie w atmosferze oprócz  $\text{H}_2\text{O}$  jest również polarna cząsteczka  $\text{SO}_2$ , efekt cieplarniany wynosi aż  $390\text{K}$  [14].

Te dodatkowe  $+33\text{K}$  to „zbieg okoliczności” szczęśliwy dla życia na Ziemi – zamiast średnio syberyjskiej zimy mamy (średnio) majowe popołudnie! Powodem są, przypominamy, układy poziomów wibracyjnych i rotacyjnych  $\text{H}_2\text{O}$  i  $\text{CO}_2$  (która w stanie wibracyjnym 010 jest również polarna). Oczywiście, te  $+33\text{K}$  zależą silnie od stężenia pary wodnej i  $\text{CO}_2$  w atmosferze.

Dokładna temperatura zależy od wielu czynników; w przypadku Europy jest to np. ciepły prąd morski z rejonu Morza Sargassowego. Jakie inne czynniki decydują o temperaturze na Ziemi, jak szczegółowo zmieniała się ta temperatura przez ostatnie pół miliona lat, czy ma to ma związek z koncentracją  $\text{CO}_2$  i czy człowiek ma wpływ na klimat, będziemy dyskutować w drugiej, jesiennej części artykułu.

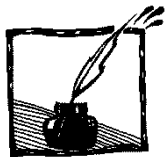


Atmosfera to taka ciepła pierzynka dla Ziemi: wpuszcza światło a nie wypuszcza ciepła.

## Literatura

- [1] K. Bodek, O Czarnobylu, wiatrakach i ociepleniu klimatu – bez emocji..., Foton 103/2008, 4–15
- [2] Z. Wiśniewski, *O fizyce atmosfery i zmianach klimatu cz.2*, Fizyka w Szkole, 4/2010, 10–14
- [3] Z. Wiśniewski, *O fizyce atmosfery i zmianach klimatu cz.1*, Fizyka w Szkole, 3/2010, 26–32
- [4] G. Karwasz, *Czy grozi nam potop*, Świat Nauki, nr 8, Sierpień 1997, 106–107; [http://dydaktyka.fizyka.umk.pl/wyklady/efekt\\_cieplarniany/GK\\_SN\\_1997.pdf](http://dydaktyka.fizyka.umk.pl/wyklady/efekt_cieplarniany/GK_SN_1997.pdf)
- [5] G. Karwasz, *Wewnętrzny ogień, czyli o tektonice płyt Ziemi*, Geografia w Szkole, 3/2012, 28–33; [http://dydaktyka.fizyka.umk.pl/nowa\\_strona/?q=node/288](http://dydaktyka.fizyka.umk.pl/nowa_strona/?q=node/288)
- [6] A. Witze, *Detectors zero in on Earth's heat*, Nature 496, 17 (04 April 2013); <http://www.nature.com/news/detectors-zero-in-on-earth-s-heat-1.12707>
- [7] A. Moberg, *2,000-Year Northern Hemisphere Temperature Reconstruction*, World Data Center for Paleoclimatology, Boulder, CO and NOAA Paleoclimatology Program (2005); [ftp://ftp.ncdc.noaa.gov/pub/data/paleo/contributions\\_by\\_author/moberg2005/nhtemp-moberg2005.txt](ftp://ftp.ncdc.noaa.gov/pub/data/paleo/contributions_by_author/moberg2005/nhtemp-moberg2005.txt) [http://pl.wikipedia.org/wiki/Plik:Carbon14\\_with\\_activity\\_labels.svg](http://pl.wikipedia.org/wiki/Plik:Carbon14_with_activity_labels.svg)
- [8] C.S. Zederos i in. Atmospheric effects of volcanic eruptions as seen by famous artists and depicted in their paintings, Atmos. Chem. Phys. 7 (2007) 4017; <http://hal.archives-ouvertes.fr/docs/00/29/63/03/PDF/acp-7-4027-2007.pdf>
- [9] K.R. Briffa i in. *Influence of volcanic eruptions on Northern Hemisphere summer temperature over the past 600 years*, Nature 393 (1998) 450; [http://tomix.homelinux.org/~thomas/eth/7\\_semester/largescale\\_climate\\_variability\\_WS\\_2006\\_2007/unterlagen/edit/briffa\\_1600\\_volcanic.pdf](http://tomix.homelinux.org/~thomas/eth/7_semester/largescale_climate_variability_WS_2006_2007/unterlagen/edit/briffa_1600_volcanic.pdf)
- [10] L. Lindner, *Nowe spojrzenie na liczbę, wiek i zasięgi zlodowaceń środkowopolskich w południowej części środkowowschodniej Polski*, Przegląd Geologiczny, vol. 53, nr 2, 2005; [http://www.pgi.gov.pl/images/stories/przeglad/pdf/pg\\_2005\\_02\\_11.pdf](http://www.pgi.gov.pl/images/stories/przeglad/pdf/pg_2005_02_11.pdf)
- [11] A. Zecca, G.P. Karwasz, R.S. Brusa, *One century of experiments on electron – atom and molecule scattering. A critical review of integral cross sections*. I. Atoms and diatomic molecules, Riv. N. Cim. 19 No.5 (1996), 1–146; <http://dydaktyka.fizyka.umk.pl/Pliki/ncr1.pdf>  
L. Josić, T. Wróblewski, Z. Lj. Petrović, J. Mechlińska-Drewko and G.P. Karwasz, *Influence of resonant scattering on electron-swarm parameters in NO*, Chem. Phys. Lett. 350 (2001) 318; [http://www.fizyka.umk.pl/~karwasz/publikacje/2001\\_Influence.pdf](http://www.fizyka.umk.pl/~karwasz/publikacje/2001_Influence.pdf); zob. też dyskusję w [http://dydaktyka.fizyka.umk.pl/nowa\\_strona/?q=node/218](http://dydaktyka.fizyka.umk.pl/nowa_strona/?q=node/218)
- [12] A. Zecca, G.P. Karwasz, R.S. Brusa and T. Wróblewski, *Low-energy electron collisions in nitrogen oxides: a comparative study*, Int. J. Mass Spectr. 223–224 (2003) 205; [http://www.fizyka.umk.pl/~karwasz/publikacje/2003\\_Low-energy\\_electron\\_collisions\\_in\\_nitrogen.pdf](http://www.fizyka.umk.pl/~karwasz/publikacje/2003_Low-energy_electron_collisions_in_nitrogen.pdf)
- [13] C. Impey, *Venus and the Greenhouse Effect*, Teach Astronomy; <http://m.teachastronomy.com/astropedia/article/Venus-and-the-Greenhouse-Effect>

Strony www zostały sprawdzone 2–21.04.2013.



## Projekt Manhattan – Los Alamos

*Krzysztof Fiałkowski*

*Instytut Fizyki UJ*

Z okazji siedemdziesięciolecia „Projekt Manhattan” wspominaliśmy niedawno, jak powstał największy w historii projekt naukowo-wojskowy, skąd wzięła się jego nazwa i jakie były jego pierwsze sukcesy. Jednak większości ludzi projekt ten kojarzy się z jednym tematem: konstrukcją pierwszych bomb atomowych, i z jednym miejscem: Los Alamos. Wypada więc wyjaśnić, dlaczego między konstrukcją pierwszego reaktora i konstrukcją bomby upłynęły niemal trzy lata intensywnej pracy ogromnego zespołu, nie tylko w Los Alamos, ale i w innych miejscach w USA i w Kanadzie.

Pozornie może się wydawać, że przeprowadzanie kontrolowanej reakcji łańcuchowej jest trudniejsze niż jednorazowe doprowadzenie materiału rozszczepialnego do wybuchu. Przypomnijmy jednak, że reaktor Fermiego nie miał produkować znacznych ilości energii ani działać stabilnie i długo. Jego zadaniem było tylko wykazanie, że reakcja łańcuchowa rozszczepienia jest naprawdę realna. Rozszczepienie jądra uranu 235 uwalnia zwykle dwa lub większą liczbę swobodnych neutronów, które mogą inicjować dalsze rozszczepienia. Nie oznacza to jednak wcale, że liczba rozszczepień będzie gwałtownie rosła w czasie.

Aby reakcja łańcuchowa rozwijała się, prawdopodobieństwo kolejnych rozszczepień musi być dostatecznie duże. Jest to oczywiście możliwe tylko wtedy, gdy dość duża jest „porcja” uranu. Jednak nie jest to jedyny warunek. Neutrony powstające w wyniku rozszczepienia mają znaczną energię kinetyczną. Dla takich neutronów prawdopodobieństwo kolejnych rozszczepień jest niewielkie, jeśli masa uranu nie jest naprawdę duża (rzędu kilkudziesięciu kilogramów). Reakcja łańcuchowa rozpocznie się dla znacznie mniejszej masy uranu, jeśli wyemitowane neutrony zostaną przed zderzeniem z kolejnymi jądrami uranu „spowolnione”, czyli oddadzą znaczną część energii kinetycznej ośrodkowi, w którym się poruszają, zwanemu moderatorem. Najskuteczniejsze moderatory to tzw. ciężka woda (w której wodór zastąpiono jego ciężkim izotopem – deuterem) i węgiel, zwykle w postaci grafitu. Fermi zbudował reaktor właśnie z cegieł uranowych i grafitowych, potrzebował więc stosunkowo niewiele uranu.

Wzrost liczby rozszczepień w wybuchu bomby musi być bardzo szybki, bo w przeciwnym razie wybuch rozrzuci materiał rozszczepialny, zanim wyzwolona zostanie naprawdę duża energia. Zatem nie ma czasu na spowalnianie; uranu 235 musi być tak dużo, aby neutrony o znacznej energii miały dostatecznie duże prawdopodobieństwo spowodowania kolejnych rozszczepień. Warto przy tym pamiętać, że w naturalnym uranie  $^{235}\text{U}$  stanowi tylko 0,7% całej masy.

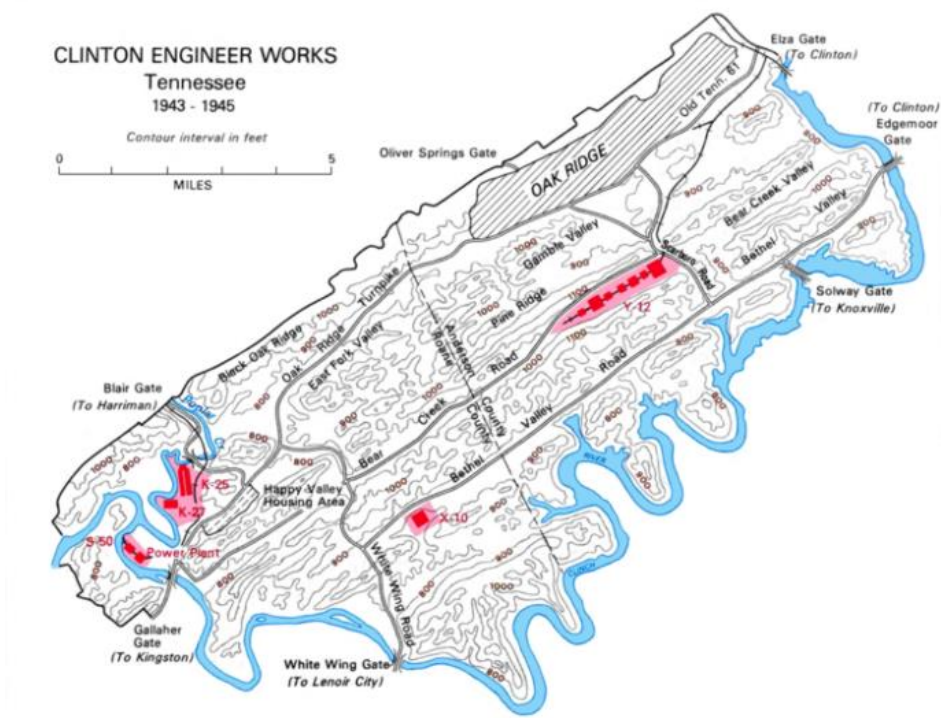
Mniejsza masa jest wymagana w przypadku innego materiału rozszczepialnego, izotopu plutonu  $^{239}\text{Pu}$ . Jednak pluton praktycznie nie występuje naturalnie w przyrodzie, bo czas rozpadu wszystkich jego izotopów jest zbyt krótki. Można wyprodukować pluton w reaktorach, wykorzystując „najpopularniejszy” izotop uranu  $^{238}\text{U}$ . Jądra tego izotopu po pochłonięciu neutronu przekształcają się w jądra neptunu, a te po kolejnych rozpadach przekształcają się w pluton. Przed konstrukcją bomby, a nawet przed ostatecznym wyborem materiału rozszczepialnego, należało zgromadzić duże ilości obu izotopów, a dla zabezpieczenia dobrego działania reaktorów, także i ciężkiej wody.

W chwili objęcia przez generała Leslie Grovesa kierownictwa projektu działało już kilka laboratoriów przygotowujących możliwe materiały rozszczepialne. Grupa Ernesta Lawrence’a na Uniwersytecie Berkeley badała możliwość elektromagnetycznej separacji izotopów uranu, podczas gdy inne grupy badały separację przez dyfuzję. Grupa Harolda Ureya na Uniwersytecie Columbia zajmowała się możliwością użycia ciężkiej wody, a grupa Arthura Comptona w Chicago – grafitu jako moderatora w reaktorach produkujących pluton z uranu. Zanim można było rozważać szczegółowo konstrukcję bomby, której teoretyczną możliwość potwierdzono na konferencjach w Chicago i Berkeley, należało opracować skuteczne metody separacji dużych ilości uranu  $^{235}\text{U}$  i produkcji plutonu oraz zbudować fabryki i reaktory produkujące w dostatecznych ilościach potrzebne materiały. Koordynacją pracy tych fabryk i wykorzystaniem ich produktów musiał zająć się zespół ekspertów zebranych w jednym ośrodku.

Pierwszą fabryką, której budowę zaczął Groves, był zakład wzbogacania uranu w izotop  $^{235}\text{U}$  w pobliżu Knoxville w Tennessee. Tereny pod jej budowę zostały przejęte przez armię już jesienią 1942 roku. Później na tych terenach powstało dla pracowników fabryki i ich rodzin całe nowe miasto Oak Ridge.

Pierwotnie rozważano ulokowanie zespołu konstrukcji bomby w tym samym miejscu, ale uznano, że należy wybrać lokalizację bardziej odległą od miast. W listopadzie 1942 roku zbadano tereny wokół Albuquerque w stanie Nowy Meksyk i ostatecznie wybrano tereny, na których mieściła się „szkoła przetrwania” dla chłopców – Los Alamos Ranch School.

Produkcja plutonu w reaktorze miała rozpocząć się w lesie Argonne pod Chicago. Wkrótce zdecydowano, że nie ma tam dość miejsca i rozważano przeniesienie planów do Oak Ridge. Zanim jednak podjęto ostateczną decyzję o lokalizacji Compton zdecydował, aby zbudować próbny reaktor na terenie Uniwersytetu Chicago. Jak wiadomo, zespół pod kierunkiem Enrico Fermiego wywiązał się z tego zadania znakomicie. Wkrótce kierownictwo projektu uznało, że lokalizacja w centrum miasta jest zbyt ryzykowna nawet dla próbnego reaktora, więc rozebrano go i zmontowano ponownie w Argonne.



Plan ośrodka Oak Ridge. Y-12 oznacza zakład separacji elektromagnetycznej, K-25 i K-27 zakłady separacji dyfuzyjnej, X-10 reaktor produkujący pluton



Wjazd na teren Los Alamos w początkowym okresie budowy ośrodka

Tymczasem uznano, że przemysłowa produkcja plutonu w reaktorze nie może być prowadzona blisko istniejących miast i zamiast Oak Ridge wybrano lokalizację w Hanford pod Richland nad rzeką Columbia w stanie Waszyngton.



Reaktor w Hanford

Tam też powstało całe miasto, które w szczytowym okresie stało się trzecim największym miastem stanu. Inne centra projektu powstały w Kanadzie, gdzie w Trail produkowano ciężką wodę, a w reaktorze w Chalk River pluton.

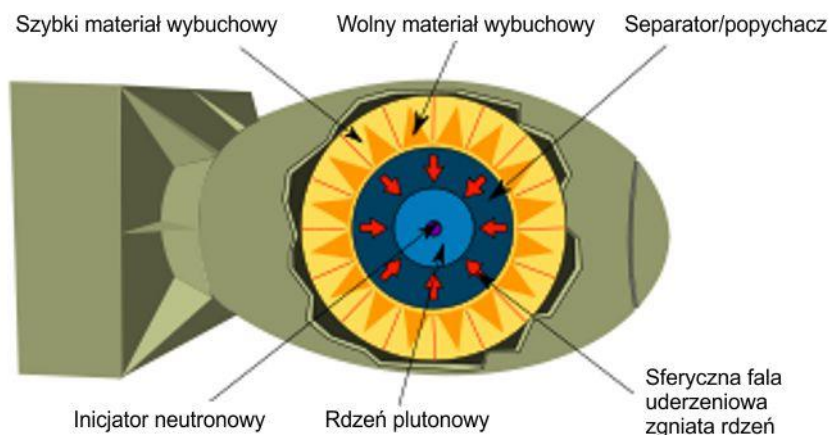


Rozmieszczenie głównych ośrodków Projektu Manhattan

Jednak sercem projektu stało się Los Alamos, gdzie zaczęli wkrótce zbierać się najwybitniejsi fizycy USA i Wielkiej Brytanii, zwoływani tam przez Roberta Oppenheimera, któremu generał Groves powierzył kierownictwo prac. Oczywiście wezwanym nie było wolno informować nikogo, dokąd się udają, a nawet stacja kolejowa, do której mieli przesyłać swoje bagaże, miała być wybrana niezbyt blisko Los Alamos. Richard Feynman opisuje jednak w swoich wspomnieniach, jak udało mu się bez wysiłku odkryć tajemnice projektu. Chcąc dowiedzieć się, gdzie jest to dziwne miejsce, dokąd go wezwano, wypożyczył z biblioteki uniwersyteckiej przewodnik po Nowym Meksyku. Lista poprzednich wypożyczających pokryła się dokładnie z listą osób, które w ostatnich miesiącach zniknęły tajemniczo z uniwersytetu...

Badania w Los Alamos oprócz ściśle naukowych eksperymentów, jak badanie oddziaływań neutronów czy procesów dyfuzji, dotyczyło głównie planowania mechanizmu bomby. Rozważano pierwotnie tylko tzw. schemat działa, z którego „kula” uranowa miała być wystrzelona przy użyciu konwencjonalnego materiału wybuchowego w uranową „tarczę”. Kula i tarcza miały zbyt małe masy, aby rozpoczęła się w nich reakcja łańcuchowa, ale po ich połączeniu masa krytyczna miała być przekroczona inicjując wybuch. Okazało się jednak, że dla plutonu ten schemat nie jest właściwy. W reaktorach pluton  $^{239}\text{Pu}$  szybko zmieniał się w znacznym stopniu w wyniku pochłonięcia neutronu w pluton  $^{240}\text{Pu}$ , który ulegał rozszczepieniu spontanicznemu zbyt szybko. Tylko bardzo mała część materiału uległaby rozszczepieniu po zderzeniu kuli z tarczą i wówczas siła wybuchu byłaby znacznie mniejsza, niż oczekiwano.

Opracowano więc znacznie bardziej skomplikowany schemat, tzw. implozyjny, gdzie rozmieszczony wokół kuli plutonowej materiał wybuchowy miał „zgnieść” kulę zwiększając jej gęstość i inicjując wybuch.



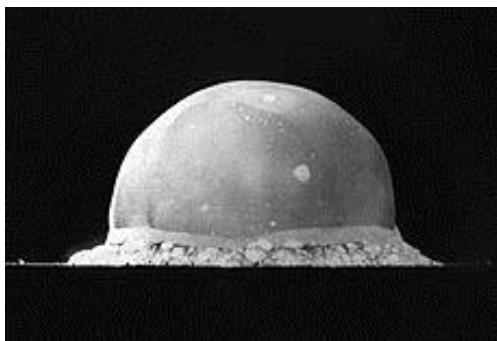
Schemat implozyjnej bomby plutonowej



W rzeczywistości proces ten był jeszcze bardziej skomplikowany, a kulę plutonu pokrywano warstwami innych materiałów dla uniknięcia korozji, zabezpieczenia przed wcześniejszym przypadkowym wybuchem i wzmocnienia odbić neutronów dla przedłużenia eksplozji. Pierwszą taką kulę wyprodukowano dopiero 2 lipca 1945 roku, a następną w kilka tygodni później. Trudność obliczenia wszystkich tych efektów zmusiła kierownictwo projektu do przeprowadzenia wybuchu próbnego. Wybrano dla niego miejsce na pustyni w pobliżu poligonu wojskowego w Alamogordo, ponad 300 kilometrów na południe od Los Alamos.

Dodajmy, że w tym samym czasie wizjonerskie pomysły Edwarda Tellera, który jako jedyny zalecał równoczesne badania nad możliwością wykorzystania nie tylko rozszczepień uranu czy plutonu, ale i fuzji lekkich jąder, doprowadziły do nieoczekiwanego wyniku. Zainspirowany przez niego Bethe sprawdził już w 1943 roku czy eksplozja bomby rozszczepieniowej w atmosferze nie może zainicjować fuzji atomów azotu i w rezultacie „pożaru atmosfery”. Wyniki obliczeń były jasne i Bethe z Tellerem zapisali w raporcie, że takie niebezpieczeństwo nie istnieje, ale legenda o tym, że twórcy bomby jeszcze w 1945 roku obawiali się takiego „pożaru” przeżyła do dziś.

Próbny wybuch przeprowadzono 16 lipca 1945 roku. Spełnił on wszystkie oczekiwania – jego energia wyniosła 20 kiloton, czyli odpowiadała energii wybuchu 20 tysięcy ton trotylu, popularnego konwencjonalnego materiału wybuchowego. Wybuch był odczuwany w odległości ponad stu kilometrów, natomiast by utrzymać to w tajemnicy, rozpowszechniono wiadomość o wybuchu składu amunicji na poligonie.



Próbny wybuch 16 lipca 1945, 16 ms po eksplozji. Promień kuli to około 200 m

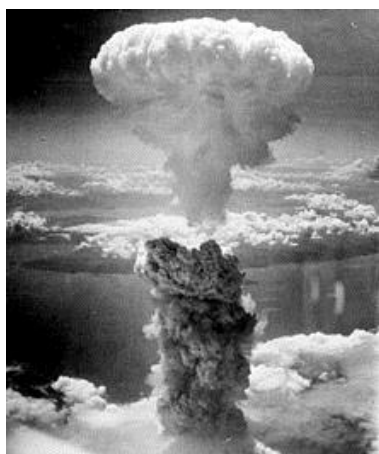
Wybuch obserwowano z czterech schronów odległych o 10 km od miejsca wybuchu. W schronach tych przebywali najwybitniejsi fizycy projektu, jak Oppenheimer, Chadwick, Fermi czy Lawrence. Co ciekawe, wśród żołnierzy chroniących ich znalazł się osiemnastoletni szeregowy Val Fitch, późniejszy laureat Nagrody Nobla z fizyki...



Generał Groves i Oppenheimer na miejscu próbnego wybuchu

Sukces próbnego wybuchu skłonił prezydenta USA Harry'ego Trumana do podjęcia decyzji o użyciu bomb atomowych przeciw Japonii, która kontynuowała wojnę na Pacyfiku i okupowała znaczne obszary Azji i Oceanii. Oczekiwano, że inwazja na wyspy japońskie, które zostały całkowicie zmilitaryzowane, mogła pochłonąć nawet miliony ofiar. Do tego wkrótce upływał termin obiecanego przez Stalina ataku Związku Radzieckiego na Japonię, który mógł skrócić wojnę, ale i doprowadzić do nieobliczalnego wzrostu potęgi ZSRR.

6 sierpnia 1945 roku bomba uranowa „Little Boy” działająca w „schemacie działa” została zrzucona na Hiroszimę. Japonia jednak nie zdecydowała się na kapitulację. Nawet po rozpoczęciu 9 sierpnia wojny w Mandzurii przez ZSRR i zrzuconiu bomby plutonowej „Fat Man” na Nagasaki rząd Japonii rozważał przez niemal tydzień decyzję i dopiero stanowisko cesarza rozstrzygnęło sprawę. 15 sierpnia Japonia zapowiedziała kapitulację, którą podpisano 2 września. Wojna skończyła się, choć jeszcze tygodniami izolowane oddziały japońskie prowadziły walkę.



Chmura po wybuchu bomby nad Nagasaki

Zgodnie z obliczeniami metoda implozyjna okazała się nieporównanie wydajniejsza. 21% plutonu uległo rozszczepieniu wyzwalając energię 23 kiloton, podczas gdy w bombie uranowej zaledwie 1,2% materiału uległo rozszczepieniu, wyzwalając energię 15 kiloton z dziesięciokrotnie większej masy.

Do dziś trwają dyskusje czy użycie broni jądrowej i śmierć ponad stu tysięcy mieszkańców obu miast były uzasadnione. Rozważano, czy „pokazowa” eksplozja na jakiejś bezludnej wyspie nie byłaby wystarczająca dla zmuszenia Japonii do kapitulacji. Trudno jednak zaprzeczyć, że prowadzenie dalszych negocjacji i próba zorganizowania takiej demonstracji z pewnością wydłużyłaby wojnę co najmniej o tydzień. Tymczasem każdego dnia w wal-

kach na wyspach i kontynencie, a na terenach okupowanych w obozach jeńców i obozach koncentracyjnych dla ludności cywilnej, umierały tysiące ludzi.

Szczególnie dramatyczne były rozważania nad moralnym aspektem projektu wśród jego uczestników. Kilku z nich zrezygnowało z pracy w Los Alamos już po próbnym wybuchu, a następni natychmiast po kapitulacji Japonii. Jednak ogromna większość kontynuowała pracę. Uznali oni, że nie straciła aktualności ich wcześniejsza motywacja konstrukcji broni, która miała zabezpieczyć demokratyczne kraje przed podbojem przez dyktatury. Projekt trwał, a nawet powodował ofiary wśród uczestników.

Stopień komplikacji bomby plutonowej powodował konieczność dalszych eksperymentów nad precyzyjnym wyznaczeniem masy krytycznej. Powszechnie znany, i opisany nie tylko w reportażach, ale i w powieściach, jest przypadek śmierci kanadyjskiego fizyka Louisa Slotina w maju 1946 roku w wyniku napromieniowania podczas takiego eksperymentu. Polscy czytelnicy mogą znać tę historię z reportażu „Dziwna śmierć Louisa Slotina” opublikowanego w zbiorze *W stronę czwartego wymiaru*, albo z powieści Dextera Mastersa *Wypadek*. Opisano tam, że Slotin zsuwał pomału kawałki plutonu składając je w kulę, aby wyznaczyć masę krytyczną, a napromieniowanie nastąpiło, gdy śrubokręt wyslizgnął mu się z ręki i połączył nagle całość.

Dzisiejsze źródła podają, że było całkiem inaczej. Zapewne wymogi tajemnicy wojskowej spowodowały przekazanie dziennikarzom fałszywych informacji. Kula plutonowa była przygotowana wcześniej i miała masę podkrytyczną. Slotin badał wzrost promieniowania przy przysuwaniu dwóch półkul z berylu odbijającego neutrony, a przez to przyspieszającego reakcję. Wyślizgnięcie się śrubokręta spowodowało opadnięcie górnej półkuli na dolną i gwałtowne przyspieszenie reakcji. Prawdą jest natomiast, że Slotin rękami rozsunął natychmiast półkule i uratował tak pozostałe osoby obserwujące eksperyment. Sam zmarł po dziewięciu dniach. Od tego czasu podobne eksperymenty wykonywano już tylko zdalnie.

Zaskakujący jest inny fakt: ta sama kula plutonu zabiła już wcześniej innego fizyka! 21 sierpnia 1945 roku asystent Slotina, Harry K. Daghlian, upuścił na plutonową kulę cegłę z innego materiału odbijającego neutrony i zmarł po miesiącu w wyniku napromieniowania podczas tego wypadku.

Dlaczego wypadek Slotina był powszechnie znany już w latach pięćdziesiątych XX wieku, a o Daghlianie długo nikt nie słyszał? Przyczyna wydaje się oczywista: w dniach między ogłoszeniem i podpisaniem kapitulacji Japonii władze USA z pewnością nie chciały, aby rozeszły się wieści, jak niedoskonałe są jeszcze metody badań nad „cudowną bronią”.

Projekt Manhattan został oficjalnie zakończony z końcem 1946 roku, po przeprowadzeniu jeszcze dwóch prób z bombami plutonowymi na atolu Bikini w lipcu tego roku. Nie zakończyło to oczywiście badań wojskowych nad jeszcze potężniejszą bronią masowej zagłady: bombą fuzyjną, zwaną bombą wodorową. Ale to już zupełnie inna historia.



## **Festiwal Science on Stage 2013 Słubice/Frankfurt nad Odrą 25–28 kwietnia 2013 r.**

*Maria Dobkowska*

*Nauczyciel fizyki, członek polskiej delegacji na Science on Stage*

25 kwietnia przed południem w Collegium Polonicum w Słubicach panowało nadzwyczajne zamieszanie i bieganina. Ale to tylko wrażenie wynikające ze znalezienia się w grupie około 350 podobnych do nas entuzjastów, z ogromnymi walizkami i pudłami pełnymi najróżniejszych eksponatów, poszukujących wyznaczonych dla nich stoisk. Radosne okrzyki powitań i mieszające się języki to także obraz tego dnia. Logistycznie wszystko zostało jednak perfekcyjnie przygotowane przez niemiecko-polski zespół, duże plany sytuacyjne z rozmieszczeniem stanowisk ułatwiały ich znalezienie, a ekipa techniczna była życzliwa i wyrozumiała. Każdy z nas chciał jak najlepiej przygotować swoje stanowisko, jednak nikt nie odmawiał pomocy, gdy potrzebne były komuś z innego kraju nożyczki czy odpowiednio skuteczna taśma samoprzylepna. Kiedy przed 16.00 rozległ się dźwięk dzwonka, którym podobnie jak woźny w starej szkole posługiwali się studenci wolontariusze, wszyscy pośpieszyliśmy na ceremonię otwarcia festiwalu.

Zaczął się mocnym wejściem, bo niemiecki zespół „Die Physikanten” przedstawił kilka bardzo spektakularnych i dowcipnych eksperymentów. Następnie w imieniu gospodarzy powitał uczestników nienaganną angielszczyzną prorektor Uniwersytetu Adama Mickiewicza w Poznaniu prof. Jacek Witkoś, a reprezentujący polskie Ministerstwo Edukacji wiceminister Przemysław Krzyżanowski, życzył uczestnikom wielu dobrych wrażeń i dalszych sukcesów w pracy dydaktycznej. Po wystąpieniach kilku innych znakomitych VIPów polsko-niemiecki Jazz Band Septemberstrauch zagrał kompozycję Krzysztofa Komedy z filmu *Rosemary's Baby*. Następnie krótkiego omówienia idei festiwalu, jego historii i znaczenia dokonali prof. Wojciech Nawrociak – przewodniczący Science on Stage Poland i Stefanie Schlunk – przewodnicząca Science on Stage Europe, a na zakończenie ceremonii znowu „Die Physikanten” z imponującym pokazem ogniowego tornado. I wreszcie nadszedł czas na przecięcie wstęgi i tzw. VIP-tour. Wszyscy wróciliśmy na stanowiska, już w pełni zaaranżowane, odpowiadaliśmy na pytania odwiedzających znakomitości i około 17.30 rozpoczął się „wieczór zapoznawczy”. Każda z delegacji przygotowała poczęstunek złożony z typowych dla swojego kraju przekąsek, był także bufet dań gorących i tak w nieoficjalnej już atmosferze zakończył się miło pierwszy dzień festiwalu.

Następnego dnia w auli głównej niemiecka grupa uczniów „Science Show SG” ze szkoły w Hilchenbach przedstawiła ciekawe i świetnie zaaranżowane eksperymenty, między innymi drobniutka 10-letnia Maja „chodziła po wodzie” wykorzystując właściwość cieczy nieniutonowskiej, czyli zmieszanej w odpowiednich proporcjach mąki ziemniaczanej z wodą. Pokaz zakończyło zbudowanie drewnianego mostu podpieranego (według pomysłu Leonardo da Vinci), na który weszły z obu stron najmłodsze dzieci trzymające wysoko uniesione flagi – polską i niemiecką. Dzieci spotkały się na środku i podały sobie ręce, a „paradzie” towarzyszył hymn Unii Europejskiej. Wszyscy byliśmy pod wielkim wrażeniem perfekcyjnie wyreżyserowanego i wykonanego przez uczniów pokazu, i oczywiście nagrodziliśmy ich gromkimi brawami. Po porannym spotkaniu nadszedł wreszcie czas na prezentację na własnych stoiskach i zwiedzanie stoisk innych delegatów.

Należałoby w tym miejscu zauważyć, że motto festiwalu „Przekraczanie granic w nauczaniu przedmiotów przyrodniczych” doskonale podkreśla zarówno przenośny jak i lokalny wymiar tej imprezy. Po obu stronach Odry leżą niemal naprzeciwko siebie dwie świetne uczelnie: po stronie niemieckiej Europejski Uniwersytet Viadrina, a po stronie polskiej Collegium Polonicum, które jest wspólną placówką dydaktyczno-naukową dwóch partnerskich uniwersytetów: Uniwersytetu Adama Mickiewicza w Poznaniu i Europejskiego Uniwersytetu Viadrina we Frankfurcie nad Odrą. Formuła festiwalu „nauczyciele – nauczycielom” daje niebywałą okazję wymiany doświadczeń, poznania wielu interesujących i nowatorskich rozwiązań dydaktycznych czy wreszcie nawiązania osobistych kontaktów z innymi nauczycielami, które mogą stać się początkiem owocnej współpracy. Każdy z uczestników festiwalu ma swoje stanowisko, na którym przedstawia efekty zrealizowanych projektów, ciekawe doświadczenia czy wykonane przez siebie lub uczniów pomoce naukowe. Ten rodzaj targów jest bardzo atrakcyjny, stoiska są kolorowe, ciekawie zaaranżowane, znajdziemy tam wiele inspirujących pomysłów, uczestnicy na wielu stoiskach przygotowali ulotki i materiały pozwalające samodzielnie powtórzyć eksperyment, który nas zafascynował, podają adresy stron, na których można znaleźć ich publikacje. Podczas festiwalu odbywają się także warsztaty i tzw. lekcje mistrzowskie. Na tych zajęciach prowadzący przedstawiają swoje osiągnięcia i ciekawe rozwiązania dydaktyczne, można też dyskutować o najważniejszych problemach w nauczaniu przedmiotów przyrodniczych. Tematy zajęć były bardzo zróżnicowane i cieszyły się ogromnym zainteresowaniem, niestety nie we wszystkich, które nas interesowały, można było wziąć udział. Szczególnie inspirujące są warsztaty, na których można zobaczyć eksperymenty często bardzo efektowne i zachwycające prostotą, a na niektórych z nich otrzymywaliśmy nawet upominki takie jak proste zestawy do doświadczeń czy zabawki fizyczne. Podczas festiwalu były też wykłady czy wreszcie spotkania grup, które realizować będą wspólne projekty po zakończeniu festiwalu. Po poprzednich festiwa-

lach, dzięki finansowemu wsparciu Science on Stage Deutschland i innych organizacji, prowadzone były – przez zawiązane na festiwalach Science on Stage grupy uczestników – wspólne projekty, a efekty pracy tych zespołów publikowane były w formie zeszytów „Teaching Science in Europe” 1, 2 i 3, zawierających materiały pomocnicze dla nauczycieli. Po festiwalu Science on Stage 2011 grupa kilkunastu nauczycieli z różnych krajów pracując wspólnie przygotowała materiały pomocnicze do prowadzenia zajęć z przedmiotów przyrodniczych z zastosowaniem techniki informacyjnej. Wyniki pracy tej grupy zostały opublikowane w formie zeszytu „Teaching Science in Europe 4”. Wszystkie te zeszyty dostępne są także w wersji online, ostatni w trzech wersjach językowych, a w przyszłości będzie dostępny także w polskiej wersji językowej. Jeżeli na festiwalu w 2013 r. powstaną takie zespoły, będą mogły ubiegać się o podobną, jak poprzednio, pomoc. Bardzo zachęcam do udziału w takiej grupie, bo to wyjątkowa okazja do wspólnej pracy w międzynarodowym zespole, dzielenia się doświadczeniami i zdobywania nowych umiejętności.

Wiodące tematy festiwalu to: Uczenie przez rozwiązywanie problemów, Technologia informacyjna, Nauki przyrodnicze w przedszkolu i szkole podstawowej, Współpraca szkół, Horyzonty uczenia. Każdy uczestnik musiał zadeklarować, który z wiodących tematów obejmuje prezentowany przez niego projekt, a na ścianie stoiska należało umieścić przygotowany, zgodnie z wytycznymi organizatorów, plakat.

Festiwal, to zdarzająca się raz na dwa lata okazja do radosnego przeżywania i w pewien sposób świętowania tego, że nauczanie sprawia nam przyjemność, że możemy spotkać innych nauczycieli, dla których uczenie jest także niezwykle ważne, od których możemy się czegoś nowego dowiedzieć, którzy dzielą naszą pasję, a wszystko w atmosferze wzajemnego szacunku i przyjaźni. Odwiedziliśmy więc stoiska kolegów z innych krajów często udekorowane elementami nawiązującymi do barw narodowych, na których poza przyrządami i zestawami do eksperymentów były ciasteczka czy cukierki, u Belgów ich słynne trufle, Anglicy częstowali bardzo dobrymi serami, na wielu stoiskach można było samemu wykonać jakiś upominek np. musujące „ciasteczko” do kąpiel. Stoiska festiwalowe rozmieszczone były w Collegium na korytarzach, w salach i na dużych otwartych przestrzeniach, po których często spacerował członek angielskiej delegacji David Featonby w śmiesznym kapeluszu ozdobionym powiewającą flagą brytyjską. Duże zainteresowanie budził też Wojciech Gańcza ubrany przez cały czas trwania festiwalu w biały fartuch i z okularami spawacza na czole, czy wreszcie szalony belgijski chemik z rozwianym włosom i bujną siwą brodą. Niestety chyba nikomu nie udało się odwiedzić wszystkich stoisk, bo – co oczywiste – musieliśmy też być obecni na swoich.

27 kwietnia był dla polskiej grupy dniem szczególnie ważnym, bo rozpoczął się w głównej auli występ olsztyńskiej grupy 6 gimnazjalistów „Hokus pokus”. Poznaliśmy ich podczas festiwalu w Poznaniu w 2012 r., gdzie w kate-

gorii *demonstracje* zdobyli pierwsze miejsce, będąc wtedy jeszcze uczniami szkoły podstawowej. Obawialiśmy się bardzo, bo ostatnie próby przed festiwalem musieli odbywać bez nauczyciela, który nie mógł się nimi zajmować. Dzielnie jednak rodzice tych uczniów przejęli nad nimi opiekę i poprowadzili ostatnie próby, a efekt? Występ rozpoczęła Karolina grając na kieliszkach *Ode do radości*, zagrała wspaniale, a nie jest to łatwa sztuka!



Grupa Olsztyniaków podczas pokazu „Hokus pokus”

Pozostali też doskonale się zaprezentowali wykonując świetnie przygotowane i bardzo ładnie kolorystycznie zaprojektowane doświadczenia, łatwo nawiązali kontakt z publicznością dobrze mówiąc po angielsku. Na zakończenie zaprezentowali ogniowe tornado, a Karolina zagrała jeszcze dwa utwory. Prezentację naszej grupy publiczność nagrodziła wspaniałą owacją. Po ich występie stoisko grupy było oblegane, a dzieciaki chętnie wyjaśniały, co jest potrzebne do zaprezentowania ogniowego tornado. Wielu odwiedzających próbowało zagrać na kieliszkach, ale tylko niewielu udało się wydobyć jakiś dźwięk. Sobota to także dzień otwarty dla zwiedzających i przez nasze stoiska przewinęło się wielu zwiedzających, także rodziny z dziećmi z Niemiec i z Polski. Była to doskonała okazja dla nauczycieli z okolic do zapoznania się ciekawymi rozwiązaniami dydaktycznymi w nauczaniu matematyki i przedmiotów przyrodniczych w szkołach europejskich. W piątek i w sobotę animator festiwalu Myc Riggulsford prezentował wybrane przez siebie najciekawsze eksperymenty.

28 kwietnia rozpoczął się występem grupy uczniów z Gimnazjum im. prof. Stanisława Kielicha w Borowie. Oni również otrzymali w Poznaniu w 2012 r. pierwszą nagrodę, ale w kategorii *przedstawienia* za „Opowieść z nutą romantyzmu o spotkaniu Elektryczności z Magnetyzmem i tym co z tego spotkania wyniknęło”. Spektakl był z dobrze przemyślaną fabułą, na tle wymakowanych dekoracji i z ciekawym podkładem muzycznym. Uczniowie byli doskonale przygotowani językowo, a na koniec porwali publiczność utworem w stylu rap.

Publiczność mogła śpiewać wraz z aktorami tekst piosenki o elektryczności i magnetyzmie wyświetlany na ekranie. Znowu odnieśliśmy sukces, co potwierdziły owacyjne brawa publiczności!

I wreszcie w południe oczekiwany przez wszystkich moment ogłoszenia werdyktu niezależnego jury, które przyznało nagrody w 5 wiodących kategoriach. Nagrody w każdej kategorii to 500 € i ufundowany przez Intel udział w Intel Educator Academy w 2014 r. Była też nagroda publiczności, ale już nie finansowa, a w postaci dzieła sztuki.

Nagrody otrzymali:

1. Temat wiodący: **Inquiry-based learning** (Uczenie przez rozwiązywanie problemów): Emmanuel Thibault, Lycee Jacques de Vaucanson (Francja): „The ‘Objectif Tourne-Sol project’ or how to shorten the flight of a solar balloon safely?” (Projekt: Balon słoneczny albo jak bezpiecznie sprowadzić go na ziemię?).

Jury doceniło zaangażowanie uczniów w przeprowadzanie własnych badań w celu znalezienia skutecznego rozwiązania problemu. Ich autorska metoda pozwala bezpiecznie sprowadzić balon na ziemię w ciągu dnia i umożliwia wielokrotne korzystanie z balonu do przeprowadzania badań atmosfery.

2. Temat wiodący: **Information and Communication Technologies** (Technologie informacyjne): Dobromiła Szczepaniak i Wojciech Gańcza, I LO Wrocław (Polska): „From mechanics to electronics by creating physics lab equipment” (Od mechaniki do elektroniki przez stworzenie wyposażenia pracowni fizycznej).



W tym wyjątkowym projekcie uczniowie – pod kierunkiem nauczycieli – na zajęciach koła fizycznego konstruują samodzielnie zestawy doświadczalne, a następnie, korzystając z narzędzi ICT, opracowują wyniki. W laudacji stwierdzono: „low tech but high brain” (mała technika, ale wielki umysł).

3. Temat wiodący: **Science in Kindergarten and Primary School** (Nauki przyrodnicze w przedszkolu i szkole podstawowej): Emanuela Bianchi, Anna Vinella, Nicoletta Balzaretta, „Rubri” Primary School (Włochy): „Kids Science – Scientific literacy for children” (Jak przekazywać wiedzę naukową dzieciom).



W tym projekcie autorki pokazują, jak można ciekawie przekazywać wiedzę o owadach sześć- i siedmiolatkom.

4. Temat wiodący: **School Cooperation** (Współpraca szkół): Janina Kula, Aneta Gut-Sulima, Anna Handzlik, Katarzyna Kordas, Licea z Bielska-Białej (Polska): „Bielsko-Biała protect the climate” (Bielsko-Biała chroni klimat).

W wyróżnieniu podkreślono, że dzięki projektowi realizowanemu we współpracy bielskich władz samorządowych ze szkołami i prowadzonej kampanii edukacyjnej przyczynili się do wzrostu w społeczeństwie świadomości, jak ważna jest ochrona środowiska, w którym żyjemy i odpowiedzialność za jego przyszłość.

5. Temat wiodący: **Learning Landscapes** (Horyzony uczenia): Lorenza Resta, Giovanni Pezzi, Liceo Torricelli, Faenza (Włochy): „Matebilandia, experiencing mathematical modeling in an amusement park” (Matebilandia, przeprowadzanie modelowania matematycznego w parku rozrywki).

W swoim projekcie nauczyciele, w niezwykłym dla uczenia się otoczeniu, proponują uczniom badanie i modelowanie krzywych opisujących ruch obiektów znajdujących się w parku rozrywki Mirabilandia, a więc zastosowanie matematyki w otaczającej przestrzeni.

6. **Nagroda publiczności**: Edyta Dzikowska i Hanna Moczko, Zespół Szkół Ponadgimnazjalnych w Czarnkowie i Zespół Szkół Zawodowych Nr 6 w Poznaniu (Polska): projekt: „Young explorers – physics and chemistry for kids” (Mali odkrywcy – fizyka i chemia dla dzieci).

Obie panie prezentowały swój projekt w temacie wiodącym **Nauki przyrodnicze w przedszkolu i szkole podstawowej**. Ich kolorowe i bardzo atrakcyjne stoisko przyciągało wielu zwiedzających, a jeszcze więcej zjawilo się po zaproszeniu Pań przez animatora festiwalu Myca Riggulsforda na scenę w małej auli do zaprezentowania ich eksperymentu z wirującym łańcuchem balonów, który utrzymywał się w powietrzu dzięki strumieniowi powietrza z suszarki do włosów. Ten niezwykle atrakcyjny wizualnie eksperyment jest na pewno także bardzo interesujący dla małych dzieci, do których adresowane były eksperymenty prezentowane jako ilustracja projektu. Wszystko to złożyło się na przyznanie przez publiczność jej nagrody dla naszych koleżanek, a jest ona szczególnie ważna, bo stanowi dowód uznania ich osiągnięć przez innych nauczycieli. W naszej grupie zapanowała ogromna radość, bo to nasza polska delegacja zdobyła połowę nagród!

Stefanie Schlunk, przewodnicząca Science on Stage Europe, na zakończenie imprezy ogłosiła



uroczyście, że następny festiwal odbędzie się w czerwcu 2015 roku w Londynie. Prof. Wojciech Nawrocik i Stefani Schlunk przekazali symboliczną pałeczkę w sztafecie festiwalowej angielskim kolegom Davidowi Featonby i Charlotte Thorley, rozległy się brawa, rozsypano konfetti, rozwinięto brytyjską flagę i... festiwal się skończył.

Jednak polska grupa długo jeszcze nie opuszczała auli, gratulowaliśmy nagrodzonym ciesząc się z ich i naszego sukcesu, dziękowaliśmy prof. Wojciechowi Nawrocikowi, który jest od początku związany z organizacją festiwalu. Bez Jego ogromnego wkładu pracy i zaangażowania w jakość naszych prezentacji na pewno udział polskich delegacji nie byłby tak znaczący i nie byłoby tego festiwalu organizowanego wspólnie przez Niemców i Polaków. Wielkie dzięki Panie Profesorze!

Każdy z nas wywozi z festiwalu mnóstwo wrażeń, każdy zapamiętał te eksperymenty, które dla niego były najciekawsze, ale wszyscy wyjeżdżamy pełni nowej energii i pomysłów. Zachęcamy gorąco wszystkich, by zainteresowali się następnym festiwalem. Bardzo warto! Warto też zacząć od organizowania festiwalu na mniejszą skalę w swoich szkołach, w miejscowości, gdzie mieszkamy. Takie święto nauki na pewno zaowocuje większym zainteresowaniem młodzieży naukami przyrodniczymi.

Obszerne informacje o festiwale i krótkie omówienia projektów prezentowanych przez uczestników będzie można znaleźć w katalogu który zostanie opublikowany na stronie <http://www.science-on-stage.eu> i będzie dostępny online.



<http://www.science-on-stage.eu/?p=214>



## 8 medali na ICYS 2013

*Grażyna Korczyńska  
Grupa Twórcza Quark, Katowice*



Młodzi Polacy, uczestnicy Grupy Twórczej Quark reprezentowali Polskę na XX JUBILEUSZOWEJ Międzynarodowej Konferencji Młodych Naukowców ICYS 2013, która odbyła się w Indonezji na Wyspie Bali i trwała od 15 do 22 kwietnia 2013.

Autorka i pomysłodawczynie Grupy Twórczej Quark – fizyk Urszula Woźniowska-Bezak – z wielką radością informuje o medalach, w tym 3 złotych.

Wszyscy uczestnicy są laureatami Ogólnopolskiej Konferencji Młodych Naukowców organizowanej przez Pracownię Fizyki Pałacu Młodzieży w Katowicach. Stają się również członkami Grupy Twórczej Quark, która co roku reprezentuje Polskę w wielu zawodach w kraju i za granicą.

W Konferencji ICYS 2013 wzięli udział młodzi pasjonaci nauki z Holandii, Niemiec, Czech, Białorusi, Ukrainy, Indonezji, Rumunii, Brazylii, Tajlandii, Węgier, Chin, Malezji, Korei, Gruzji, Serbii, Iranu, Rosji, Turcji, Anglii, Chorwacji, Tajwanu, Rumunii, Singapuru i Polski.

Członkami jury byli naukowcy i nauczyciele – przedstawiciele różnych państw. Zawody odbyły się w kategoriach: fizyka teoretyczna, fizyka inżynierska, informatyka, ekologia i nauki o życiu.

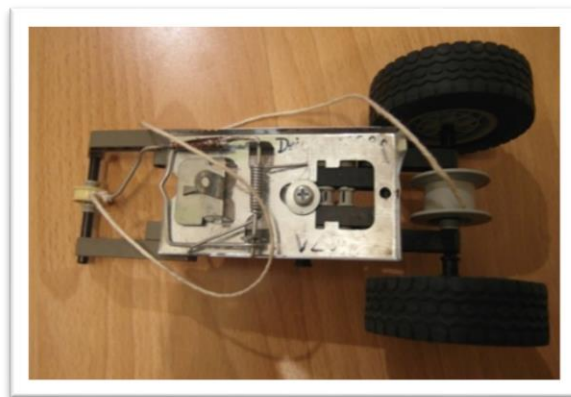
2 złote medale „Kwarki” zdobyły w fizyce teoretycznej. Tegoroczna praca **Tomasza Tokarskiego** (I LO w Bytomiu) dotyczyła piłki w strumieniu powietrza. Zaobserwował, że unosząca się w strumieniu powietrza piłka nie spoczywa, lecz wykonuje drgania, które nie są chaotyczne, a torem ruchu piłeczki może być krzywa Lissajou. Jurorzy najdłużej zadawali mu pytania i z zachwy-

tem słuchali odpowiedzi. **Mariusz Nowak** (VIII LO w Katowicach) natomiast przedstawił w tym roku efekt foto-magneto-elektryczny, w którym badał zjawisko obrotu oświetlonego półprzewodnika w polu magnetycznym z powodu interakcji momentu magnetycznego prądu płynącego wewnątrz próbki z wewnętrznym polem magnetycznym. W swojej pracy wykorzystał i udokumentował swoje szerokie zainteresowania.

Trzeci złoty medal zdobył **Michał Grzegorzek** (I LO w Wodzisławiu Śląskim) w kategorii fizyka inżynierska. Jego własna praca nad zderzeniami kropli z ciekłą powierzchnią oraz samodzielnie wykonane fotografie wprawiły jurorów w podziw.

Cztery srebrne medale zdobyli: **Łukasz Perenc** (IV LO w Sosnowcu) i **Łukasz Kulik** (I LO w Gliwicach) w kategorii fizyka teoretyczna, **Marcin Tatoń** (V LO w Gliwicach) w kategorii fizyka inżynierska oraz **Bartosz Radzyński** (I LO w Wodzisławiu Śląskim) w kategorii informatyka. Pracą nad pojazdem napędzanym łapką na myszy zainteresowała się firma Inti Ganda Perdana i Marcin Tatoń otrzymał statuetkę.

Marcin zadał sobie pytanie, co można uzyskać stosując zwykłą pułapkę na myszy w sposób alternatywny? Na przykład samochodzik. Ramię łapki zamykając się napędza pojazd, który może w ten sposób przejechać nawet 100 m i osiągnąć prędkość nawet 5 m/s. Aby go zbudować wystarczy tylko pułapka na myszy oraz klocki LEGO®.



Brązowy medal otrzymała **Martyna Płomecka** (Publiczne Liceum Towarzystwa Salezjańskiego w Zabrze).

Małgorzata Morkis, studentka Uniwersytetu Śląskiego w Katowicach obserwowała zawody i zwróciła uwagę na ciekawe wydarzenia kulturalne i pedagogiczne. Sesja plakatowa zintegrowała uczestników podczas wspólnego przygotowania programu związanego z uczczeniem 20-lecia ICYS. W sesji wzięło udział 99 osób. Z pośród nich kilkoro otrzymało wyróżnienie za przygotowane plakaty. Wystawę odwiedziło ponad 200 uczniów lokalnej szkoły średniej. Pla-

katy naszych uczestników zostaną wyeksponowane w Śląskim Międzyuczelnianym Centrum Edukacji i Badań Interdyscyplinarnych w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Śląskiego, które do końca roku zobaczy również kilkuset uczniów szkół województwa śląskiego.

Nową sprawą było również podzielenie się przedstawiciele różnych państw metodami i formami pracy nad przygotowaniem i wyłonieniem reprezentacji kraju poprzez prezentacje multimedialne, rozmowy, dyskusje i wnioski. W prezentacji Urszula Woźnikowska-Bezak zwróciła uwagę na Ogólnopolską Konferencję Młodych Naukowców i objazdowe laboratorium fizyki i chemii, które upowszechnia naukę pośród najmłodszych. Są to jej autorskie formy pracy.

Na wymianie kulturalnej polska reprezentacja przedstawiła Katowice jako Miasto Ogrodów, Miasto Nauki, Miasto Młodych. Wszystkim bardzo się podobała wycieczka na Pulau Penyu – Wyspę Żółwi, poprzedzona wypuszczeniem gromady malutkich żółwi do oceanu, co miało na celu propagowanie ochrony tego gatunku.

Podziękowania za współpracę z Grupą Twórczą Quark należy złożyć prof. A. Ratusznej, prof. W. Borgielowi i prof. M. Maśce z Uniwersytetu Śląskiego, prof. A. Bluszczowi, dr M. Krzywieckiemu, dr J. Gmyrkowi z Politechniki Śląskiej w Gliwicach, prof. A. Ziębie z Akademii Górniczo-Hutniczej w Krakowie i prof. M. Kolwasowi z Polskiej Akademii Nauk w Warszawie oraz wielu naukowcom.

Urszula Woźnikowska-Bezak, prezes Stowarzyszenia z Nauką w Przyszłość serdecznie dziękuje za wsparcie organizacyjne Urzędowi Miejskiemu w Katowicach, Katowickiemu Holdingowi Węglowemu, Urzędowi Marszałkowskiemu w Katowicach, Wojewódzkiemu Funduszowi Ochrony Środowiska i Gospodarki Miejskiej w Katowicach.



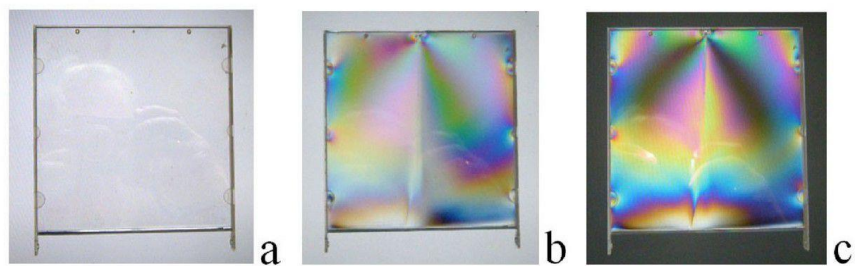
## PIMP, czyli Popisy Intelktualne Moich Pupilków

*Danuta Latos*  
*ZSG-U w Chorzowie*

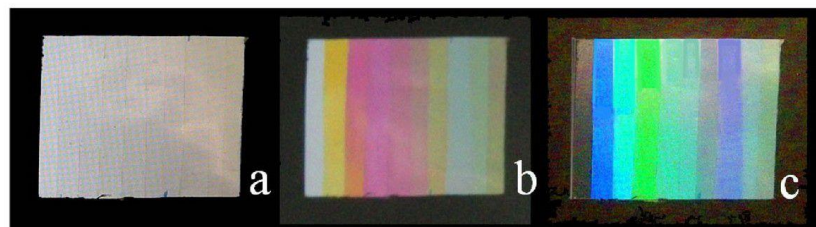
- ☉ Słońce przenika w części nad horyzontem, a w części pod nim i dlatego widzimy dzień i noc.
- ☉ Dzień i noc powstały na skutek odkrycia, że Ziemia obraca się wokół własnej osi.
- ☉ Pory roku występują dlatego, że Słońce oddala się od naszej orbity i jest podzielone na cztery fazy.
- ☉ Obserwujemy fazy Księżyca, by mieć pewność, gdzie się znajduje.
- ☉ Ziemia jest wychylona na  $64^\circ$  i idealnie położona w Układzie Słonecznym.
- ☉ Fazy Księżyca obserwujemy, bo ludzie z ciekawości oraz dla dobra nauki i ludzkości chcą zbadać nieznaną rzecz.
- ☉ Ziemia ma kształt kulisty i jest płaszczczyzną, udowodnili to wybitni astronomi i naukowcy.
- ☉ Dzięki połączeniu 73% wodoru i 25% helu i dodaniu kilku innych pierwiastków otrzymamy bardzo dużą ilość energii, z której możemy otrzymać ciepło czy też światło, więc taka operacja będzie dla nas korzystna.
- ☉ Supernowe są producentem pierwiastków takich, jak stal i inne.
- ☉ Dzięki supernowym mamy czarne dziury.
- ☉ Ciepło najlepiej przenosi się w termosie.
- ☉ Metal przewodzi prąd, ponieważ posiada ciało naelektryzowane, natomiast drewno go nie posiada.
- ☉ Ciśnienie atmosferyczne jest spowodowane naciskiem powietrza i innych gazów na kulę ziemską.
- ☉ Fale dźwiękowe w Kosmosie nie mają wielu punktów, by się od nich odbić.
- ☉ Powstające w jonosferze prądy wirusowe indukują pole magnetyczne w pobliżu Ziemi.
- ☉ Ziemia tworzy olbrzymi magnes ze swoim ośrodkiem w jądrze, co ma wpływ na pory roku, zmiany biegunów i promieniowanie słoneczne.
- ☉ Gdy jest zbyt duże natężenie prądu, to bezpiecznik może tego nie wytrzymać i wybucha.
- ☉ W przestrzeni okołoziemskiej działa próżnia i grawitacja ulega tam zniekształceniu.
- ☉ Postać  $F\Delta t = \Delta p$  drugiej zasady dynamiki jest ogólniejsza niż  $F = ma$ , ponieważ wzór  $F\Delta t = \Delta p$  jest bardziej rozpisany.
- ☉ Jeśli sondzie nadamy drugą prędkość kosmiczną, to informacje o odległych planetach będą docierały do nas szybciej.

cdn.

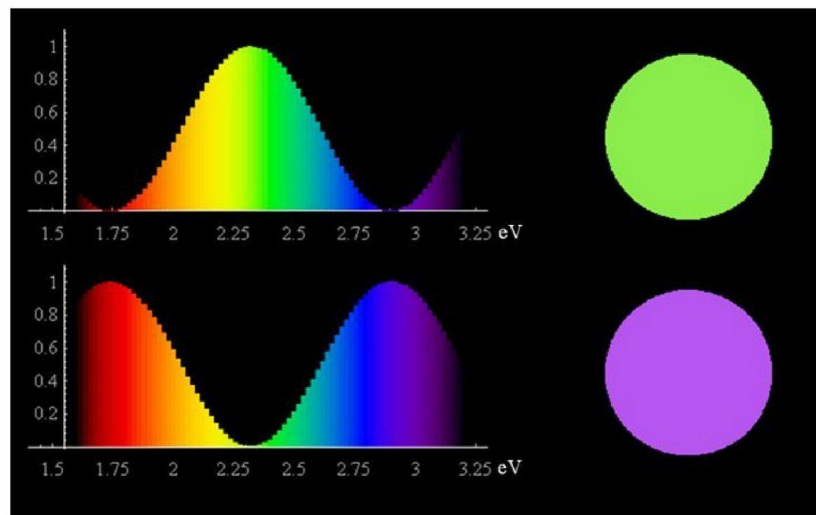
Ilustracje do artykułu Jerzego Gintera "Polaryzacja chromatyczna"



Rys. 2



Rys. 3



Rys. 7