

Oznaczono
zmiany
i wykreślenia

E-book
na eduranga.pl

**PODSTAWA
2024**

**REFORMA
2019**

FIZYKA

PODRĘCZNIK • LICEUM I TECHNIKUM • ZAKRES ROZSZERZONY



4

Drogi WSiP,

Nigdy bym nie publikowała publicznie książek wydawnictw, które działają na uczciwych zasadach.

Wasza firma jednak promuje masowy dodruk, całkowicie niepotrzebnych książek, które mogłyby być zastąpione wersjami elektronicznymi!

Co prawda e-booki są dostępne na waszej stronie, jednak:

- W przeciwieństwie do fizycznej książki, licencja na e-book kończy się po roku. Oznacza to, że jeżeli moja córka chciałaby powtórzyć sobie całą wiedzę do matury, musiałabym jej kupić wszystkie wasze książki od nowa.
- Waszych e-booków nie da się pobrać! Wymagają one dostęp do internetu, co uniemożliwia ich użycie na naszej wsi, gdzie zasięg jest ograniczony.
- Wasze e-booki nie działają na telefonach komórkowych!
- Wasze e-booki sprzedawane są po tej samej (albo wyższej) cenie co regulame książki. Cena e-booka powinna być niższa, gdyż e-booki wymagają elektronicznego czytnika (tabletu)!

Czas rozpocząć nową erę, w której papier nie jest bezczelnie marnowany dla pieniędzy.

Przedstawiam e-book, który spełnia wszystkie oczekiwania uczniów.

Dbajmy o środowisko, zróbmy to dla młodych pokoleń.

Spis treści

Jak korzystać z podręcznika	5
-----------------------------------	---

Dualna natura promieniowania i materii

1. Fale elektromagnetyczne	8
*2. Pomiar wartości prędkości światła	20
3. Dyfrakcja i interferencja światła	24
4. Zdolność rozdzielcza przyrządów optycznych	31
5. Polaryzacja światła	36
6. Zjawisko fotoelektryczne zewnętrzne	42
7. Promieniowanie ciał. Widma	50
8. Model Bohra budowy atomu wodoru	63
9. Promieniowanie rentgenowskie	78
10. Fale materii	87
Powtórzenie działu	92

Elementy szczególnej teorii względności

11. Szybkość światła w różnych inercjalnych układach odniesienia	108
12. Zjawisko Dopplera dla fal elektromagnetycznych	112
13. Maksymalna szybkość przekazu informacji	117
14. Pęd relatywistyczny	121
15. Masa i energia w fizyce relatywistycznej	124
16. Związek między energią i pędem cząstki. Energia i masa układu cząstek	129
Powtórzenie działu	134

Fizyka jądrowa

17. Promieniowanie jądrowe i jego właściwości	140
18. Jądro atomowe i jego budowa	146
19. Rozpady promieniotwórcze	151
20. Prawo rozpadu promieniotwórczego	155
21. Energia wiązania	161
22. Reakcje jądrowe. Krecja i anihilacja	165
23. Reakcje rozszczepienia	171

24. Energetyka jądrowa. Wykorzystanie energii jądrowej.....	178
25. Reakcje termojądrowe. Ewolucja gwiazd	186
26. Promieniowanie jonizujące a organizmy.....	199
Powtórzenie działu	207

Zadania powtórzeniowe	
Zestaw 1	218
Zestaw 2	229
Odpowiedzi do zadań	240
Stałe fizyczne	250
Indeks rzeczowy polsko-angielski	252

* Gwiazdką oznaczono rozdział nadobowiązkowy.



Treści usunięte według podstawy programowej 2024.



Treści fakultatywne według podstawy programowej 2024.

Przeczytaj, zrozum, zapamiętaj

Przykładem rozpadu beta plus jest przemiana jądra izotopu tlenu $^{15}_8\text{O}$ w jądro izotopu azotu $^{15}_7\text{N}$ (rys. 19.2):



Rys. 19.2 Rozpad beta plus

Jądra o bardzo dużej liczbie protonów i neutronów (jak np. jądro uranu) nie mają żadnego izotopu, który nie ulegałby rozpadowi. Te, które „żyją” najdłużej, rozpadają się, emitując cząstki α . Taką spontaniczną przemianę jąder nazywamy **promieniotwórczym rozpadem alfa**.

zasadnicza część wykładu

Elektron może krążyć w atomie wodoru tylko po dozwolonej orbicie o ściśle określonym promieniu, spełniającym związek:

$$r_n = n^2 r_1$$

(8.2)

ważne wnioski, prawa oraz definicje sformułowane słownie lub za pomocą wzorów

Ćwicz i rozwiązuj zadania

Przykład 3.1

Zastosowanie siatki dyfrakcyjnej

Obliczmy długość fali światła sodowego, którym oświetlono siatkę dyfrakcyjną posiadającą 250 rys na 1 milimetrze. Na ekranie umieszczonym w odległości $x = 1$ m od siatki prążek I rzędu powstał w odległości $y = 15$ cm od prążka zerowego (rys. 3.5).



Rys. 3.5

wzorcowo rozwiązane zadania

ZADANIA

- Na powierzchnię platyny w próżniowej fotokomórze pada promieniowanie ultrafioletowe o długości fali 150 nm. Aby prąd nie płynął, należy przyłożyć napięcie hamowania równe co najmniej 2,75 V. Oblicz pracę wyjścia dla platyny.
- Narysuj wykres funkcji $E_k(\lambda)$; E_k to maksymalna energia kinetyczna elektronów wybitych z katody fotokomórki, wykonanej z metalu o pracy wyjścia W , a λ – długość fali promieniowania padającego na katodę.

zadania na zakończenie rozdziału

POWTÓRZENIE DZIAŁU: Elementy szczególnej teorii...



Masa i energia w fizyce relatywistycznej

Relatywistyczna **energia kinetyczna** ciała o masie m wyraża się wzorem:

$$E_k = (\gamma - 1)mc^2$$

W miarę zbliżania się szybkości ciała do c energia kinetyczna dąży do nieskończoności, a dla $v \ll c$ wzór przechodzi w znaną z mechaniki klasycznej formułę: $E_k = \frac{mv^2}{2}$.

powtórzenie wiadomości – teoria

POWTÓRZENIE DZIAŁU: Elementy szczególnej teorii...

ZADANIA POWTÓRZENIOWE



1. W pomiarach astronomicznych wykonanych dla światła pewnej galaktyki stwierdzono, że długości fal linii widmowych pierwiastka są większe o 0,02λ od długości fal λ zmierzonych w laboratorium na Ziemi.

Oblicz szybkość oddalania się tej galaktyki i oszacuj jej odległość (w megaparsekach i w latach świetlnych) od Układu Słonecznego.

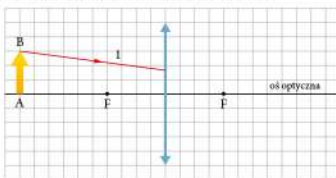
ćwiczenie umiejętności – zadania

ZADANIA POWTÓRZENIOWE

Zadanie 8

Na rysunku przedstawiono fragment biegu promienia światła (oznaczonego jako 1) wychodzącego z punktu B przedmiotu i padającego na ciekłą, wklęsło-wypukłą soczewkę skupiającą, wykonaną ze szkła. Na rysunku oznaczono również położenia obu ognisk F tej soczewki. Przedmiot i soczewkę otacza powietrze.

Przyjmij, że długość boku pojedynczej kratki jest równa 5 cm.

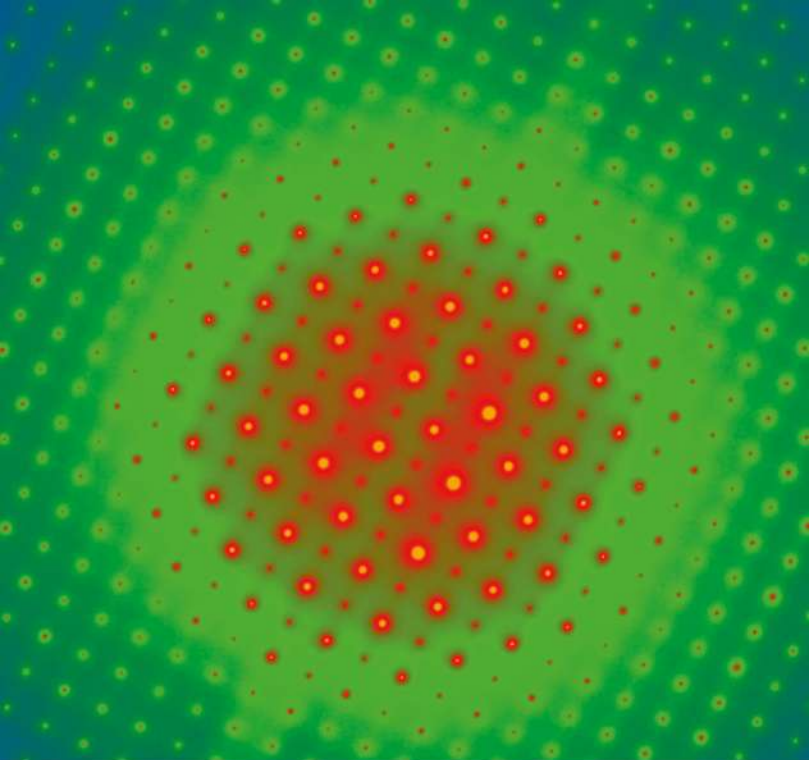


Zadanie 8.1 (0–3)

Na powyższym rysunku dorysuj bieg promienia 1 po załamaniu w soczewce oraz wyznacz konstrukcyjnie obraz A'B' przedmiotu, utworzony przez soczewkę.

sprawdzenie przygotowania do matury

Pamiętaj: Odpowiedzi do wszystkich zadań zamieszczonych w podręczniku oraz opracowania wyników pomiarów i doświadczeń zapisuj w zeszyte przedmiotowym.



DUALNA NATURA PROMIENIOWANIA I MATERII

- Zjawiska świadczące o falowej naturze promieniowania elektromagnetycznego
- Zjawiska świadczące o korpuskularnej naturze promieniowania elektromagnetycznego
- Fale materii
- Powszechność dualizmu korpuskularno-falowego w przyrodzie
- Zastosowania dualnych właściwości promieniowania i materii



1. Fale elektromagnetyczne

- Widmo i zastosowania fal elektromagnetycznych
- Analogie drgań elektrycznych i mechanicznych
- Rezonans elektromagnetyczny
- Doświadczenie Hertza – wytwarzanie fal elektromagnetycznych
- Definicja fali elektromagnetycznej



Przypomnij sobie wiadomości o rodzajach fal elektromagnetycznych i ich zastosowaniach, zjawiskach indukcji elektromagnetycznej i samoindukcji oraz drganiach mechanicznych.

W drugiej połowie XIX wieku fizycy rozwiązyli kwestię istnienia i natury fal elektromagnetycznych. Szkocki fizyk i matematyk James Clerk Maxwell przewidział, a Heinrich Hertz doświadczalnie wykazał istnienie fal tego typu. Wkrótce po tym przełomowym eksperymencie, wykonanym w 1886 roku, fale elektromagnetyczne znalazły szerokie zastosowanie w technice i życiu codziennym.

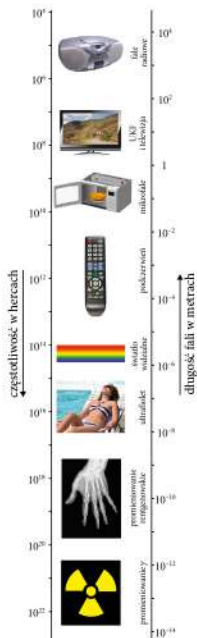
Przypomnijmy teraz znane ci już widmo fal elektromagnetycznych, czyli ich klasyfikację według długości (w próżni) lub częstotliwości (rys. 1.1), oraz zastosowania poszczególnych rodzajów fal.

Zastosowania fal elektromagnetycznych

Jak wiesz, każda fala elektromagnetyczna niesie energię. Jednak nie dla wszystkich zakresów częstotliwości ta właściwość jest najistotniejsza z perspektywy praktycznego wykorzystania fal.

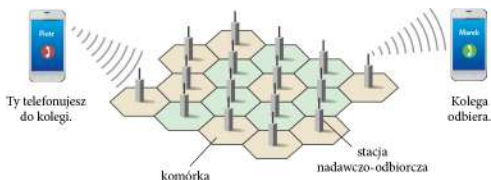
Fale radiowe i telewizyjne wykorzystuje się przede wszystkim do przekazywania dźwięku i obrazu, więc są one podstawą działania stacji radiowych i telewizyjnych. Fale radiowe o częstotliwości rzędu 10^8 Hz znalazły też zastosowanie w łączności satelitarnej. W połączeniu między telefonami pośredniczy wówczas stacja przekaznikowa, znajdująca się na sztucznym satelicie Ziemi.

Rys. 1.1 Widmo fal elektromagnetycznych



Ponadto fale radiowe dostarczają cennych informacji o obiektach kosmicznych. W obserwatoriach astronomicznych znajdują się radioteleskopy służące do detekcji i rejestrowania fal radiowych wysyłanych przez te obiekty.

W telefonii komórkowej stosuje się telefony z miniaturowymi nadajnikami i odbiornikami o bardzo małej mocy, działającymi w paśmie **mikrofal**. Zasięg takiego nadajnika nie przekracza kilku kilometrów, dlatego też obszar, w którym działa sieć telefonii komórkowej, jest podzielony na pola (sześciokąty). W ich środkach znajdują się stacje nadawczo-odbiorcze większej mocy (rys. 1.2).



Rys. 1.2 Schemat działania telefonii komórkowej

Pola te nazwano „komórkami”, stąd też nazwa omawianego rodzaju telefonii. Osoba prowadząca rozmowę z odległym odbiorcą jest połączona z najbliższą stacją nadawczo-odbiorczą, a ta przekazuje rozmowę do stacji najbliższej odbiorcy, która nadaje ją wprost do jego telefonu.

Popularnym sprzętem używanym w wielu domach jest kuchenka mikrofalowa (rys. 1.3).



Rys. 1.3 Kuchenka mikrofalowa

Podstawowy element każdej kuchenki to urządzenie wytwarzające fale elektromagnetyczne o dużej częstotliwości, równej 2,45 GHz, czyli mikrofałe. Fale te za pomocą specjalnego falowodu w postaci blaszanej rury są doprowadzane do roboczej komory

kuchenki. Tutaj ulegają wielokrotnemu odbiciu od metalowych ścianek komory. Następnie energia tych fal zostaje pochłonięta przez cząsteczki wody znajdującej się w potrawach. Mikrofałe zmuszają te cząsteczki do wykonywania bardzo szybkich drgań¹, przez co wzrasta energia wewnętrzna wody. Oznacza to wzrost jej temperatury, a w konsekwencji wzrost temperatury potrawy. Następuje więc zmiana energii fali elektromagnetycznej w energię wewnętrzną wody.

Mikrofałe znalazły również zastosowanie w radarach służących do określania położenia różnych obiektów (np. w meteorologii stosuje się je do śledzenia chmur deszczowych), nawigacji GPS, łączności bluetooth i bezprzewodowych sieciach komputerowych WLAN (z ang. *Wireless Local Area Network*).

Promieniowanie podczerwone, czyli promieniowanie o częstotliwości mniejszej od częstotliwości światła czerwonego, emitują wszystkie ciała. Rozkład częstotliwości tego promieniowania wskazuje, że im wyższa temperatura ciała, tym większa częstotliwość (mniejsza długość fali) emitowanego promieniowania.

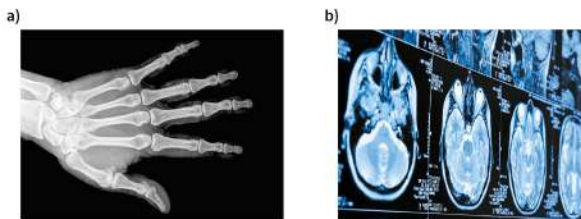
Największą zdolność emisyjną wykazują ciała czarne, które mają też największą zdolność absorpcyjną i pochłaniają najwięcej dochodzącego do nich promieniowania cieplnego. Odczuwamy to wyraźnie, jeśli w słoneczny dzień założymy czarną koszulę czy ciemny sweter.

Promieniowanie nadfioletowe (UV) stanowi składnik promieniowania słonecznego; jest także wytwarzane np. w lampach kwarcowych. Jego energia niszczy bakterie i wirusy, dlatego znalazło zastosowanie przy sterylizacji sprzętu i pomieszczeń w szpitalach. Promieniowanie to stymuluje (pobudza) produkcję witaminy D w organizmie człowieka. Przy nadmiernym opalaniu może być jednak przyczyną raka skóry.

W górnej części atmosfery ziemskiej znajduje się warstwa zawierająca ozon (cząsteczki zbudowane z trzech atomów tlenu – O_3), który chroni powierzchnię Ziemi przed zabójczym działaniem promieniowania ultrafioletowego. Wiele badań prowadzonych pod koniec XX wieku wskazywało na to, że substancje chemiczne zwane freonami, używane w aerozolach i lodówkach (starego typu), po uwolnieniu do atmosfery powodują zanikanie warstwy ozonowej (przyczyniają się do tworzenia tzw. dziury ozonowej). Wskutek działań różnych międzynarodowych instytucji doszło do zatrzymania tego negatywnego zjawiska. Przewiduje się, że w nadchodzących dekadach warstwa ozonowa zostanie odbudowana.

Promieniowanie rentgenowskie znalazło powszechne zastosowanie w medycynie i nauce. Charakteryzuje się tym, że jest pochłaniane w różnym stopniu przez różne substancje. Tę właściwość wykorzystano w aparatach rentgenowskich, służących do prześwietlania (rys. 1.4a).

¹ Częstotliwość mikrofal jest dopasowana do częstotliwości drgań atomów w cząsteczce H_2O .



Rys. 1.4 Zdjęcie rentgenowskie dłoni (a); przykładowe zdjęcia tomografii komputerowej głowy (b)

Prześwietlany obiekt umieszcza się na tle matrycy pokrytej detektorami wykrywającymi fale elektromagnetyczne. Miejsca, w których promieniowanie X przechodzi przez obiekt i pada na matrycę, po obróbce cyfrowej są zaczernione na monitorze komputera. Dzięki temu można rozpoznać np. złamanie kości. Należy jednak pamiętać, że promieniowanie rentgenowskie jest szkodliwe dla zdrowia. W stosowanej coraz powszechniej tomografii komputerowej (rys. 1.4b) wykonuje się serię zdjęć rentgenowskich badanej części ciała. Pacjent otrzymuje wówczas znacznie większą dawkę promieniowania niż podczas tradycyjnego zdjęcia rentgenowskiego.

Promieniowanie gamma wysyłane przez ciała promieniotwórcze ma najmniejszą długość fali i największą częstotliwość ze wszystkich rodzajów promieniowania elektromagnetycznego. Jest bardzo przenikliwe. Może przeniknąć przez trzymetrową warstwę betonu! Niszczy wszystkie żywe komórki, także nowotworowe, więc znalazło szerokie zastosowanie w medycynie (głównie w onkologii) do naświetlania chorych tkanek.

Jak powstają fale elektromagnetyczne?

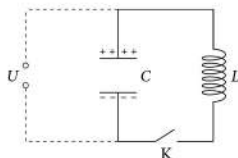
Każdy rodzaj fal elektromagnetycznych (rys. 1.1) powstaje w inny sposób, ponieważ różne są zjawiska fizyczne, w wyniku których następuje emisja fal o określonych zakresach częstotliwości. Mówimy, że różne są mechanizmy powstawania tych fal.

Omówimy teraz zjawiska fizyczne, które są źródłem fal radiowych wytworzonych i zbadanych przez Herta.

Zjawiska te występują w tzw. **obwodzie LC**, złożonym z idealnej zwojnicy o współczynniku samoindukcji L (i znikomym oporze R) oraz kondensatora o pojemności C .

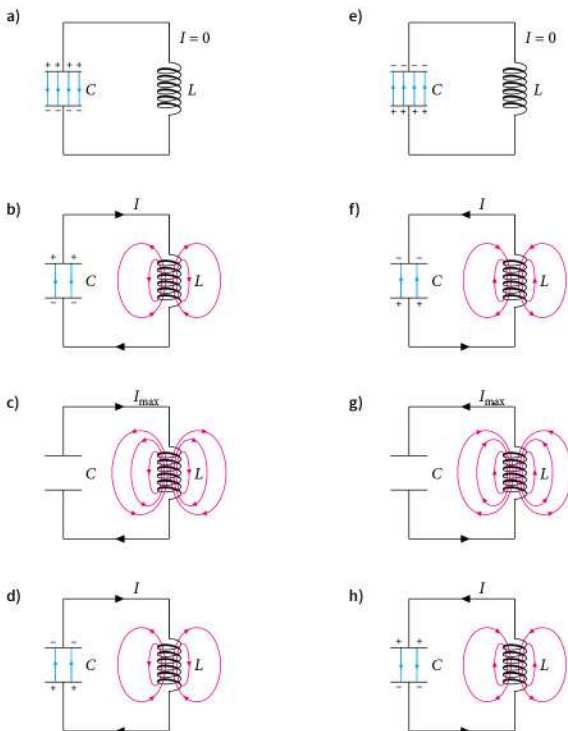
W celu naładowania kondensatora obwód zostaje połączony ze źródłem napięcia U . Wyłącznik początkowo jest otwarty (rys. 1.5).

Po naładowaniu kondensatora źródło zostaje odłączone, a obwód – zamknięty.



Rys. 1.5 Ładowanie kondensatora w obwodzie LC z otwartym kluczem

Przeanalizujemy najpierw jakościowo zjawiska zachodzące w tym obwodzie. W chwili początkowej kondensator jest naładowany (rys. 1.6a). Napięcie na jego okładkach wynosi U , a ładunek $Q = CU$. W obwodzie popłynie więc prąd od okładki o wyższym potencjale do okładki o niższym potencjale. Przepływ prądu powoduje zmniejszenie ładunku na okładkach kondensatora i napięcia między nimi. Natężenie prądu wzrasta, więc w zwojnicy indukuje się SEM samoindukcji (rys. 1.6b). Bezwzględna wartość napięcia na kondensatorze jest w każdej chwili równa bezwzględnej wartości SEM samoindukcji (drugie prawo Kirchhoffa), więc gdy napięcie na kondensatorze zmaleje do zera, $\mathcal{E}_s$ również będzie równe zero, a natężenie prądu będzie największe (rys. 1.6c).



Rys. 1.6 Rozładowanie i ładowanie kondensatora w obwodzie LC



Od tej chwili natężenie prądu zacznie się zmniejszać, a wzbudzona SEM samoindukcji spowoduje przepływ prądu w kierunku zgodnym z kierunkiem prądu, który płynął w obwodzie i rozładował kondensator (rys. 1.6d). Prąd ten naładuje ponownie okładki do napięcia U (pamiętaj, że $R = 0$, a więc nie ma strat energii na ciepło Joule'a), ale znaki ładunku na okładkach zmieniają się na przeciwne (rys. 1.6e).

Prąd popłynie teraz w obwodzie w kierunku przeciwnym niż poprzednio (rys. 1.6f), kondensator rozładowuje się (rys. 1.6g), a następnie będzie się ładował (rys. 1.6h) i ponownie naładuje się tak, jak w chwili początkowej (rys. 1.6a).

Sytuacja taka będzie się okresowo powtarzać.

W idealnym obwodzie, w którym nie byłoby żadnych strat energii, proces cyklicznego rozładowania i ładowania kondensatora trwałby nieskończenie długo.

Okresowo powtarzający się ruch ładunku przepływającego w obwodzie LC od jednej okładki kondensatora do drugiej i z powrotem nieodparcie kojarzy się ze znanym z mechaniki ruchem drgającym (np. kulki wahadła matematycznego lub odważnika na sprężynie). Oprócz tej obrazowej analogii istnieje również formalna analogia między równaniami opisującymi zjawiska w obwodzie LC i równaniami opisującymi drgania mechaniczne.

Mówimy, że w obwodzie LC występują **drgania elektryczne**, a obwód LC nazywamy **obwodem drgań elektrycznych** lub **elektrycznym obwodem drgającym**.

Okres i częstotliwość drgań własnych elektrycznego obwodu drgającego wyrażamy wzorami:

$$T = 2\pi\sqrt{LC}$$

$$\nu = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$$

WIEDZIEĆ WIĘCEJ

Wyprowadzenie wzoru na okres drgań własnych obwodu LC

W obwodzie LC następują przemiany energii elektrycznej w magnetyczną i odwrotnie. W chwili początkowej, gdy napięcie na okładkach kondensatora jest maksymalne, energia pola elektrycznego w kondensatorze również jest największa (rys. 1.7a). Energia E_{el} kondensatora naładowanego ładunkiem Q do napięcia U wyraża się wzorem (patrz rozdział 51 w podręczniku do klasy 2):

$$E_{el} = \frac{Q^2}{2C} = \frac{CU^2}{2}$$

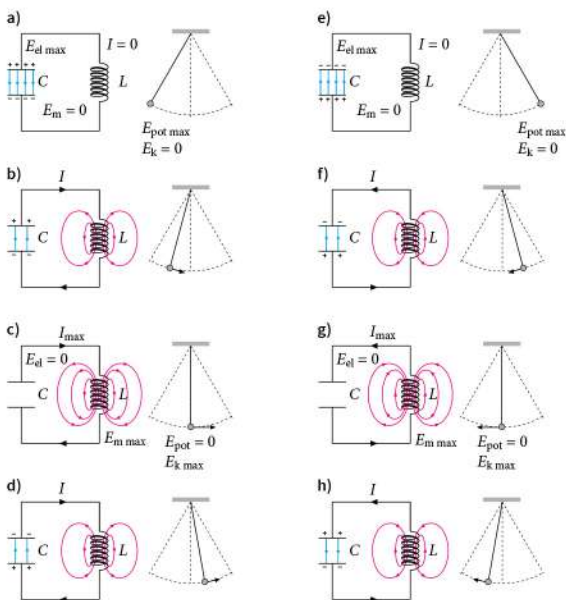
Podczas rozładowywania się kondensatora napięcie maleje, maleje więc energia pola elektrycznego (rys. 1.7b). Równocześnie wzrasta natężenie prądu w obwodzie, wzrasta więc także wartość wektora indukcji $\vec{B}$ pola magnetycznego i energia tego pola.

Energię magnetyczną zgmagazynowaną w zwojnicy o indukcyjności L , przez którą płynie prąd o natężeniu I , wyrażamy wzorem:

$$E_m = \frac{LI^2}{2}$$

Gdy kondensator całkowicie się rozładuje, energia pola elektrycznego zmaleje do zera. Wówczas natężenie prądu płynącego przez zwojnicę będzie największe. Największa będzie także energia pola magnetycznego w zwojnicy (rys. 1.7c).

Ponowne ładowanie kondensatora (ładunkiem przeciwnych znaków) wiąże się znów ze wzrostem energii pola elektrycznego w kondensatorze i równoczesnym zmniejszeniem energii pola magnetycznego w zwojnicy (rys. 1.7d). W sytuacji przedstawionej na rysunku 1.7e energia pola elektrycznego w kondensatorze jest maksymalna, a energia pola magnetycznego w zwojnicy – równa zero.



Rys. 1.7 Drgania elektryczne i mechaniczne – analogie przemian energii; prędkości chwilowe wahadła oznaczono strzałkami



Następnie kondensator będzie się znów rozładowywał. Prąd płynący przez zwojnicę zmieni kierunek na przeciwny, ale nie będzie miało to wpływu na energię pola magnetycznego, więc przemiany energii w obwodzie (rys. 1.7f, g, h) będą analogiczne do opisanych w pierwszej części cyklu.

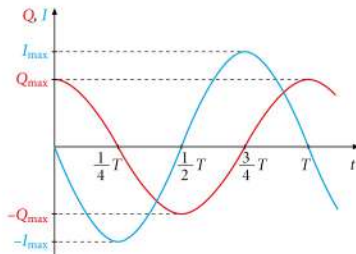
Aby analogia drgań elektrycznych w obwodzie LC do drgań mechanicznych była jeszcze lepiej widoczna, na rysunku 1.7 zilustrowano – obok przemian energii elektrycznej i magnetycznej w obwodzie drgającym – także przemiany energii potencjalnej i kinetycznej następujące podczas ruchu wahadła.

Jeśli przyjmiemy, że energia naładowanego kondensatora $E_{el} = \frac{Q^2}{2C}$ jest odpowiednikiem energii potencjalnej sprężystości $E_{pot} = \frac{kx^2}{2}$, a energii kinetycznej ciała drgającego $E_k = \frac{mv^2}{2}$ odpowiada energia pola magnetycznego zwojnicy z prądem $E_m = \frac{LI^2}{2}$, łatwo można dostrzec analogie pomiędzy:

- współczynnikiem sprężystości k i odwrotnością pojemności kondensatora $\frac{1}{C}$;
- wychyleniem x i ładunkiem Q zgromadzonym na kondensatorze;
- masą m ciała drgającego i współczynnikiem samoindukcji zwojnicy L ;
- szybkością v ciała drgającego i natężeniem prądu I .

Zauważ, że z analogii między $v_x = \frac{\Delta x}{\Delta t}$ (lub ogólniej $v_x = \frac{dx}{dt}$) i $I = \frac{\Delta Q}{\Delta t}$ (ogólniej $I = \frac{dQ}{dt}$) także wynika odpowiedniość między x i Q .

Wykresy zależności $Q(t)$ i $I(t)$ – analogiczne do wykresów $x(t)$ i $v_x(t)$ dla ruchu harmonicznego – przedstawiono na rysunku 1.8.



Rys. 1.8 Wykresy zależności $Q(t)$ i $I(t)$ w obwodzie LC

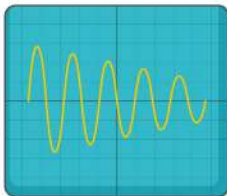
Interesuje nas jeszcze okres drgań własnych w obwodzie LC. Przez analogię z okresem harmonicznego drgań mechanicznych:

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}}$$

możemy napisać odpowiedni wzór na okres drgań elektrycznych w postaci:

$$T = 2\pi\sqrt{LC}$$

Drgania elektryczne można obserwować na ekranie oscyloskopu, na którego zaciski „podajemy napięcie” z kondensatora obwodu LC (takiego jak na rys. 1.6). Obraz otrzymany na ekranie przedstawiono na rysunku 1.9.



Rys. 1.9 Obraz gasnących drgań elektrycznych

Jak widać, są to drgania gasnące (o malejącej amplitudzie, ale o stałym okresie), gdyż w **rzeczywistym obwodzie drgającym opór R zwojniczy przyczynia się do tłumienia drgań**.

Aby drgania w takim obwodzie były drganiami niegasnącymi, muszą być wymuszone, podobnie jak drgania mechaniczne. Gdy częstotliwość siły wymuszającej jest równa częstotliwości drgań własnych obwodu, następuje rezonans mechaniczny i drgania wymuszone mają maksymalną amplitudę. Analogicznie przebiega wymuszanie drgań elektrycznych. Czynnikiem wymuszającym jest dołączone do obwodu drgającego źródło napięcia przemiennego (np. generator elektroniczny).

Gdy częstotliwość ν zmian napięcia wymuszającego staje się równa częstotliwości drgań własnych obwodu:

$$\nu_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$$

występuje zjawisko **rezonansu elektromagnetycznego**.

Wytwarzanie fal elektromagnetycznych – doświadczenie Hertza

W latach osiemdziesiątych XIX wieku, gdy istnienie fal elektromagnetycznych nie było jeszcze potwierdzone doświadczalnie, Hertz badał zjawiska w obwodach drgających i zastanawiał się nad przyczynami strat energii w tych obwodach. Hertz wiedział, że część energii doprowadzonej do obwodu podczas ładowania kondensatora zamienia się na energię wewnętrzną przewodnika (o oporze $R \neq 0$), z którego wykonano zwojnicę i przewody łączące ją z kondensatorem. Interesowało go jednak, czy jest to jedyna przyczyna strat energii.

Z teorii Maxwella, który przewidział istnienie fal elektromagnetycznych, wynikało, że wokół zmiennego pola elektrycznego powstaje zmienne pole magnetyczne, a wokół zmiennego pola magnetycznego – zmienne pole elektryczne. W obwodzie LC nastę-

pują zmiany takich pól, więc Hertz przypuszczał, że obwód ten wysyła fale elektromagnetyczne. Jeśli tak, to czy są to fale poprzeczne? Czy ich szybkość jest równa szybkości światła?

Na te pytania Hertz odpowiedział dzięki wykonaniu pomysłowych – i trudnych jak na tamte czasy – doświadczeń. Ich idea polegała na wytworzeniu niegasnących fal w obwodzie drgającym i wychwyceniu tych fal przez drugi obwód drgający, będący w rezonansie z pierwszym. Częstotliwość drgań powinna być tak duża, aby wytworzone fale miały długość (wyrażoną wzorem: $\lambda = 2\pi c \sqrt{LC}$, gdzie c jest szybkością światła w próżni) mierzalną w warunkach laboratoryjnych.

Warunkiem rezonansu jest, jak wiesz, równość częstotliwości drgań własnych. W doświadczeniu należało więc użyć obwodów LC, które spełniają warunek:

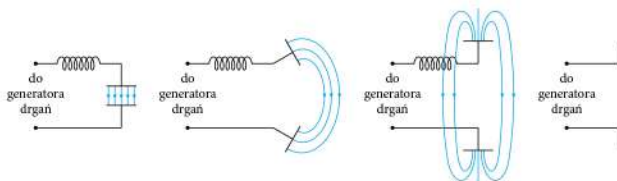
$$L_1 C_1 = L_2 C_2$$

Aby częstotliwość drgań:

$$v = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$$

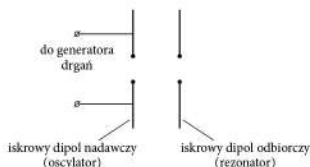
była duża, obwód powinien mieć małą pojemność i małą indukcyjność. Zmniejszenie pojemności kondensatora można osiągnąć przez zwiększenie odległości jego okładek, a zmniejszenie indukcyjności – przez usunięcie zwojnicy z obwodu. Rozsuniecie okładek kondensatora powoduje, że obwód drgający, w którym pole elektryczne było skupione („zamknięte”) w kondensatorze, a pole magnetyczne – w zwojnicy, czyli tzw. obwód drgający zamknięty, staje się **obwodem otwartym**.

Dzięki otwarciu obwodu Hertz zwiększył jego częstotliwość prawie 100 razy. Zmianę obwodu zamkniętego wytwarzającego drgania niegasnące w obwód otwarty ilustruje schematycznie rysunek 1.10.



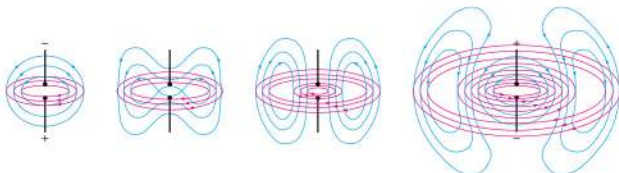
Rys. 1.10 Otwieranie obwodu zamkniętego

Ideę doświadczenia Hertza przedstawiono na rysunku 1.11. Iskrzenie między końcami dipola odbiorczego świadczyło o wzbudzeniu w nim drgań elektromagnetycznych na skutek rezonansu z dipolem nadawczym. Przekazywanie energii między tymi dipolami odbywa się za pośrednictwem fal elektromagnetycznych.



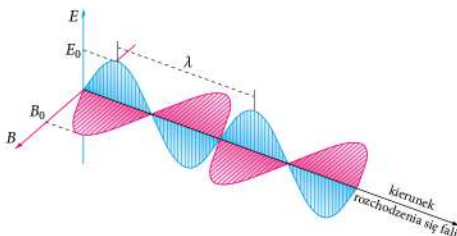
Rys. 1.11 Schemat doświadczenia Hertza

Na rysunku 1.12 przedstawiono przybliżony obraz linii pola elektrycznego (kolorem niebieskim) i magnetycznego (kolorem różowym) wokół dipola.



Rys. 1.12 Linie pól elektrycznego i magnetycznego wokół dipola

Przenikające się wzajemnie i rozchodzące się w przestrzeni zmienne pola elektryczne i magnetyczne tworzą falę elektromagnetyczną. Wektory $\vec{E}$ i $\vec{B}$ są prostopadłe do siebie i prostopadłe do kierunku rozchodzenia się fali (rys. 1.13).

Rys. 1.13 Graficzne przedstawienie fali elektromagnetycznej – pola elektryczne i magnetyczne w płaskiej fali elektromagnetycznej o długości λ

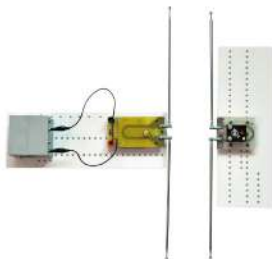
Dla fali rozchodzącej się wzdłuż osi x zmiany E i B możemy opisać równaniami analogicznymi do funkcji falowej harmonicznnej fali płaskiej:

$$E(x, t) = E_0 \sin 2\pi \left(vt - \frac{x}{\lambda} \right) \quad B(x, t) = B_0 \sin 2\pi \left(vt - \frac{x}{\lambda} \right)$$

Możemy więc powiedzieć, że w fali elektromagnetycznej wektory $\vec{E}$ i $\vec{B}$ wykonują drgania.

Już wkrótce okazało się, że fale elektromagnetyczne można odbierać z bardzo dużych odległości, jeśli odpowiednio ukształtuje się dipol nadawczy i użyje generatora drgań niegasnących dużej mocy oraz udoskonali obwód odbiorczy. Stało się to podstawą szybkiego rozwoju telekomunikacji.

Współczesny zestaw szkolny umożliwia powtórzenie doświadczenia Hertza przy użyciu teleskopowej anteny nadawczej, połączonej z generatorem wielkiej częstotliwości, oraz teleskopowej anteny odbiorczej z diodą (rys. 1.14).



Rys. 1.14 Zestaw do wytwarzania i odbioru fal elektromagnetycznych

Oprócz eksperymentalnego potwierdzenia istnienia fal elektromagnetycznych Hertz wyznaczył także długość wytworzonej stojącej fali elektromagnetycznej. W tym celu zmierzył wzajemną odległość najbliższych strzałek. Ponieważ znał częstotliwość i długość fali, obliczył jej szybkość i otrzymał (w granicach niepewności pomiarowych) wynik zgodny z szybkością światła. Było to potwierdzeniem hipotezy, że światło też jest falą elektromagnetyczną. Obserwacja stojących fal elektromagnetycznych, powstałych przez odbicie od ekranu, pozwoliła Hertzowi wykazać (dzięki odpowiedniemu ustawieniu dipola anteny odbiorczej), że są one falami poprzecznymi.

ZADANIA

1. Oblicz częstotliwość drgań własnych w antenie wysyłającej fale o długości $\lambda = 1200$ m oraz iloczyn LC anteny odbierającej te fale.
2. Radioodbiornik jest nastrojony na odbiór fal o długości 1500 m, gdy kondensator w jego obwodzie drgającym ma pojemność 500 pF. Oblicz współczynnik samoindukcji tego obwodu.
3. Przygotuj prezentację na temat *Oddziaływanie promieniowania elektromagnetycznego na organizmy*.





*2. Pomiar wartości prędkości światła

- Metoda Galileusza
- Metoda Rømera
- Metoda Foucaulta

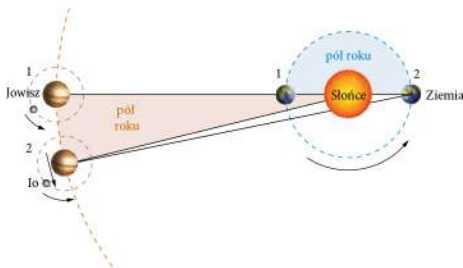
Przypomnij sobie, co wiesz o świetle, i samodzielnie odszukaj informacje o doświadczeniach i odkryciach Galileusza oraz o eksperymencie z wahadłem wykonanym przez Léona Foucaulta (czytaj: Leona Fukota).

Przez wiele wieków sądzono, że światło rozchodzi się z nieskończenie wielką szybkością. **Galileusz** był pierwszym uczonym, który zaproponował i opisał metodę doświadczonego sprawdzenia, czy światło porusza się nieskończenie szybko, czy też jego szybkość jest skończona. Według opisu w doświadczeniu brały udział dwie osoby – Galileusz i jego pomocnik. Każdy z nich miał latarnię z przesłoną. Uczony odsłaniał swoją latarnię, a stojący naprzeciw niego pomocnik natychmiast po dostrzeżeniu światła robił to samo ze swoją. Galileusz próbował zmierzyć czas upływający między odsłonięciem swojej latarni a dostrzeżeniem sygnału świetlnego wysyłanego przez latarnię pomocnika. Doświadczenie powtarzano wielokrotnie, zmieniając odległość między eksperymentatorami, by sprawdzić, czy mierzony czas wzrasta wraz ze wzrostem odległości, którą przebywało światło. Niestety nie zauważono żadnych różnic, więc doświadczenie zakończyło się niepowodzeniem. Czy skłoniło to Galileusza do stwierdzenia, że szybkość światła jest nieskończona? Trudno znaleźć w jego pracach jednoznaczną odpowiedź na to pytanie.

Pierwszym uczonym, który wykazał, że szybkość światła nie jest nieskończenie wielka, był duński astronom i fizyk **Ole Rømer** (czytaj: Ole Romer). Podczas prowadzonych obserwacji astronomicznych zauważył nieregularności w występowaniu zaćmień księżyców Jowisza.

Badanie zaćmienia księżyca Io pozwoliło stwierdzić, że czasy zmierzone między jego kolejnymi zaćmieniami są większe w tej połowie roku, w której Ziemia oddala się od Jowisza, a mniejsze w drugiej połowie roku, gdy się do niego przybliża. Zjawisko to można łatwo wyjaśnić przy założeniu, że światło rozchodzi się z bardzo dużą, ale skończoną szybkością.

Gdy Ziemia znajduje się dalej od Jowisza, światło ma do przebycia dłuższą drogę, zatem czas, którego potrzebuje ono na dotarcie od Io do Ziemi, znajdującej się w położeniu 2, jest dłuższy od czasu potrzebnego na dotarcie do Ziemi w położeniu 1 (rys. 2.1).

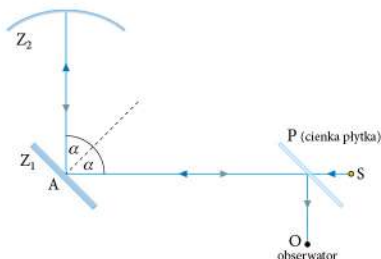


Rys. 2.1 Ilustracja idei Rømera (na rysunku nie zachowano proporcji)

W odstępie czasu, o który opóźnia się zakończenie zaćmienia (czyli wyjście Io z cienia Jowisza), światło przebywa drogę równą (w przybliżeniu) średnicy orbity Ziemi. Ole Rømer obliczył, że 9 listopada 1676 roku księżyc Io będzie widoczny po zaćmieniu ok. 10 minut później, niż przewidywano. Rzeczywiście tak się stało. We wstępie do pracy informującej o odkryciu uczony napisał, że na przebycie odległości równej średnicy orbity Ziemi światło potrzebuje ok. 22 minut. Jednak nie podał liczbowej wartości prędkości światła.

Wyznaczyli ją prawie 200 lat później, niezależnie od siebie, francuscy uczeni – **Hippolyte Fizeau** (czytaj: Ipolit Fizo) i **Léon Foucault** (czytaj: Leą Fuko). W 1849 roku Fizeau ogłosił wynik eksperymentu: wartość prędkości światła w powietrzu jest równa 315 300 km/s. Natomiast otrzymany w 1862 roku przez Foucaulta wynik 298 000 km/s (z niepewnością oszacowaną na 500 km/s) niewiele różnił się od znanej dzisiaj wartości prędkości światła.

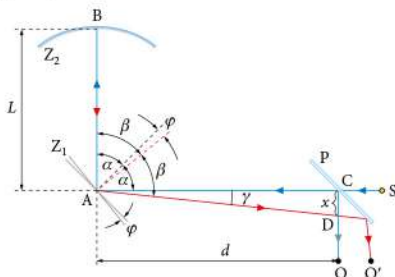
Uproszczony schemat zestawu doświadczalnego użytego przez Foucaulta przedstawiono na rysunku 2.2.



Rys. 2.2 Schemat zestawu doświadczalnego użytego przez Foucaulta

Wąska wiązka światła wysyłanego przez źródło umieszczone w punkcie S przechodzi przez półprzezroczystą płytkę P, pada w punkcie A na zwierciadło płaskie Z_1 i odbija się od niego. Następnie trafia na zwierciadło wklęsłe Z_2 i po odbiciu powraca po tej samej prostej do punktu A, w którym następuje kolejne odbicie, kierujące wiązkę na płytkę P. Światło odbite od płytki trafia do obserwatora w punkcie O.

Gdy zwierciadło Z_1 wprawiono w ruch obrotowy wokół osi prostopadłej do płaszczyzny rysunku i przechodzącej przez punkt A, światło odbite od płytki P zaobserwowano w punkcie O' (rys. 2.3).



Rys. 2.3 Bieg wiązek światła odbitych od nieruchomego i wirującego zwierciadła

Przeanalizujemy bieg wiązki w tym przypadku. W czasie, w którym światło odbite od zwierciadła Z_1 dotarło do zwierciadła Z_2 i powróciło do punktu A, zwierciadło Z_1 obróciło się o pewien niewielki kąt φ .

Wobec tego kąty padania na zwierciadło Z_1 i odbicia od niego (oznaczone symbolem β) były inne niż kąty α w przypadku nieruchomego zwierciadła Z_1 . Wiązka odbita (przedstawiona na rys. 2.3 na czerwono) trafiła więc na płytkę P w punkcie innym niż poprzednio i dotarła do obserwatora w punkcie O'.

W doświadczeniu wykonanym przez Foucaulta zwierciadło Z_1 obracało się z częstotliwością 500 Hz, odległość między zwierciadłami Z_1 i Z_2 wynosiła 20 m, a obserwowane przesunięcie wiązki było równe zaledwie 0,7 mm!

Jak obliczyć wartość prędkości światła na podstawie pomiarów Foucaulta?

W doświadczeniu Foucaulta szybkość światła:

$$c = \frac{2L}{t}$$

gdzie L jest odległością między zwierciadłami Z_1 i Z_2 , a t czasem, w którym światło przebyło drogę $2L$.

Wyprowadzimy wzór wiążący czas t z przesunięciem x (rys. 2.3). W trójkącie prostokątnym ACD: $\frac{x}{d} = \tan \gamma$. Kąt γ jest bardzo mały, więc możemy przyjąć, że $\gamma = \tan \gamma$,

a zatem:

$$\frac{x}{d} = \gamma \quad (2.1)$$

Związki między kątami α , β , γ i φ (rys. 2.3) mają postać:

$$\gamma = 2\beta - 2\alpha \quad \text{ i } \quad \varphi = \beta - \alpha$$

skąd:

$$\gamma = 2(\beta - \alpha) = 2\varphi \quad (2.2)$$

Zwierciadło Z_1 obróciło się o kąt φ w czasie t , w którym światło przebyło drogę $2L$.

Związek między częstotliwością ν obrotu zwierciadła i czasem t ma postać:

$$\frac{\varphi}{t} = 2\pi\nu \quad \text{ więc } \quad t = \frac{\varphi}{2\pi\nu}$$

Korzystamy ze związków (2.1) oraz (2.2) i otrzymujemy:

$$t = \frac{\gamma}{4\pi\nu} = \frac{x}{4\pi\nu d}$$

Wobec tego szybkość światła w doświadczeniu Foucaulta obliczono ze wzoru:

$$c = \frac{2L}{t} = \frac{8\pi\nu dL}{x}$$

W następnych latach doskonalono metody pomiaru szybkości światła.

W latach 1882–1926 amerykański fizyk **Albert Abraham Michelson** wielokrotnie wyznaczał wartość prędkości światła. Uzyskany przez niego najdokładniejszy wynik $(299\,796 \pm 4)$ km/s był bardzo bliski przyjmowanej obecnie z definicji (jako jednej ze stałych fizycznych) **wartości prędkości światła w próżni**:

$$c = 299\,796,458 \text{ km/s}$$

ZADANIA

1. Albert Abraham Michelson był pierwszym amerykańskim laureatem Nagrody Nobla z fizyki. Dowiedz się, w którym roku i za jakie osiągnięcia uhonorowano go tą nagrodą.
2. Odszukaj informacje na temat definicji wartości prędkości światła w próżni i w ośrodkach materialnych. Przygotuj wypowiedź na ten temat.



3. Dyfrakcja i interferencja światła

- Doświadczenie Younga potwierdzeniem falowej natury światła
- Siatka dyfrakcyjna
- Warunki maksymalnego wzmocnienia i całkowitego wygaszenia interferujących fal świetlnych
- Interferencja w cienkich warstwach

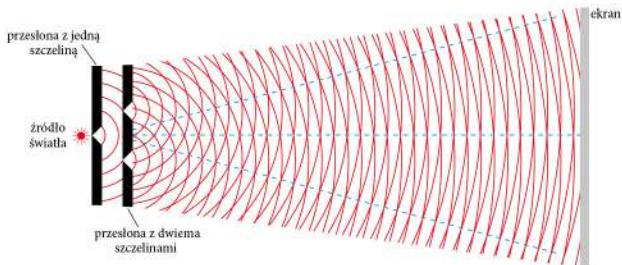


Przypomnij sobie wiadomości na temat dyfrakcji i interferencji fal mechanicznych.

Zjawiska dyfrakcji i interferencji fal mechanicznych omówiliśmy w podręczniku do klasy 3 (w rozdziałach 37–39). Czy światło również ugina się na szczelinach lub przeszkodach, a ugięte fale interferują ze sobą?

Na początku XIX wieku angielski fizyk Thomas Young wykonał doświadczenie, które świadczyło o falowej naturze światła.

W doświadczeniu Younga na drodze monochromatycznej wiązki światła ustawia się dwie przegrody. W pierwszej wycięta jest jedna wąska szczelina, a w drugiej – dwie szczeliny w bardzo niewielkiej wzajemnej odległości (prostopadle do płaszczyzny rysunku 3.1).



Rys. 3.1 Ilustracja doświadczenia Younga

Jeśli światło jest falą, to zgodnie z zasadą Huygensa za pierwszą przegrodą rozchodzi się fala walcowa (kolista w przekroju widocznym na rysunku). Jeśli obie szczeliny w drugiej przegrodzie są w równych odległościach od pierwszej szczeliny, światło dochodzi do nich w zgodnych fazach. Za drugą przegrodą rozchodzą się dwie fale walcowe. Ich nakładanie się powoduje, że na ekranie ustawionym za przegrodami pojawiają się równoległe do szczelin jasne i ciemne prążki, tzw. **prążki interferencyjne** (rys. 3.2).



Rys. 3.2 Prążki interferencyjne

Zauważ, że w doświadczeniu Younga na dwie szczeliny pada światło pochodzące z tego samego źródła. Jest to ważne, bo tylko wtedy nakładające się ugięte fale są spójne².

Fale są spójne, gdy różnica faz spotykających się fal jest w każdym punkcie niezależna od czasu. Spójność fal to warunek otrzymania niezmiennającego się w czasie obrazu interferencyjnego.

Jeśli w miejscach maksymalnego wzmocnienia fale nakładają się zgodnymi fazami, to ich fazy są tam zgodne **w każdej chwili**. Gdyby tak nie było (gdyby fale nie były spójne), to miejsca wzmocnień wędrowałyby przypadkowo po całym polu interferencyjnym.

Doświadczenie 3.1

Obserwacja dyfrakcji i interferencji światła

W celu zaobserwowania zjawiska dyfrakcji i interferencji światła można wykonać proste doświadczenie. Na płytce szklanej pomalowanej czarną farbą plakatową wykonujemy ostrzem szpilki:

- a) cieką linię,
- b) dwie cienkie linie w bardzo niewielkiej wzajemnej odległości.

Wskaźnik laserowy umieszczamy w odległości ok. 1 m od ekranu. Po oświetleniu kolejno jednej i dwóch szczelin obserwujemy na ekranie otrzymane obrazy.

Znacznie łatwiej wykonać podobne doświadczenia, jeśli zamiast przegrody z dwiema szczelinami użyje się tzw. **siatki dyfrakcyjnej**. Jest to płytka z przezroczystego materiału (np. szkła), na której precyzyjnie wykonano w jednakowych odstępach rysy stanowiące „przegrody” między gładkimi „szczelinami”. Na dobrej siatce znajduje się do kilkuset rys na jednym milimetrze, więc odległości między nimi są niewiele większe od długości fal świetlnych. Prążki otrzymane na ekranie za siatką dyfrakcyjną są znacznie węższe i jaśniejsze niż w przypadku dwu szczelin (rys. 3.3).



Rys. 3.3 Prążki interferencyjne uzyskane za pomocą siatki dyfrakcyjnej oświetlonej czerwonym światłem laserowym

² Fale spójne to inaczej fale koherentne.

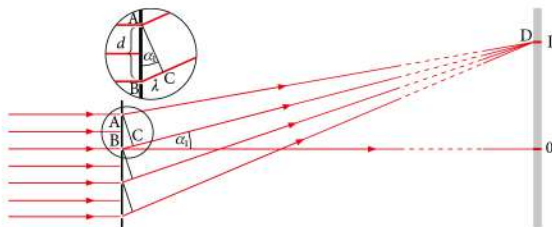
W punktach, dla których różnica odległości od szczelin jest:

- całkowitą wielokrotnością długości fali, występują maksymalne wzmocnienia;
- nieparzystą wielokrotnością połowy długości fali, pojawiają się całkowite wygaszenia.

Środkowy – najjaśniejszy – prążek (rys. 3.3) odpowiada linii, na której spotykają się (w zgodnych fazach) wszystkie promienie przebywające taką samą drogę od symetrycznie położonych szczelin do ekranu. Dla pary prążków I rzędu fazy też są zgodne, ale różnica dróg dla promieni wychodzących z sąsiednich szczelin jest równa długości λ fali świetlnej. Dla prążków II rzędu różnica dróg jest równa 2λ itd.

Zastanówmy się, jak powstał prążek I rzędu.

Na rysunku 3.4 przedstawiono drogi promieni bez zachowania proporcji odległości, aby zaznaczyć kąty ugięcia tych promieni, które spotkały się w punkcie D (dla rzeczywistych siatek odległość między szczelinami jest o wiele rzędów wielkości mniejsza od odległości między siatką i ekranem, więc miary kątów między promieniami z sąsiednich szczelin są jednakowe i bliskie zeru).



Rys. 3.4 Schemat powstawania prążka I rzędu

Kąt ADC jest bardzo mały, dlatego kąty CAD, ACD i ACB są w przybliżeniu proste. Odległość BC ma być równa długości fali. Kąty BAC i DBO (oznaczone jako α_1) są równe, ponieważ ich ramiona są odpowiednio prostopadłe.

A zatem:

$$\frac{|BC|}{|AB|} = \frac{\lambda}{d} = \sin \alpha_1$$

$$\lambda = d \sin \alpha_1 \quad (3.1)$$

gdzie przez d oznaczyliśmy odległość między sąsiednimi szczelinami, zwaną **stałą siatki dyfrakcyjnej**.

Podobnie można wyprowadzić wzór na sinus kąta między kierunkiem pierwotnej wiązki i promieniami, które w wyniku interferencji tworzą prążek n -tego rzędu. Uogólniamy wzór (3.1) i otrzymujemy:

$$n\lambda = d \sin \alpha_n$$

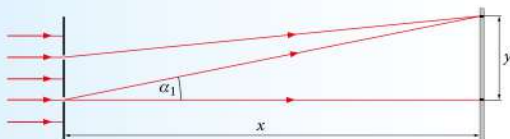
(3.2)

Jeśli znamy stałą siatki d i wyznaczymy w doświadczeniu kąt α_n , to ze wzoru (3.2) możemy obliczyć długość fali świetlnej padającej na siatkę.

Przykład 3.1

Zastosowanie siatki dyfrakcyjnej

Obliczymy długość fali światła sodowego, którym oświetlono siatkę dyfrakcyjną posiadającą 250 rys na 1 milimetrze. Na ekranie umieszczonym w odległości $x = 1$ m od siatki prążek I rzędu powstał w odległości $y = 15$ cm od prążka zerowego (rys. 3.5).



Rys. 3.5

Korzystamy ze wzoru (3.2), który dla prążka I rzędu przyjmuje postać:

$$\lambda = d \sin \alpha_1$$

Rysy stanowią przegrody nieprzepuszczające światła, więc stała siatki:

$$d = \frac{1 \text{ mm}}{250} = 4 \cdot 10^{-6} \text{ m}$$

Z rysunku wynika, że $\frac{y}{x} = \tan \alpha_1$, a zatem:

$$\tan \alpha_1 = \frac{0,15 \text{ m}}{1 \text{ m}} = 0,15 \quad \text{skąd} \quad \alpha_1 = 8,5^\circ$$

Wobec tego:

$$\lambda = 4 \cdot 10^{-6} \text{ m} \cdot \sin 8,5^\circ = 5,9 \cdot 10^{-7} \text{ m} = 590 \text{ nm}$$

Uwaga: Dla małych kątów $\tan \alpha \approx \sin \alpha$, więc można oszacować długość fali ze wzoru:

$$\lambda \approx d \cdot \frac{y}{x} = 4 \cdot 10^{-6} \text{ m} \cdot \frac{0,15 \text{ m}}{1 \text{ m}} = 600 \text{ nm}$$

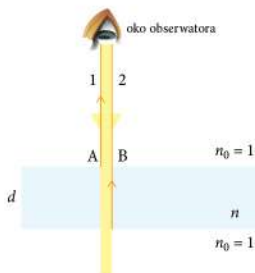
Po oświetleniu siatki dyfrakcyjnej światłem białym powstaną barwne prążki, przy czym najbliższej prążka zerowego zaobserwujemy – zgodnie ze wzorem (3.2) – barwy fioletowe, a najdalej czerwone (rys. 3.6).



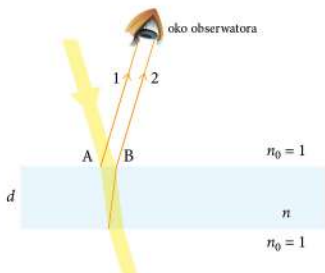
Rys. 3.6 Barwne prążki interferencyjne

F Interferencja w cienkich warstwach

Interferencja światła może nastąpić również w wyniku odbicia od dwóch powierzchni bardzo cienkiej warstwy, tak cienkiej jak np. błonka mydlanej bańki. Załóżmy, że współczynnik załamania substancji tworzącej warstwę jest równy n , a jej otoczeniem jest powietrze, dla którego $n_0 = 1$. Światło monochromatyczne o częstotliwości ν padające na górną powierzchnię warstwy pod kątem 0° (rys. 3.7) przechodzi przez nią bez zmiany kierunku, ale część wiązki odbija się od górnej powierzchni. Analogiczna sytuacja ma miejsce na dolnej powierzchni warstwy.



Rys. 3.7 Ilustracja odbicia światła padającego prostopadłe na cienką warstwę



Rys. 3.8 Ilustracja odbicia światła padającego na cienką warstwę pod bardzo małym kątem

Na rysunku 3.8 przedstawiono sytuację, w której promienie padają pod kątem niewiele większym od zera, ale dla przejrzystości obrazu narysowany kąt padania jest większy. Wiesz już, że fale spójne mogą interferować. Czy na podstawie swojej wiedzy o interferencji fal możesz przewidzieć wynik interferencji w tym przypadku? Czy zaznaczony na rysunku oświetlony obszar AB obserwator zobaczy jako jasny czy ciemny? Wydawać by się mogło, że skoro obszar ten jest oświetlony, to musi być jasny. Okazuje się jednak, że odpowiedź nie jest oczywista, ponieważ na wynik interferencji fal w tym przypadku mają wpływ dwa ważne fakty:

- przy przejściu fali do ośrodka o innym współczynniku załamania zmienia się jej długość;
- przy odbiciu fali od ośrodka o większym współczynniku załamania następuje zmiana fazy na przeciwną, a przy odbiciu od ośrodka o mniejszym współczynniku załamania faza się nie zmienia.

Długość fali λ w warstwie jest mniejsza od długości fali λ_0 w powietrzu, ponieważ:

$$\lambda = \frac{v}{\nu} \quad \lambda_0 = \frac{c}{\nu} \quad \frac{\lambda_0}{\lambda} = \frac{c}{v} = n$$

A zatem $\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$.

Można wykazać, że fale reprezentowane na rysunku 3.7 przez promienie 1 i 2 dotrą do oka obserwatora w zgodnych fazach, tzn. obszar AB będzie widziany jako jasny, gdy:

$$2d = (2k + 1) \frac{\lambda}{2} = \left(k + \frac{1}{2}\right) \frac{\lambda_0}{n} \quad (3.3)$$

a jako ciemny, gdy:

$$2d = k\lambda = k \frac{\lambda_0}{n} \quad (3.4)$$

gdzie $k = 0, 1, 2, 3, \dots$

Wobec tego warstwę o danej grubości d i współczynniku załamania n obserwator będzie widział jako jasną, gdy długość fali oświetlającej warstwę będzie spełniać równanie

$$2d = \frac{\lambda_0}{2n}, 2d = \frac{3\lambda_0}{2n} \text{ itd., a jako ciemną, gdy } 2d = \frac{\lambda_0}{n}, 2d = 2 \frac{\lambda_0}{n} \text{ itd.}$$

Przykład 3.2

Cienka warstwa wody w powietrzu

Na warstewkę wody o grubości $d = 320 \text{ nm}$ i współczynniku załamania $n = 1,33$ „otoczoną” powietrzem pada prostopadle światło białe. Obliczymy długość fali λ_0 , dla której światło odbijane przez warstewkę wody będzie widziane jako najjaśniejsze.

$$\text{Korzystamy ze wzoru (3.3): } 2d = \left(k + \frac{1}{2}\right) \frac{\lambda_0}{n}. \text{ Wobec tego: } \lambda_0 = \frac{2dn}{k + \frac{1}{2}} \approx \frac{851 \text{ nm}}{k + \frac{1}{2}}.$$

$$\text{Dla } k = 0: \quad \lambda_0 = 4dn \approx 1702 \text{ nm}$$

$$\text{Dla } k = 1: \quad \lambda_0 = \frac{4}{3}dn \approx 567 \text{ nm}$$

$$\text{Dla } k = 2: \quad \lambda_0 = \frac{4}{5}dn \approx 340 \text{ nm}$$

Światło widzialne to fale elektromagnetyczne o zakresie długości w przybliżeniu od 400 nm do 800 nm. W tym przedziale mieści się tylko światło o długości $\lambda_0 \approx 567 \text{ nm}$, co odpowiada barwie żółtozielonej.

Przykład 3.3

Bańka mydlana

Na bańkę mydlaną o współczynniku załamania $n = 1,33$ i grubości $d = 460 \text{ nm}$ pada prostopadle światło białe. Obliczymy długość fali λ_0 , dla której występuje maksimum interferencyjne, i określimy barwę światła odbitego od bańki.

$$\text{Korzystamy ze wzoru (3.3): } 2d = \left(k + \frac{1}{2}\right) \frac{\lambda_0}{n}. \text{ Wobec tego: } \lambda_0 = \frac{2dn}{k + \frac{1}{2}} = \frac{1223,6 \text{ nm}}{k + \frac{1}{2}}.$$

$$\text{Dla } k = 0: \quad \lambda_0 \approx 2447 \text{ nm}$$

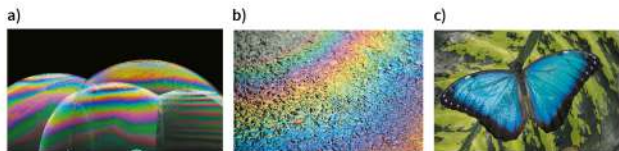
$$\text{Dla } k = 1: \quad \lambda_0 = \frac{4}{3}dn \approx 816 \text{ nm}$$

$$\text{Dla } k = 2: \quad \lambda_0 = \frac{4}{5}dn \approx 489 \text{ nm}$$

W zakresie światła widzialnego znajdują się fale o długości równej ok. 489 nm, co odpowiada barwie niebieskiej.

F W omawianych przypadkach podkreślaliśmy, że światło pada na warstwę prostopadle (lub prawie prostopadle) i obserwator patrzy na nią pod takim samym kątem. Matematyczny opis przypadków interferencji zachodzącej podczas odbicia światła padającego i obserwowanego pod innymi kątami jest znacznie bardziej skomplikowany.

Konsekwencje interferencji w cienkich warstwach widzimy często wokół siebie – wszędzie tam, gdzie dostrzegamy powierzchnie mieniące się różnymi barwami (opalizujące). Podczas obserwacji baniek mydlanych (rys. 3.9a), plam benzyny rozlanej na jezdni (rys. 3.9b) czy skrzydeł motyla (rys. 3.9c) dostrzeżemy z łatwością zmienność barw związaną z kierunkiem obserwacji. Gdy patrzymy z góry np. na skrzydła motyla, widzimy barwę niebieskozieloną, bo fale o długości odpowiadającej tym barwom uległy wzmocnieniu w wyniku odbicia światła od górnej i dolnej powierzchni skrzydeł. Gdy spojrzymy na skrzydła motyla ukośnie, dostrzeżemy efekt wzmocnienia fal o innej długości. Jeśli motyl będzie poruszał skrzydłami, barwy widoczne jako najjaśniejsze będą się zmieniać i widoczne będzie opalizowanie skrzydeł.



Rys. 3.9 Przykłady interferencji światła w cienkich warstwach

ZADANIA

1. Na siatkę dyfrakcyjną pada prostopadle wiązka światła o długości fali:

$$\lambda = 6 \cdot 10^{-7} \text{ m}$$

Oblicz kąt, pod którym obserwuje się prążek III rzędu, jeśli siatka ma:

- a) 200 rys na 1 mm,
 - b) 400 rys na 1 mm.
2. Prążek II rzędu, otrzymany za pomocą siatki dyfrakcyjnej o stałej $d = 2,5 \cdot 10^{-6} \text{ m}$, obserwuje się pod kątem $\alpha = 24,1^\circ$.
 - a) Oblicz długość fali światła padającego na tę siatkę.
 - b) Oblicz maksymalny rząd prążków, które można byłoby obserwować na dowolnie dużym, płaskim ekranie, ustawionym za siatką równolegle do niej.

4. Zdolność rozdzielcza przyrządów optycznych

- Dyfrakcja światła na szczelinie
- Zdolność rozdzielcza przyrządów zawierających soczewki lub zwierciadła
- Zdolność rozdzielcza siatki dyfrakcyjnej



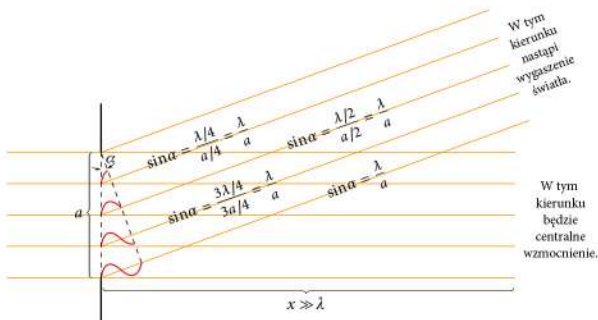
Przypomnij sobie zjawiska dyfrakcji i interferencji światła oraz sposób wyznaczania długości fali za pomocą siatki dyfrakcyjnej.

Dyfrakcja światła na szczelinie

Gdy fala świetlna o długości λ przechodzi przez mały, okrągły otwór (lub napotyka na swojej drodze przeszkodę) o średnicy kilka razy większej od długości fali, to na skutek zjawiska dyfrakcji zamiast ostrej granicy jasno–ciemno zaobserwujemy jasną plamkę otoczoną okręgami na przemian jasnymi i szarymi (patrz fot. powyżej).

Im mniejszy otwór lub szczelina, tym większy i bardziej rozmyty jest obraz na ekranie.

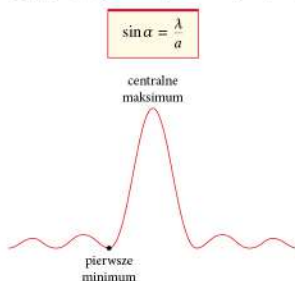
Rozważmy pojedynczą szczelinę o szerokości a , na którą pada fala płaska o długości λ (rys. 4.1). Zgodnie z zasadą Huygensa każdy punkt szczeliny staje się źródłem fali kulistej. Fale te interferują. Rozpatrzmy zjawisko zachodzące w kierunku tworzącym z kierunkiem fali padającej kąt α .



Rys. 4.1 Ilustracja zjawiska dyfrakcji i interferencji fali na szczelinie.

Różnica dróg przebytych przez światło biegnące w tym kierunku z obu krawędzi szczeliny wynosi $a \sin \alpha$. Światło biegnące w tym kierunku ze środka szczeliny przebywa drogę różniącą się o $\frac{a}{2} \sin \alpha$ od światła biegnącego z krawędzi. Gdy $\frac{a}{2} \sin \alpha = \frac{\lambda}{2}$ – tak jak na rysunku – interferujące światło ze środka szczeliny wygasa się ze światłem z krawędzi. Można wykazać, że każdemu punktowi w dolnej połowie szczeliny odpowiada taki punkt w górnej połowie, że dla danego kąta α zachodzi wzajemne wygaszenie światła z obu połówek. Na rysunku 4.1 pokazano to dla punktów odległych od górnej krawędzi szczeliny o $\frac{a}{4}$ i $\frac{3a}{4}$.

W centrum obrazu dyfrakcyjnego (rys. 4.2), czyli dla $\alpha = 0^\circ$, otrzymamy centralne maksimum, bo drogi światła biegnącego w kierunku fali padającej na szczelinę z odpowiadających sobie punktów górnej i dolnej połówki szczeliny są jednakowe. **Pierwsze minimum, czyli ciemny prążek, pojawia się dla takiego kąta ugięcia, dla którego:**



Rys. 4.2 Natężenie światła w obrazie dyfrakcyjnym dla szczeliny; im mniejszą wartość ma iloraz λ/a , tym węższy jest prążek odpowiadający centralnemu maksimum

Podobny obraz uzyskamy, jeśli wiązka światła pada nie na szczelinę, ale na kolisty otwór lub na soczewkę obiektywu jakiegoś przyrządu optycznego. Załóżmy, że soczewka ma kształt kołisty i średnicę D . Można wykazać (z użyciem zaawansowanych metod matematycznych), że w takim przypadku pierwsze minimum powstaje pod kątem ugięcia, którego sinus jest równy:

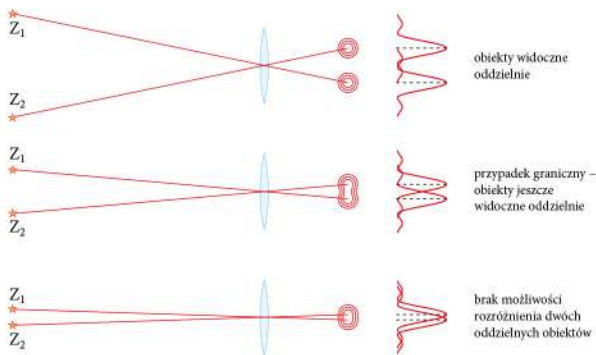
$$\sin \alpha = 1,22 \frac{\lambda}{D}$$

Przy posługiwaniu się przyrządami optycznymi chodzi nie tylko o uzyskanie dużego powiększenia, ale również o to, by obraz był dostatecznie jasny i widoczne stały się drobne szczegóły oglądanego przedmiotu.

Zdolność oglądania drobnych szczegółów przedmiotu nazywa się **zdolnością rozdzielczą** przyrządu.

Przyjmuje się, że dwa obiekty, czyli dwa punkty oglądanego przedmiotu, rozróżniamy jako oddzielne, gdy centralne maksimum obrazu dyfrakcyjnego pierwszego obiektu pokrywa się z pierwszym minimum obrazu drugiego obiektu lub jest od niego dalej.

Oświetlony przedmiot, który obserwujemy przez przyrząd optyczny, możemy potraktować jako zbiór drobnych obiektów świecących (otworków, szczelin), na których zachodzi dyfrakcja światła zgodnie z powyższym opisem. Na rysunku 4.3 są to obiekty Z_1 i Z_2 , będące szczegółami oglądanego przedmiotu. Każdy obiekt daje własny obraz dyfrakcyjny.



Rys. 4.3 Obrazy dyfrakcyjne obiektów znajdujących się w różnych odległościach od siebie

Skoro położenie pierwszego minimum dla szczeliny opisuje wzór $\sin \alpha = \frac{\lambda}{a}$, to $\frac{\lambda}{a} \leq 1$ (dla otworu kołowego $\lambda < D$).

Zdolność rozdzielcza przyrządu jest tym lepsza (czyli potrafimy jako oddzielne zobaczyć coraz bliższe szczegóły przedmiotu), im krótszą falą oświetlamy obiekt i im większą średnicę ma soczewka obiektywu tego przyrządu.

Przykład 4.1

Zdolność rozdzielcza ludzkiego oka

Źrenica ludzkiego oka ma średnicę mniej więcej od 2 mm w jasnym świetle do 5 mm w ciemności. Dla światła żółtego o długości fali 600 nm graniczny kąt ugięcia, pod którym widzimy obiekty oddzielnie, jest równy:

$$\sin \alpha \approx \alpha = 1,22 \frac{\lambda}{D} = 1,22 \frac{6 \cdot 10^{-7} \text{ m}}{2 \cdot 10^{-3} \text{ m}} \approx 4 \cdot 10^{-4} \text{ rad}$$

Taki kąt tworzy światło odbite od kresk oddzielających milimetrowe odstępów na pryzmiarze metrowym, oglądanym z odległości ok. 4 m. Jeśli będziemy oglądać pryzmiar metrowy z większej odległości, kreski ilustrujące kolejne milimetry zleją się i zobaczymy szary pasek. Wykonaj taką obserwację. Zdolność rozdzielcza ludzkiego oka zależy także od wrażliwości na światło komórek siatkówki. Dlatego nie każdy może zobaczyć milimetrowe odstępów z tak dużej odległości.

Wyraż kąt graniczny w stopniach i uzasadnij wynik obserwacji Jowisza opisany w podręczniku do klasy 2 (obserwacja 19.1 na s. 134).

Ograniczenia wynikające ze zjawiska dyfrakcji dotyczą obserwacji prowadzonych przez wszystkie przyrządy optyczne, a więc także teleskopy zwierciadlane i radioteleskopy.

Rozdzielczość siatki dyfrakcyjnej

Równoległe ułożenie dużej liczby szczelin powoduje zwiększenie zdolności rozdzielczej w porównaniu ze zdolnością rozdzielczą pojedynczej szczeliny. Takim układem szczelin jest siatka dyfrakcyjna. W spektroskopach, urządzeniach do wyznaczania długości fal świetlnych, często zamiast pryzmatu używa się siatki dyfrakcyjnej. Możemy wtedy obserwować widma kilku rzędów.

Podczas obserwacji obrazu światła białego otrzymanego za pomocą siatki dyfrakcyjnej (patrz rys. 3.6) można zauważyć, że widma kolejnych rzędów:

- są coraz bardziej odległe od siebie;
- są coraz szersze.

Wnioskujemy stąd, że jeśli obserwujemy widmo liniowe jakiegoś pierwiastka, to odległości między dwiema niezbyt różniącymi się długościami fal są od siebie coraz większe w kolejnych rzędach widma. Coraz łatwiej jest więc obserwować oddzielne linie, niewiele różniące się długościami fal.

Mówimy, że **zdolność rozdzielcza siatki dyfrakcyjnej rośnie ze wzrostem rzędu widma. Wraz ze zmniejszaniem się stałej siatki d odległości między liniami odpowiadającymi tej samej różnicy długości fal także rosną.**

Przykład 4.2

Porównanie kątów ugięcia I i III rzędu dla dwóch długości fali

W rozdziale 7 dowiesz się, że jednoatomowe gazy pobudzone do świecenia tworzą widmo składające się z kilku oddzielnych linii, odpowiadających ściśle określonym długościom fali. Weźmy pod uwagę widmo liniowe wodoru i dwie linie tego widma $\lambda_1 = 410,2 \text{ nm}$ i $\lambda_2 = 434,0 \text{ nm}$. Porównamy kąty ugięcia w widmie tych fal dla I i III rzędu. Przyjmiemy, że siatka ma 200 rys na długości 1 mm, czyli stała siatki $d = 0,005 \text{ mm}$.

Dla widma I rzędu:

$$\sin \alpha_1 = \frac{\lambda_1}{d} = \frac{410,2 \cdot 10^{-9} \text{ m}}{5 \cdot 10^{-6} \text{ m}} = 82,04 \cdot 10^{-3} \quad \text{skąd} \quad \alpha_1 \approx 4,7^\circ$$

$$\sin \alpha_2 = \frac{\lambda_2}{d} = \frac{434,0 \cdot 10^{-9} \text{ m}}{5 \cdot 10^{-6} \text{ m}} = 86,8 \cdot 10^{-3} \quad \text{skąd} \quad \alpha_2 \approx 5,0^\circ$$

$$\Delta \alpha = \alpha_2 - \alpha_1 \approx 0,3^\circ$$

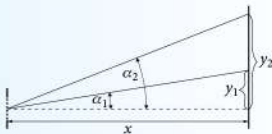
Dla widma III rzędu:

$$\sin \alpha_1 = \frac{3\lambda_1}{d} = \frac{3 \cdot 410,2 \cdot 10^{-9} \text{ m}}{5 \cdot 10^{-6} \text{ m}} = 246,12 \cdot 10^{-3} \quad \text{skąd} \quad \alpha_1 \approx 14,2^\circ$$

$$\sin \alpha_2 = \frac{3\lambda_2}{d} = \frac{3 \cdot 434,0 \cdot 10^{-9} \text{ m}}{5 \cdot 10^{-6} \text{ m}} = 260,4 \cdot 10^{-3} \quad \text{skąd} \quad \alpha_2 \approx 15,1^\circ$$

$$\Delta\alpha = \alpha_2 - \alpha_1 \approx 0,9^\circ$$

Obliczymy jeszcze odległość na ekranie tych linii od prążka zerowego, przy założeniu, że odległość ekranu od siatki dyfrakcyjnej $x = 1 \text{ m}$.



Rys. 4.4

$$\frac{y}{x} = \operatorname{tg} \alpha \quad \text{skąd} \quad y = x \operatorname{tg} \alpha$$

Dla widma I rzędu:

$$y_1 = x \operatorname{tg} \alpha_1 = 1 \text{ m} \cdot 82,21 \cdot 10^{-3} = 82,21 \cdot 10^{-3} \text{ m}$$

$$y_2 = x \operatorname{tg} \alpha_2 = 1 \text{ m} \cdot 87,49 \cdot 10^{-3} = 87,49 \cdot 10^{-3} \text{ m}$$

$$\Delta y = y_2 - y_1 = 5,29 \cdot 10^{-3} \text{ m} = 5,28 \text{ mm}$$

Dla widma III rzędu:

$$y_1 = x \operatorname{tg} \alpha_1 = 1 \text{ m} \cdot 253,04 \cdot 10^{-3} = 253,04 \cdot 10^{-3} \text{ m}$$

$$y_2 = x \operatorname{tg} \alpha_2 = 1 \text{ m} \cdot 269,82 \cdot 10^{-3} = 269,82 \cdot 10^{-3} \text{ m}$$

$$\Delta y = y_2 - y_1 = 16,78 \cdot 10^{-3} = 16,78 \text{ mm}$$

Wniosek: Im większy rząd widma, tym odległość między liniami jest większa, czyli większa jest zdolność rozdzielcza siatki.

Należy zwrócić uwagę na fakt, że im większa liczba szczelin w siatce dyfrakcyjnej, tym więcej interferujących wiązek światła i obraz jest jaśniejszy.

ZADANIA

1. Zwierciadło radioteleskopu w obserwatorium astronomicznym ma średnicę równą 80 m. Oblicz minimalny kąt między dwoma obiektami wysyłającymi fale radiowe o długości 0,2 m, przy którym obiekty mogą być rozróżniane przez ten radioteleskop. Wyjaśnij, dlaczego buduje się radioteleskopy o coraz większych czasach.
2. Światło białe pada na siatkę dyfrakcyjną, której stała wynosi 10^{-3} m . Oblicz szerokość widma II rzędu, uzyskanego na ekranie znajdującym się w odległości 2 m od siatki. Przyjmij, że długość fali światła czerwonego jest równa 760 nm, a długość fali światła fioletowego to 380 nm.



5. Polaryzacja światła

- Polaryzacja liniowa światła (poprzecznej fali elektromagnetycznej)
- Polaryzatory
- Prawo Malusa
- Polaryzacja przez odbicie, kąt Brewstera



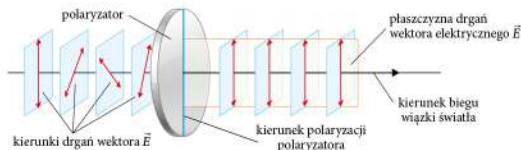
Przypomnij sobie definicję fali elektromagnetycznej.

Światło, jak każda fala elektromagnetyczna, jest falą poprzeczną. Kierunki drgań wektorów natężenia pola elektrycznego $\vec{E}$ (na które reaguje oko) i wektorów indukcji magnetycznej $\vec{B}$ są prostopadłe do siebie i prostopadłe do kierunku rozchodzenia się fali. Światło emitowane przez większość makroskopowych źródeł jest mieszaniną fal, w których kierunki drgań wektorów $\vec{E}$ i prostopadłych do nich wektorów $\vec{B}$ są różne, przypadkowe. Takie światło nazywamy **niespolaryzowanym**. Można jednak spowodować uporządkowanie kierunków drgań wektora $\vec{E}$ (a zarazem wektora $\vec{B}$), czyli **spolaryzować** światło. W najprostszym przypadku drgania wektora elektrycznego $\vec{E}$ fal tworzących wiązkę światła spolaryzowanego odbywają się w jednej wybranej płaszczyźnie, utworzonej przez wektor $\vec{E}$ i kierunek rozchodzenia się fali. Tę płaszczyznę nazywamy **płaszczyzną polaryzacji**.

Mówimy, że światło to jest **spolaryzowane liniowo**.

Urządzenia, za pomocą których można spolaryzować światło liniowo, to **polaryzatory** (rys. 5.1).

Polaryzator przepuszcza tylko takie fale z wiązki światła niespolaryzowanego, w których kierunek drgań wektora $\vec{E}$ jest zgodny z **kierunkiem polaryzacji polaryzatora**.



Rys. 5.1 Ilustracja działania polaryzatora

Jeśli wiązkę światła spolaryzowanego, w której amplituda drgań ma wartość E_0 , skierujemy na polaryzator, to po wyjściu z niego amplituda drgań będzie miała wartość $E = E_0 \cos \alpha$, gdzie α jest kątem zawartym między kierunkiem polaryzacji światła pa-

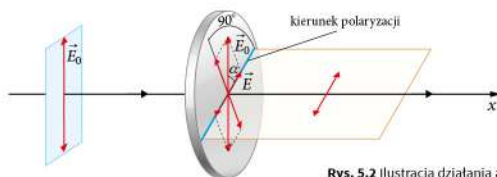
dającego i kierunkiem polaryzacji polaryzatora (rys. 5.2). Natężenie fali jest wprost proporcjonalne do kwadratu amplitudy drgań, więc związek między natężeniami I_0 światła padającego na polaryzator oraz I – wychodzącego z polaryzatora – ma postać:

$$\frac{I}{I_0} = \frac{E^2}{E_0^2} = \cos^2 \alpha$$

skąd:

$$I = I_0 \cos^2 \alpha$$

Od nazwiska francuskiego inżyniera wojskowego, Étienne'a Louis Malusa (czytaj: Etienne Lui Malusa), odkrywcy polaryzacji przy odbiciu i powyższej zależności, nazywamy ją **prawem Malusa**.



Rys. 5.2 Ilustracja działania analizatora

Aby sprawdzić, czy światło jest spolaryzowane, musimy posłużyć się tzw. analizatorem, ponieważ oczy człowieka nie potrafią odróżnić światła niespolaryzowanego od spolaryzowanego. Rolę analizatora może odgrywać polaryzator przedstawiony na rysunku 5.2. Podczas obrotu polaryzatora wokół osi x natężenie przechodzącego światła będzie się zmieniać – od maksymalnego, gdy kierunki polaryzacji wiązki padającego światła i polaryzatora będą równoległe, do zera – gdy będą wzajemnie prostopadłe.

Doświadczenie 5.1

Obserwacja zmian natężenia światła spolaryzowanego przechodzącego przez analizator

Wiązkę światła kierujemy na układ złożony z polaryzatora i analizatora. Oba urządzenia ustawione są tak, jak na rysunku. Następnie powoli obracamy analizator. Obserwujemy wspólny obszar.



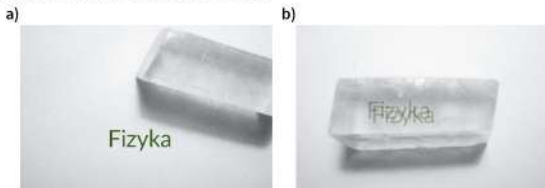
Rys. 5.3

Podczas obrotu analizatora:

- o kąt $0^\circ < \alpha < 90^\circ$ widzimy stopniowe zaciemnianie obserwowanego pola;
- o kąt $90^\circ < \alpha < 180^\circ$ widzimy stopniowe rozjaśnianie obserwowanego pola;
- o kąt $180^\circ < \alpha < 270^\circ$ widzimy stopniowe zaciemnianie obserwowanego pola;
- o kąt $270^\circ < \alpha < 360^\circ$ widzimy stopniowe rozjaśnianie obserwowanego pola.

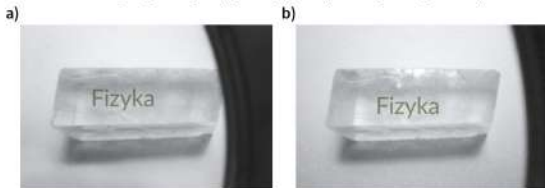
Naturalnymi polaryzatorami występującymi w przyrodzie są **kryształy dwójłomne**, np. kalcyt (CaCO_3). Promień światła padający na taki kryształ ulega podwójnemu załama-

niu – rozdziela się na dwa promienie załamujące się pod różnymi kątami. Tylko jeden z tych promieni, zwany zwyczajnym, zachowuje się w kryształach dwójłomnym zgodnie z prawem załamania. Drugi promień, nadzwyczajny, nie spełnia tego prawa. Obydwa promienie są całkowicie spolaryzowane w płaszczyznach do siebie prostopadłych. Napis oglądany przez taki kryształ widzimy podwójnie. Jeden obraz tworzą promienie zwyczajne, drugi nadzwyczajne (rys. 5.4).



Rys. 5.4 Napis oglądany bezpośrednio (a) i przez kryształ dwójłomny (b)

Jeśli patrzymy na kryształ kalcytu (leżący na kartce z napisem) poprzez analizator obracany wokół osi (prostopadłej do płaszczyzny analizatora), możemy znaleźć takie położenia (co 90°), dla których będzie widoczny jeden lub drugi obraz napisu. Ilustrują to poniższe zdjęcia, wykonane poprzez analizator ustawiony tak, że kierunki polaryzacji analizatora dla lewego i prawego zdjęcia były wzajemnie prostopadłe (rys. 5.5).

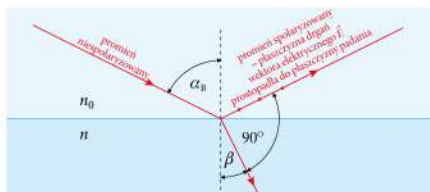


Rys. 5.5 Napis oglądany przez analizator; zdjęcie b wykonano po zrobieniu zdjęcia a i obrocie analizatora o kąt 90°

Światło ulega polaryzacji także przy odbiciu od powierzchni przezroczystych izolatorów, np. szkła. Jeśli światło niespolaryzowane pada na powierzchnię izolatora pod takim kątem, że promienie odbite i załamane tworzą kąt prosty, to **światło odbite jest całkowicie spolaryzowane** – drgania wektora $\vec{E}$ odbywają się w płaszczyźnie prostopadłej do płaszczyzny rysunku (rys. 5.6). Kąt padania α_B , dla którego zachodzi to zjawisko, nazywamy **kątem Brewstera**.

Kąt Brewstera jest związany ze współczynnikiem załamania n materiału odbijającego światło (w ośrodku o współczynniku załamania n_0) za pomocą wzoru:

$$\operatorname{tg} \alpha_B = \frac{n}{n_0} \quad (5.1)$$



Rys. 5.6 Ilustracja całkowitej polaryzacji przez odbicie

Na fotografiach obok przedstawiono przykład polaryzacji światła przez odbicie. W szybie witryny sklepu odbija się fragment ulicy znajdujący się przed tym sklepem (rys. 5.7).

Światło odbite pod kątem Brewstera jest całkowicie spolaryzowane liniowo. Na drugim zdjęciu (rys. 5.8) widzimy witrynę oglądaną przez polaryzator (pełniący funkcję analizatora), ustawiony tak, że jego kierunek polaryzacji jest prostopadły do kierunku polaryzacji światła. Następuje wówczas maksymalne wygaszenie spolaryzowanego światła odbitego od szyby.

Zjawisko polaryzacji światła znalazło wiele praktycznych zastosowań. Przykładem mogą być okulary przeciwsłoneczne z filtrem polaryzacyjnym lub okulary dla kierowców z zamontowanymi polaryzatorami o pionowo ustawionym kierunku polaryzacji. Zapobiegają one oślepieniu przez światło spolaryzowane w wyniku odbicia od poziomych powierzchni (np. tafli wody czy mokrej jezdni), pochłaniając je całkowicie lub częściowo.

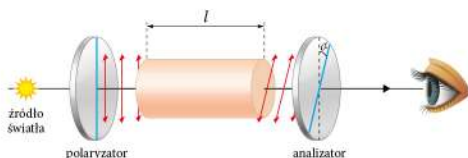
Szczególnie interesujące jest zastosowanie polaryzacji związane z faktem, że wiele substancji organicznych to substancje optycznie czynne. Powodują one, że kierunek polaryzacji przechodzącego przez nie światła się zmienia. Efekt ten nazywamy **skręceniem płaszczyzny polaryzacji**. W optycznie czynnym roztworze kąt α , o jaki ten roztwór zmieni kierunek polaryzacji, jest proporcjonalny do grubości warstwy roztworu i jego stężenia (rys. 5.9).



Rys. 5.7 Światło odbite od szyby jest spolaryzowane



Rys. 5.8 Efekt wygaszenia spolaryzowanego światła odbitego od szyby



Rys. 5.9 Ilustracja zjawiska skręcenia płaszczyzny polaryzacji

Kąt α to kąt, o który należy obrócić analizator (po umieszczeniu pojemnika z roztworem między analizatorem i polaryzatorem), aby pole widzenia było tak samo jasne jak przedtem. Efekt ten wykorzystuje się m.in. do pomiaru zawartości cukru w soku wytłoczonym z buraków cukrowych.

WIEDZIEĆ WIĘCEJ

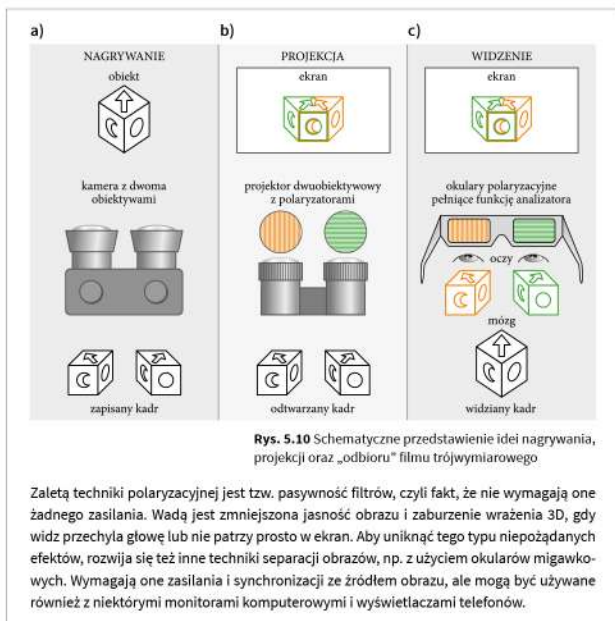
Kino 3D

U człowieka i zwierząt, których oczy znajdują się w przedniej części twarzoczaszki, pola widzenia lewego i prawego oka w dużym stopniu się pokrywają. Rozstaw źrenic człowieka to zazwyczaj 5 do 7 centymetrów, więc obrazy widziane jednocześnie przez jedno i drugie oko różnią się między sobą tym bardziej, im bliżej znajduje się oglądany obiekt (łatwo to zauważyć np. przy zbliżaniu palca do czubka własnego nosa). Te różnice są interpretowane przez mózg (korę wzrokową) jako informacja o odległości, dopełniająca informacje z innych źródeł, co umożliwia prawidłowe postrzeganie trójwymiarowego otoczenia. Widzenie dwuoczne nazywane jest stereoskopowym. Nieprawidłowości w widzeniu stereoskopowym mogą się objawiać np. jako podwójne widzenie lub brak widzenia głębi. Ocenia się, że nawet co ósmy człowiek jest dotknięty tego typu deficytami.

Aby stworzyć stereoskopowy obraz, należy wykonać zapis odpowiadający dwóm punktom widzenia i „dostarczyć” odpowiednie wersje osobno do lewego i prawego oka. Jedną z najprostszych tego typu technik wykorzystuje **polaryzację światła**.

Film 3D nagrywany jest kamerą z podwójnym obiektywem (rys. 5.10a). W przypadku animacji 3D każdy obraz renderuje się (tworzy) dwukrotnie – przy dwóch odpowiednich położeniach wirtualnej kamery. W ten sposób powstają niejako dwa równoległe filmy, które należy równocześnie odtworzyć na dwóch projektorach (rys. 5.10b). W takim systemie każdy z projektorów jest wyposażony w filtr polaryzacyjny, a kierunki polaryzacji liniowej obu filtrów są do siebie prostopadłe. Aby te obrazy „nie pomieszały się”, ekran w kinie 3D musi zachowywać polaryzację światła przy jego odbiciu – korzysta się tu z powłok metalicznych.

Dopełnieniem całego procesu jest wyposażenie widza w okulary z filtrami polaryzacyjnymi odpowiadającymi ustawieniu filtrów projektorów (rys. 5.10c). Osoby, które nie mają poprawnego widzenia stereoskopowego i są „odporne” na wrażenie głębi obrazu, podczas projekcji 3D także powinny używać takich okularów, żeby wyraźnie widzieć wyświetlane sceny.



Rys. 5.10 Schematyczne przedstawienie idei nagrywania, projekcji oraz „odbioru” filmu trójwymiarowego

Zaletą techniki polaryzacyjnej jest tzw. pasywność filtrów, czyli fakt, że nie wymagają one żadnego zasilania. Wadą jest zmniejszona jasność obrazu i zaburzenie wrażenia 3D, gdy widz przechyla głowę lub nie patrzy prosto w ekran. Aby uniknąć tego typu niepożądanych efektów, rozwija się też inne techniki separacji obrazów, np. z użyciem okularów migawkowych. Wymagają one zasilania i synchronizacji ze źródłem obrazu, ale mogą być używane również z niektórymi monitorami komputerowymi i wyświetlaczami telefonów.

ZADANIA

1. Zaproponuj sposób sprawdzenia:
 - a) czy światło słoneczne jest spolaryzowane;
 - b) czy ekran telefonu komórkowego emituje światło spolaryzowane.
 Jeśli masz polaryzator lub przeciwsłoneczne okulary z filtrem polaryzacyjnym, wykonaj odpowiednie doświadczenie.
2. Skorzystaj z prawa załamania i związków między kątami α_B i β (rys. 5.6) i wyprowadź wzór (5.1).
3. Na podstawie samodzielnie zgromadzonych materiałów podaj przykłady wykorzystania światła spolaryzowanego w technice.





6. Zjawisko fotoelektryczne zewnętrzne

- Na czym polega zjawisko fotoelektryczne?
- Budowa i zasada działania fotokomórki
- Wyniki badania zjawiska fotoelektrycznego
- Pojęcie kwantu, wyjaśnienie zjawiska fotoelektrycznego
- Dualna natura światła

Przypomnij sobie prawo Ohma oraz wzór na pracę w polu elektrycznym.

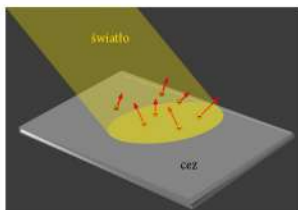
Pod koniec XIX wieku zaobserwowano emisję elektronów z powierzchni metalu pod wpływem promieniowania elektromagnetycznego. Zjawisko to nazwano **zjawiskiem fotoelektrycznym zewnętrznym**, **efektem fotoelektrycznym** lub **fotofektem**, a emitowane elektrony – **fotoelektronami**. W przypadku niektórych metali (np. rubidu, cezu) zjawisko to obserwuje się, gdy na metal pada światło widzialne; w przypadku innych (np. cynku) wywołuje je promieniowanie ultrafioletowe.

Doświadczenie 6.1

Obserwacja zjawiska fotoelektrycznego zewnętrznego

Na pręt elektroskopu nakładamy cynkową płytkę. Za pomocą maszyny elektrostatycznej elektryzujemy elektroskop ujemnie. Zaznaczamy położenie wychylonej wskazówki elektroskopu. Następnie oświetlamy płytkę lampą kwarcową, emitującą promieniowanie ultrafioletowe. Obserwujemy, że odchylenie wskazówki elektroskopu maleje, co świadczy o zmniejszaniu się ujemnego ładunku na cynkowej płytce. Po wyłączeniu lampy kwarcowej wskazówka elektroskopu nie zmienia położenia. To oznacza, że światło widzialne oświetlające płytkę nie wybija elektronów z cynku.

Efekt fotoelektryczny dla cezu przedstawiono schematycznie na rysunku 6.1.



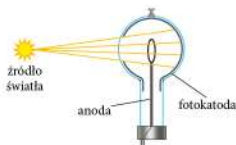
Rys. 6.1 Ilustracja zjawiska fotoelektrycznego (zewnętrznego)

Przykładem zastosowania zjawiska fotoelektrycznego w praktyce jest **komórka fotoelektryczna**, nazywana w skrócie **fotokomórką**.

Fotokomórki odgrywają olbrzymią rolę nie tylko w nauce, ale także w różnych dziedzinach życia. Stosuje się je w technice (film, telewizja), w wielu gałęziach przemysłu: elektronicznym (np. do wykrywania niewielkich obiektów lub błędów w druku, do liczenia elementów układów scalonych), spożywczym (np. do kontroli daty przydatności produktów do spożycia), farmaceutycznym (np. do kontroli poziomu leku w pojemniku), maszynowym (np. do kontroli kształtu elementów maszyn), a także w sporcie (np. do mierzenia czasu w biegach sprinterskich) i w życiu codziennym (np. w czujnikach termostatów, w systemach alarmowych, w automatycznie otwieranych drzwiach).

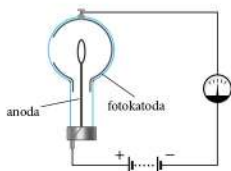
Współcześnie stosowane fotokomórki to głównie urządzenia półprzewodnikowe³. Natomiast tradycyjna fotokomórka jest próżniową szklaną bańką, w której znajdują się dwie elektrody – ujemna katoda zwana **fotokatodą** i dodatnia **anoda**.

Fotokatodę stanowi napyłona na wewnętrznej ścianie bańki warstwa metalu alkalicznego (najczęściej cezu), z którego pod wpływem promieniowania są emitowane elektrony. Anoda jest drutem wtopionym w obudowę bańki (rys. 6.2).



Rys. 6.2 Model fotokomórki

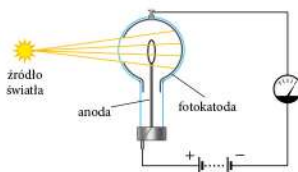
Przyłożenie napięcia między katodę i anodę fotokomórki, gdy na fotokatodę nie pada promieniowanie, nie powoduje przepływu prądu. W panującej w bańce próżni nie ma nośników ładunku elektrycznego, więc obwód jest otwarty (rys. 6.3).



Rys. 6.3 Przez fotokomórkę z nieoświetloną fotokatodą nie płynie prąd

Po oświetleniu fotokatody następuje emisja elektronów z jej powierzchni. Opuszczające katodę elektrony poruszają się w stronę dodatniej anody pod wpływem działającej na nie wypadkowej siły elektrycznej. Gdy dotrą do anody, obwód zostaje zamknięty i płynie w nim prąd elektryczny (rys. 6.4).

³ W takich fotokomórkach zachodzi zjawisko fotoelektryczne wewnętrzne, które poznasz, jeśli będziesz kontynuować naukę fizyki na studiach.



Rys. 6.4 Przez fotokomórkę z oświetloną fotokatodą płynie prąd

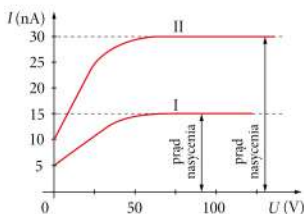
W badaniach zjawiska fotoelektrycznego fizycy szukali odpowiedzi na dwa pytania:

- Od czego zależy liczba elektronów emitowanych z katody?
- Od czego zależy ich energia?

Stwierdzono doświadczalnie, że prąd o bardzo małym natężeniu płynie w obwodzie nawet wówczas, gdy nie ma w nim źródła napięcia, ale fotokatoda jest oświetlona, co świadczy o tym, że niektóre fotoelektrony mają wystarczająco dużą energię kinetyczną, by dotrzeć do anody. Gdy przestaniemy oświetlać fotokatodę, prąd elektryczny natychmiast przestaje płynąć.

Wzrost napięcia między anodą i katodą (oświetlaną światłem o stałym natężeniu) powoduje, że natężenie prądu płynącego przez fotokomórkę początkowo wzrasta, po czym nie zmienia się mimo wzrostu napięcia. Oznacza to, że przy pewnym napięciu do anody docierają wszystkie fotoelektrony, które w tym samym czasie opuszczają fotokatodę. Prąd o maksymalnym natężeniu nazywamy **prądem nasycenia**.

Wykresy na rysunku 6.5 przedstawiają zależność natężenia I prądu płynącego przez fotokomórkę od napięcia U między anodą i katodą, oświetlaną kolejno światłem o natężeniach I_1 (krzywa I) oraz $I_2 = 2I_1$ (krzywa II).



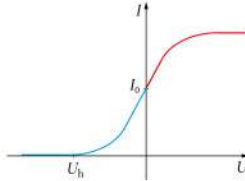
Rys. 6.5 Wykres zależności natężenia I prądu płynącego przez fotokomórkę od napięcia U między anodą i katodą, oświetlaną kolejno światłem o różnych natężeniach

Z wykresów wynika, że:

- prawo Ohma nie stosuje się do prądu płynącego przez fotokomórkę, gdyż zależność $I(U)$ nie jest funkcją liniową (I nie jest wprost proporcjonalne do U);
- natężenie prądu nasycenia (a tym samym **liczba fotoelektronów**) zależy od natężenia światła wywołującego efekt fotoelektryczny.

W celu zbadania, od czego zależy energia kinetyczna fotoelektronów, zastosowano **metodę pola hamującego**.

Po połączeniu anody z biegunem ujemnym źródła napięcia, a fotokatody z biegunem dodatnim, emitowane z fotokatody elektrony są odpychane przez ujemną anodę i hamowane. Zależność natężenia prądu (płynącego wtedy przez fotokomórkę) od napięcia przedstawia zaznaczona kolorem niebieskim część wykresu na rysunku 6.6. Zmiana napięcia od zera do U_h (zwanego napięciem hamowania) powoduje zmianę natężenia prądu od I_0 do zera. Dla $U = U_h$ prąd przestaje płynąć, co oznacza, że fotoelektrony straciły podczas hamowania całą energię kinetyczną i nie dotarły do anody.



Rys. 6.6 Zmiana napięcia od zera do U_h powoduje zmianę natężenia prądu od I_0 do zera

Jeśli znamy (wyznaczone doświadczalnie) napięcie hamowania U_h , możemy obliczyć maksymalną energię kinetyczną elektronów ze wzoru:

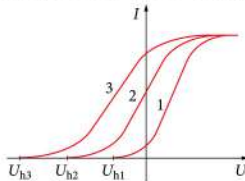
$$E_{k \max} = e|U_h|$$

gdzie e jest ładunkiem elementarnym, a $|U_h|$ – wartością bezwzględną napięcia hamowania.

Doświadczalnie stwierdzono, że **maksymalna energia kinetyczna fotoelektronów:**

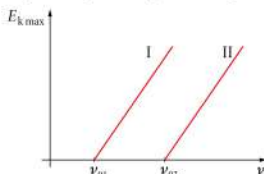
- **zależy od częstotliwości promieniowania** wywołującego zjawisko fotoelektryczne (im większa częstotliwość, tym większa $E_{k \max}$);
- **nie zależy od natężenia** promieniowania padającego na fotokatodę.

Ilustrują to wykresy 1, 2 i 3, sporządzone dla promieniowania o takim samym natężeniu, ale o trzech różnych częstotliwościach $\nu_1 < \nu_2 < \nu_3$ (rys. 6.7).



Rys. 6.7 Wykresy zależności $I(U)$ dla promieniowania o takim samym natężeniu, ale o różnych częstotliwościach ($\nu_1 < \nu_2 < \nu_3$)

Doświadczalnie wykazano też, że minimalna częstotliwość ν_0 promieniowania, które wywołuje efekt fotoelektryczny, jest różna dla różnych metali. Wykresy zależności $E_{k\max}(\nu)$ dla dwóch katod wykonanych z różnych metali przedstawiono na rysunku 6.8.



Rys. 6.8 Zależność $E_{k\max}(\nu)$ dla dwóch metali

Zjawisko fotoelektryczne odkryto pod koniec XIX wieku. Znałe wówczas prawa fizyki (nazywanej dziś fizyką klasyczną) nie pozwalały na wytłumaczenie tego zjawiska i wyjaśnienie wszystkich stwierdzonych doświadczalnie faktów.

Do rozwiązania problemu przyczynił się pomysł **Maxa Plancka**, wybitnego niemieckiego fizyka (rys. 6.9), uhonorowanego w 1918 roku Nagrodą Nobla za wkład w rozwój fizyki.

W pracach, które przedstawił w 1900 roku, Planck wprowadził pojęcie **kwantu**, czyli **porcji energii**, i sformułował hipotezę, że **promieniowanie elektromagnetyczne przynosi energię kwantami**.



Rys. 6.9 Max Planck (1858–1947)

Energia pojedynczego kwantu jest wprost proporcjonalna do częstotliwości ν promieniowania i wyraża się wzorem:

$$E = h\nu$$

gdzie $h \approx 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ jest stałą, którą nazywamy stałą Plancka.

W 1905 roku **Albert Einstein** (rys. 6.10) skorzystał z hipotezy Plancka i podał proste wyjaśnienie zjawiska fotoelektrycznego, za co w 1922 roku otrzymał Nagrodę Nobla.

Alberta Einsteina uważa się powszechnie za największego uczonego XX wieku. Urodził się w Ulm w Niemczech, studiował w Zurychu w Szwajcarii, a swoje rozważania teoretyczne prowadził w Zurychu, w Berlinie, a od roku 1933 w Princeton w USA, dokąd wyemigrował na znak protestu wobec polityki Hitlera. Jego prace wyjaśniły zjawiska z wielu



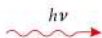
Rys. 6.10 Albert Einstein (1879–1955)

działów fizyki, ale największą sławę przyniosła mu szczególna teoria względności – nowa teoria czasu i przestrzeni (bez grawitacji, stąd nazwa: szczególna teoria względności) – oraz ogólna teoria względności – nowy opis zjawisk grawitacyjnych.

Einstein przyjął założenie, że **światło jest wiązką fotonów** (kwantów) o:

- masie równej zeru,
- energii $E = h\nu$,
- pędzie o wartości $p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$,

poruszających się w próżni z szybkością światła. Graficznie przedstawiamy foton o energii $h\nu$ tak jak na rysunku 6.11.



Rys. 6.11 Graficzne przedstawienie fotonu o energii $h\nu$

Przyjęcie założenia, że światło jest wiązką fotonów, pozwoliło potraktować oddziaływanie pojedynczych fotonów z poszczególnymi elektronami metalu w efekcie fotoelektrycznym tak, jak oddziaływanie dwóch zderzających się sprężystych kulek.

Uznanie światła za wiązkę fotonów i **wyobrażenie** sobie, że każdy z nich zderza się z jednym elektronem, pozwala łatwo zrozumieć, dlaczego liczba emitowanych fotoelektronów zależy od natężenia światła wywołującego efekt fotoelektryczny. O natężeniu światła decyduje liczba fotonów wysyłanych przez źródło w jednostce czasu. A zatem im większe jest natężenie światła, tym więcej fotonów pada na fotokatodę w jednostce czasu i powoduje wybicie z jej powierzchni większej liczby elektronów, ponieważ **każdy foton wybija z metalu jeden elektron**.

Do uwolnienia elektronu z powierzchni metalu potrzebna jest energia W , inna dla każdego metalu i nazywana **pracą wyjścia**. Dostarczyć jej może elektronowi tylko taki foton, którego energia $h\nu$ jest równa pracy wyjścia lub większa od niej, czyli:

$$h\nu \geq W$$

Fotony o mniejszej energii nie spowodują wybicia elektronów.

Jeśli energia fotonu jest większa od pracy wyjścia, to foton nie tylko wybije elektron z metalu, ale też nada mu energię kinetyczną. Aby ją obliczyć, możemy skorzystać z prawa zachowania energii:

energia fotonu	=	praca wyjścia	+	energia kinetyczna fotoelektronu	
$h\nu$	=	W	+	$E_{k\max}$	(6.1)

Wobec tego:

$E_{k\max} = h\nu - W$

(6.2)

Jeśli energia fotonu jest równa pracy wyjścia, to foton wywoła efekt fotoelektryczny, ponieważ wybije elektron z metalu, ale nie nada mu energii kinetycznej.

Częstotliwość promieniowania złożonego z fotonów o takiej energii nazywamy **częstotliwością graniczną** i oznaczamy zwykle jako ν_0 . Wobec tego warunek wywołania efektu fotoelektrycznego dla metalu o pracy wyjścia W ma postać:

$$h\nu_0 = W$$

skąd:

$$\nu_0 = \frac{W}{h} \quad (6.3)$$

Równanie (6.2) pozwala wytłumaczyć stwierdzoną doświadczalnie zależność energii kinetycznej najszybszych elektronów od częstotliwości promieniowania wywołującego zjawisko fotoelektryczne, przedstawioną na rysunku 6.8 dla dwóch różnych metali.

Wykres I sporządzono dla metalu o pracy wyjścia W_1 , dla którego częstotliwość graniczna $\nu_{01} = \frac{W_1}{h}$, a wykres II wykonano dla metalu o pracy wyjścia W_2 , dla którego częstotliwość graniczna $\nu_{02} = \frac{W_2}{h}$.

Z wykresów wynika, że im większa jest częstotliwość promieniowania powodującego zjawisko fotoelektryczne dla danego metalu, tym większą energię kinetyczną $E_{k\max}$ uzyskują najszybsze elektrony.

Przykład 6.1

Dlaczego światło widzialne wywołuje zjawisko fotoelektryczne dla cezu, a nie wywołuje tego efektu dla cynku?

Aby nastąpiła emisja elektronów z metalu, energia padających na metal fotonów musi być co najmniej równa pracy wyjścia:

$$h\nu_0 = W$$

Najmniejsza częstotliwość światła powodującego efekt fotoelektryczny dla metalu o pracy wyjścia W to:

$$\nu_0 = \frac{W}{h}$$

Praca wyjścia dla cezu $W_{\text{cezu}} = 2,14 \text{ eV}$, $1 \text{ eV} \approx 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$, więc:

$$\nu_0 = \frac{W_{\text{cezu}}}{h} \approx \frac{2,14 \text{ eV}}{6,63 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}} \approx \frac{2,14 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}}{6,63 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}} \approx 5,2 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$$

Światło widzialne to fale o częstotliwościach w przybliżeniu od $3,75 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$ do $7,5 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$ (długości tych fal w przybliżeniu odpowiadają zakresowi $4 \cdot 10^{-7} - 8 \cdot 10^{-7} \text{ m}$).

Widzimy więc, że najmniejsza częstotliwość promieniowania elektromagnetycznego, które może powodować emisję elektronów z powierzchni cezu, zawiera się w przedziale częstotliwości odpowiadających światłu widzialnemu.

Natomiast dla cynku praca wyjścia $W_{\text{cynku}} = 4,32 \text{ eV}$, co odpowiada granicznej częstotliwości:

$$\nu'_0 = \frac{W_{\text{cynku}}}{h} \approx \frac{4,32 \text{ eV}}{6,63 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}} \approx \frac{4,32 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}}{6,63 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}} \approx 10,4 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$$

Częstotliwość ta jest większa od największej częstotliwości fal światła widzialnego, więc nie może ono spowodować efektu fotoelektrycznego w przypadku cynku.

Długość fali promieniowania o częstotliwości ν'_0 wyrażamy wzorem:

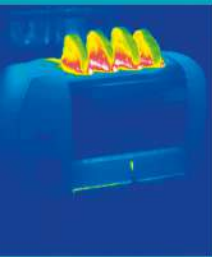
$$\lambda'_0 = \frac{c}{\nu'_0} = \frac{3 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}}{10,4 \cdot 10^{14} \text{ Hz}} \approx 2,9 \cdot 10^{-7} \text{ m}$$

Na podstawie falowej teorii promieniowania nie można było wyjaśnić niezależności energii kinetycznej elektronów emitowanych z metalu od natężenia promieniowania powodującego ten efekt. Wyjaśnienie wymagało innego niż wcześniej **spojrzenia na światło** i potraktowania go w tym zjawisku nie jak fali elektromagnetycznej, ale jak wiązki fotonów. We wcześniej obserwowanych i badanych zjawiskach nie było to konieczne: światło ujawniało w nich takie właściwości, jak dobrze znane fizykom fale mechaniczne. Fakt, że światło zachowuje się w jednych zjawiskach jak fala, a w innych (np. w zjawisku fotoelektrycznym) jak wiązka fotonów (małych korpusek, kwantów), wymusił przyjęcie przez fizyków założenia o dwoistej, czyli **dualnej naturze światła**. Mówimy, że **światło ma naturę korpuskularno-falową lub kwantowo-falową**.

Dalsze badania promieniowania elektromagnetycznego prowadzono w XX wieku, w którym rozwinął się nowy dział fizyki – **fizyka kwantowa**. Dzięki niej wiemy, że światło w każdym zjawisku może być opisane jako wiązka fotonów. Jeśli tych fotonów jest bardzo dużo, ich oddziaływanie z materią można opisać tak, jakby światło było po prostu falą elektromagnetyczną.

ZADANIA

1. Na powierzchnię platyny w próżniowej fotokomórce pada promieniowanie ultrafioletowe o długości fali 150 nm. Aby prąd nie płynął, należy przyłożyć napięcie hamowania równe co najmniej 2,75 V. Oblicz pracę wyjścia dla platyny.
2. Narysuj wykres funkcji $E_k(\lambda)$; E_k to maksymalna energia kinetyczna elektronów wybitych z katody fotokomórki, wykonanej z metalu o pracy wyjścia W , a λ – długość fali promieniowania padającego na katodę.
3. Przygotuj prezentację na temat zastosowań fotokomórek.
4. Zdjęcie sowy na s. 42 wykonano przy użyciu kamery noktowizyjnej. Dowiedz się, jakie zjawisko umożliwia widzenie w nocy za pomocą noktowizora.



7. Promieniowanie ciał. Widma

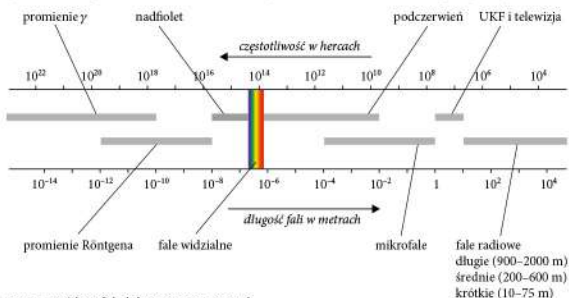
- Promieniowanie ciał stałych i cieczy
- Promieniowanie gazów jednoatomowych i par pierwiastków
- Widmo atomu wodoru
- Widma emisyjne i absorpcyjne
- Analiza widmowa i jej zastosowania

Przypomnij sobie wiadomości o widmie fal elektromagnetycznych.

Jednym ze sposobów przekazywania energii w przyrodzie jest promieniowanie. Wszystkie ciała są źródłem **promieniowania termicznego**. Wysyłają (emitują) do otoczenia fale elektromagnetyczne, a także pochłaniają (absorbują) je z otoczenia, częściowo odbijają lub przepuszczają. Jeśli ciało tylko emitowałoby promieniowanie, jego temperatura zmniejszałaby się stopniowo aż do zera bezwzględnego, a jeżeli tylko pochłaniałoby promieniowanie – wzrastałaby nieustannie. W stanie równowagi termicznej z otoczeniem ciała wysyłają i równocześnie pochłaniają energię z taką samą szybkością, a ich temperatura się nie zmienia. Czy widzimy promieniowanie termiczne?

Człowiek widzi światło, które jest tylko niewielką częścią promieniowania elektromagnetycznego, gdyż oko ludzkie reaguje na fale o długościach zawierających się w przybliżeniu w przedziale od 400 nm do 800 nm, czyli fale o częstotliwościach w przybliżeniu od $7,50 \cdot 10^{14}$ Hz do $3,75 \cdot 10^{14}$ Hz. Koty i niektóre węże widzą fale o większych długościach, czyli promieniowanie podczerwone, a zakres widzenia pszczoł jest przesunięty w stronę ultrafioletu – fal o długościach mniejszych od 400 nm.

Na rysunku 7.1 przedstawiono znane ci już widmo fal elektromagnetycznych.



Rys. 7.1 Widmo fal elektromagnetycznych

Z promieniowaniem widzialnym sąsiaduje w tym widmie niewidzialne dla człowieka promieniowanie podczerwone (podczerwień) i promieniowanie ultrafioletowe (nadfiolet).

Jeśli nie widzimy promieniowania o długościach fal w przybliżeniu większych od 800 nm i mniejszych od 400 nm, to jak możemy stwierdzić jego obecność w naszym otoczeniu?

Proste doświadczenie i wynikające z niego wnioski dostarczą nam informacji o promieniowaniu podczerwonym.

Doświadczenie 7.1

Obserwacja zależności barwy światła i intensywności świecenia metalu od jego temperatury

Metalowy rozgięty spinacz, trzymany szczypcami z izolowanym cieplnie uchwytem, ogrzewamy w płomieniu palnika.

Obserwujemy, że początkowo drucik nagrzewa się, ale nie świeci. Po pewnym czasie zaczyna świecić, wysyłając światło o ciemnoczerwonej barwie. Barwa światła zmienia się stopniowo z ciemnoczerwonej, przez pomarańczową, do żółtej. Intensywność świecenia wzrasta w miarę ogrzewania, co świadczy o zależności barwy świecącego metalu od jego temperatury: wraz ze wzrostem temperatury maleje długość fali wysyłanego światła i wzrasta intensywność świecenia.

Skoro świecący drucik po ogrzaniu do wystarczająco wysokiej temperatury emitował światło czerwone, to możemy przypuszczać, że przed rozpoczęciem świecenia wysyłał fale o większej długości, czyli promieniowanie podczerwone. Jak to sprawdzić? Gdy zbliżamy dłoń do tzw. grzewczego obszaru kuchennej płyty ceramicznej tuż po jej włączeniu, czujemy, że z każdą chwilą (podczas nagrzewania się do określonej temperatury) przekazuje ona do otoczenia coraz więcej ciepła. Nasza dłoń wykrywa w ten sposób promieniowanie podczerwone wysyłane przez przedmiot o temperaturze wyższej od temperatury naszego ciała. Po kilkunastu sekundach widzimy rozgrzaną do czerwoności spiralę.

W warunkach ograniczonej widoczności promieniowanie podczerwone emitowane przez ciała pozwala wykryć ich obecność np. dzięki zastosowaniu kamer termowizyjnych (termowizorów). Kamery termowizyjne o dużej czułości pozwalają określić temperaturę przedmiotów (rys. 7.2).



Rys. 7.2 Pomiar temperatury za pomocą kamery termowizyjnej

A jak można wykryć promieniowanie ultrafioletowe?

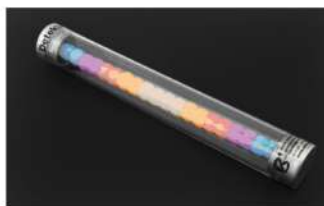
Promieniowanie ultrafioletowe wykrywa się za pomocą odpowiednich detektorów, w których wykorzystuje się właściwości tego promieniowania.

Detektor UV przedstawiony na rysunku 7.3 to przezroczysty pojemnik z plastikowymi białymi koralikami, które zmieniają barwę po oświetleniu ich światłem słonecznym.



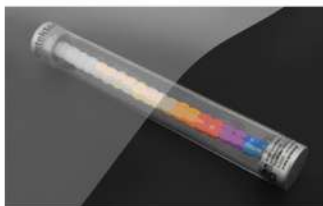
Rys. 7.3 Detektor UV

Koraliki uzyskujące po oświetleniu jednakowe barwy umieszczone są w detektorze symetrycznie (rys. 7.4).



Rys. 7.4 Detektor po naświetleniu promieniowaniem UV

Zmiana barwy następuje pod wpływem promieniowania ultrafioletowego o długości fali z zakresu 300–360 nm. Szybkość zmiany barwy oraz jej intensywność zależą od natężenia padającego na detektor promieniowania UV. Proces zmiany barwy jest odwracalny – gdy na koraliki nie pada promieniowanie UV z podanego zakresu, szybko wracają do pierwotnej bieli. Jeśli detektor znajduje się w pracowni fizycznej w twojej szkole, możesz samodzielnie sprawdzić, które źródła światła emitują promieniowanie UV z podanego zakresu długości fali, przez które materiały (np. szkło szyby okiennej, szyby samochodowej czy okularów przeciwsłonecznych z filtrem UV albo kremy z filtrami UV) promieniowanie to przechodzi, a które materiały je pochłaniają. W tym celu należy porównać szybkość zmiany barwy koralików lub jej intensywność w detektorze, którego jedna połowa jest oświetlona światłem słonecznym bezpośrednio, a druga poprzez badany przedmiot, np. folię częściowo pochłaniającą promieniowanie UV (rys. 7.5).



Rys. 7.5 Folia pochłania promieniowanie UV

Jeśli nie dysponujemy detektorem, i tak możemy przekonać się o istnieniu promieniowania ultrafioletowego, ponieważ doświadczamy skutków jego działania – jednym z nich jest opalenizna. Naturalnym źródłem promieni ultrafioletowych jest Słońce. Światło słoneczne to mieszanina światła o różnych barwach, czyli różnych długościach fal. Możemy się o tym przekonać dzięki rozszczepieniu światła za pomocą szklanego pryzmatu. Na ekranie umieszczonym za pryzmatem uzyskujemy tęczę barw zwaną **widmem ciągłym** światła białego (rys. 7.6).

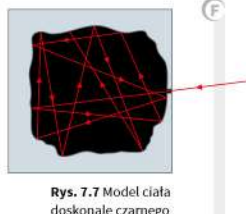


Rys. 7.6 Widmo ciągłe

Podobne widmo ciągłe ma światło wysyłane przez rozgrzane ciała stałe (np. wolframowe włókno żarówki) i ciecze (np. lava wulkaniczna czy tzw. surówka, czyli ciekłe żelazo).

Ciała stałe i ciecze w bardzo wysokich temperaturach świecą światłem białym. Widmo wysyłanego przez nie promieniowania jest widmem ciągłym światła białego.

Badania nad promieniowaniem ciał zapoczątkował w drugiej połowie XIX wieku niemiecki fizyk Gustav Kirchhoff. Odkrył on związek między wielkościami fizycznymi charakteryzującymi emisję i absorpcję promieniowania. Wprowadził też pojęcie **ciała doskonale czarnego**, całkowicie pochłaniającego padające na nie promieniowanie. Model takiego ciała – wnękę z małym otworem (rys. 7.7) skonstruowano kilkanaście lat później i wykorzystywano do przeprowadzania pomiarów.



Rys. 7.7 Model ciała doskonale czarnego

W 1879 roku austriacki fizyk Josef Stefan stwierdził doświadczalnie, że całkowita energia E promieniowania elektromagnetycznego emitowana przez ciało w jednostce czasu jest wprost proporcjonalna do pola powierzchni ciała S i do czwartej potęgi jego temperatury bezwzględnej T oraz zależy od rodzaju powierzchni:

$$\frac{E}{t} \sim \epsilon ST^4 \quad (7.1)$$

(kilka lat później uzasadnił to teoretycznie austriacki fizyk Ludwig Boltzmann).

Występujący w powyższym wzorze bezwymiarowy współczynnik emisji ϵ jest równy 1 dla ciała doskonale czarnego, a dla ciał rzeczywistych spełnia nierówność $0 < \epsilon < 1$ i jest tym większy, im ciemniejszą i bardziej chropowatą powierzchnię ma ciało.

Iloraz $\frac{E}{St}$ to natężenie I promieniowania, więc wzór (7.1) można zapisać jako:

$$I \sim \epsilon T^4$$

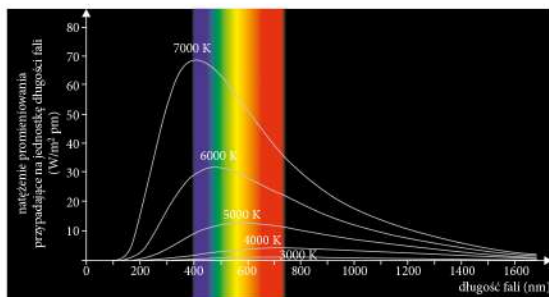
Po wstawieniu współczynnika proporcjonalności, którym jest stała fizyczna (zwana stałą Stefana–Boltzmann) $\sigma \approx 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}^4}$, otrzymujemy **prawo Stefana–Boltzmann**:

$$I = \sigma \epsilon T^4 \quad (7.2)$$

Dla ciała doskonale czarnego:

$$I = \sigma T^4$$

Wyniki pomiarów zależności natężenia (przypadającego na jednostkę długości fali) od długości fali promieniowania wysyłanego przez ciało doskonale czarne w różnych temperaturach przedstawiono w postaci wykresów (rys. 7.8).



Rys. 7.8 Zależność natężenia promieniowania (przypadającego na jednostkę długości fali) od długości fali dla ciał o różnych temperaturach

Wynika z nich, że im wyższa temperatura ciała, tym mniejsza długość fali odpowiadająca maksimum natężenia promieniowania. Niemiecki fizyk Wilhelm Wien opisał matematycznie tę zależność wzorem znanym jako **prawo Wiena**:

$$\lambda_{\max} \sim \frac{1}{T} \Rightarrow \lambda_{\max} = \frac{b}{T} \quad (7.3)$$

gdzie $\lambda_{\max}$ to długość fali odpowiadająca maksimum natężenia promieniowania przypadającego na jednostkę długości fali, T – temperatura bezwzględna ciała, a $b \approx 2,90 \cdot 10^{-3} \text{ K} \cdot \text{m}$ to współczynnik proporcjonalności (zwany stałą Wiena).

Słońce wypromieniowuje najwięcej energii w postaci fal o długości równej ok. 480 nm, co odpowiada w przybliżeniu temperaturze 6000 K, a maksimum energii promieniowania wysyłanego przez ludzkie ciało przypada w dalekiej podczerwieni.

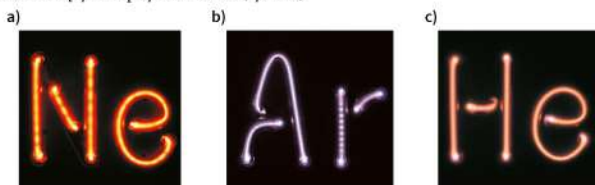
Emisji i absorpcji promieniowania elektromagnetycznego oraz praw rządzących tymi zjawiskami nie udało się opisać za pomocą teorii falowej. Wyjaśnił je w 1900 roku Max Planck. Mówiliśmy już wcześniej (patrz s. 46), że po raz pierwszy w historii fizyki Planck posłużył się wówczas pojęciem kwantu energii i sformułował taką oto hipotezę:

Promieniowanie elektromagnetyczne przenosi energię kwantami.

Widma liniowe

Widmo promieniowania wysyłanego przez pobudzone do świecenia rozrzedzone **jednoatomowe gazy**⁴ (np. neon, argon, hel) lub pary pierwiastków istotnie różni się od widma ciągłego.

Podczas wieczornego spaceru ulicami miasta możesz obserwować świecenie gazów w szklanych rurkach⁵ o różnych kształtach, umieszczonych nad witrynami sklepów czy też tworzących napisy reklamowe (rys. 7.9).

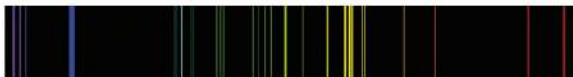


Rys. 7.9 Neon z rurkami wypełnionymi: neonem (a), argonem (b), helem (c)

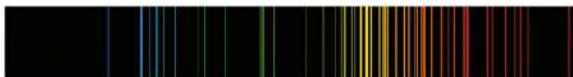
⁴ Gazy o cząsteczkach jednoatomowych będziemy nazywać w skrócie gazami jednoatomowymi.

⁵ O świeceniu rozrzedzonego gazu mówiliśmy już podczas omawiania przepływu prądu elektrycznego w gazach (patrz s. 66–67 podręcznika do klasy 3).

Po przepuszczeniu przez szczelinę światła wysyłanego przez jednoatomowe gazy lub pary i po rozszczepieniu go za pomocą siatki dyfrakcyjnej (lub pryzmatu) otrzymujemy różnokolorowe obrazy szczeliny w postaci pojedynczych linii na ciemnym tle (rys. 7.10–7.15).



Rys. 7.10 Widmo par rtęci



Rys. 7.11 Widmo neonu



Rys. 7.12 Widmo helu



Rys. 7.13 Widmo par żelaza



Rys. 7.14 Widmo par sodu



Rys. 7.15 Widmo par złota

Linie te, zwane liniami widmowymi, odpowiadają falom o ściśle określonych długościach. Takie widmo nazywamy **liniowym** lub **dyskretnym**.

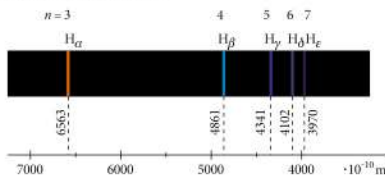
Wobec tego:

Pobudzone do świecenia jednoatomowe gazy i pary pierwiastków emitują promieniowanie o widmie liniowym.

Widmo wodoru

Omówimy teraz szczegółowo widmo gazu o najprostszej budowie – wodoru⁶.

Już w 1885 roku szwajcarski matematyk i fizyk Johann Jakob Balmer zbadał widzialne widmo wodoru i stwierdził, że można w nim odróżnić pięć linii odpowiadających falom o różnych długościach (rys. 7.16).



Rys. 7.16 Widmo wodoru

Przewidywał, że istnieje między nimi związek, i poszukiwał wzoru pozwalającego obliczyć wyznaczone doświadczalnie długości tych fal. Po wielu latach żmudnych obliczeń odniósł sukces. Szukany wzór zapisał w postaci:

$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (7.4)$$

gdzie $R_H \approx 1,10 \cdot 10^7 \frac{1}{\text{m}}$ jest stałą zwaną stałą Rydberga, a n – liczbą całkowitą większą od 2.

Po podstawieniu $n = 3$ do wzoru (7.4) otrzymujemy odwrotność długości fali odpowiadającej linii oznaczonej symbolem H_α (rys. 7.16). Kolejnym n odpowiadają następujące linie:

$n = 4$ – linia H_β , $n = 5$ – linia H_γ , $n = 6$ – linia H_δ i $n = 7$ – linia H_ϵ

Linie widmowe opisane wzorem (7.4) nazwano **serią Balmera**.

Dalsze badania widma atomu wodoru doprowadziły do odkrycia kolejnych linii serii Balmera, odpowiadających niewidzialnej części widma (nadfiolet), oraz innych serii: jednej w nadfiolecie, a pozostałych w podczerwieni. Wszystkie serie opisuje matematycznie **wzór Rydberga** (nazywany też uogólnionym wzorem Balmera):

$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (7.5)$$

W miejsce litery k podstawia się dla kolejnych serii 1, 2, 3 itd., a w miejsce litery n liczby $k + 1$, $k + 2$, $k + 3$ itd., czyli liczby podstawione w miejsce litery k numerują serie,

⁶ W pobudzonym do świecenia wodorze większość dwuatomowych cząsteczek gazu ulega rozdzieleniu na pojedyncze atomy.

a liczby n są numerami linii w danej serii. Wzór Rydberga pozwala obliczyć długości fal odpowiadających poszczególnym liniom każdej serii.

W nadfiolecie znajdują się wszystkie linie serii Lymana ($k = 1$). Linie serii Balmera ($k = 2$) są częściowo w nadfiolecie, częściowo w widzialnej części widma. W podczerwieni są z kolei linie serii Paschena ($k = 3$), serii Bracketta ($k = 4$), Pfunda ($k = 5$), Humphreysa ($k = 6$) i inne. Nazwy serii pochodzą od nazwisk ich odkrywców.

Z porównania widm liniowych przedstawionych na rysunkach 7.10–7.15 wynika, że każde z nich jest zespołem linii charakterystycznych dla emitujących je pierwiastków.

Nie ma dwóch różnych pierwiastków, których widma byłyby jednakowe.

Widmo jest więc „wizytówką” pozwalającą jednoznacznie zidentyfikować pierwiastek. Dzięki niemu można badać skład chemiczny nawet niewielkich próbek substancji – wystarczy wykonać precyzyjne pomiary długości fal odpowiadających poszczególnym liniom widma emitowanego przez tę substancję w stanie lotnym i przeprowadzić analizę otrzymanych wyników. Takie pomiary i interpretację ich wyników nazywamy **analizą widmową** (spektralną).

Do obserwacji i badania widm służą spektroskopy (rys. 7.17) i spektrometry.



Rys. 7.17 Spektroskopy

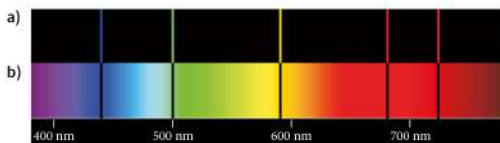
Badanym gazem lub parą pierwiastka wypełnia się szklaną rurkę z elektrodami wbudowanymi na jej końcach. Połączenie ich ze źródłem odpowiednio dużego napięcia powoduje przepływ prądu przez gaz i pobudzenie go do świecenia.

Wysyłane światło rozszczepia się w pryzmacie stanowiącym istotną część spektroskopu i spektrometru (lub za pomocą siatki dyfrakcyjnej). Następnie porównuje się otrzymane widmo z widmami znanych pierwiastków.

Widma emisyjne i absorpcyjne

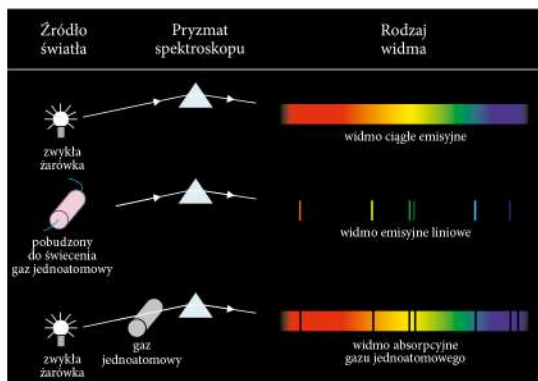
Widma promieniowania wysyłanego (emitowanego) przez ciała pobudzone do świecenia nazywamy **widmami emisyjnymi**. Nie są one jedynym rodzajem widm dostarczających informacji o promieniujących ciałach. Doświadczalnie stwierdzono, że gazy jednoatomowe i pary pierwiastków pochłaniają, czyli absorbują fale o długościach identycznych z długościami fal, które emitują, gdy są pobudzone do świecenia.

Widma, które powstają w wyniku zaabsorbowania z promieniowania o widmie ciągłym fal o długościach charakterystycznych dla danego pierwiastka, nazywamy **widmami absorpcyjnymi**. Na rysunku 7.18 przedstawiono widmo emisyjne i absorpcyjne helu.



Rys. 7.18 Emisyjne (a) i absorpcyjne (b) widmo helu

Natomiast rysunek 7.19 schematycznie ilustruje powstawanie emisyjnego widma ciągłego oraz emisyjnego i absorpcyjnego widma tego samego, jednoatomowego gazu.



Rys. 7.19 Ilustracja powstawania emisyjnego widma ciągłego oraz emisyjnego i absorpcyjnego widma tego samego, jednoatomowego gazu

Już na początku XIX wieku zaobserwowano w widmie ciągłym promieniowania Słońca ciemne linie zwane **liniami Fraunhofera** (rys. 7.20).



Rys. 7.20 Linie Fraunhofera

Wszechświat nadaje

Fale elektromagnetyczne są naszym podstawowym źródłem informacji o Wszechświecie. Postęp technologiczny w elektronice i technikach cyfrowych, jaki nastąpił w drugiej połowie XX wieku, oraz możliwość umieszczania instrumentów ponad atmosferą Ziemi, w przestrzeni kosmicznej, spowodowały burzliwy rozwój nowych technik obserwacyjnych.

Bogactwo barw światła widzialnego stanowi niewielką część widma elektromagnetycznego. Gdyby dokonać analogii między światem barw a światem dźwięków i porównać zakres czułości oka z zakresem czułości ucha na świat dźwięków, to można by powiedzieć, że widzimy zaledwie jedną spośród kilkudziesięciu oktaw zawartych między długimi falami radiowymi z jednej strony i promieniowaniem gamma z drugiej.

Mgławica Kraba jest przykładem takiego „wielooktawowego utworu” na naszym niebie. Jest ona pozostałością po wybuchu odległej od nas o 6300 ly supernowej, zaobserwowanej w 1054 roku. W centrum mgławicy znajduje się gwiazda neutronowa – pulsar wirujący 30 razy na sekundę, o średnicy zaledwie ok. 10 km. Mimo małych rozmiarów świeci on niemal tak jasno jak Słońce, a cały Krab ma jasność tysiące razy większą. Dlatego możemy obserwować zarówno sam pulsar, jak i rozpraszającą się wokół niego mgławicę, emitujące promieniowanie we wszystkich zakresach widma.



OBRAZ MGŁAWICY KRABA

POWSTAŁ W WYNIKU ZŁOŻENIA OBSERWACJI WYKONANYCH:

- A NA FALACH RADIOWYCH
- B W PODCZERWIENI
- C W ŚWIETLE WIDZIALNYM
- D W ULTRAFIOLECIE
- E W ZAKRESIE PROMIENIOWANIA X I GAMMA



Fale radiowe i mikrofale umożliwiają nam obserwowanie pulsarów, mapowanie obłoków wodoru w galaktykach (na podstawie fali o długości 21 cm), a także obserwowanie mikrofalowego promieniowania tła - wyemitowanego, gdy Wszechświat miał mniej niż 400 000 lat i ostygł po Wielkim Wybuchu do temperatury ok. 3000 K. Ponieważ atmosfera Ziemi przepuszcza fale radiowe o znacznym zakresie długości, wiele z tych obserwacji można wykonać za pomocą radioteleskopów i anten naziemnych.



Promieniowanie podczerwone jest niestety w dużej części pochłaniane przez atmosferę, więc musimy polegać na pomiarach wykonanych w obserwatoriach wysokogórskich i satelitarnych. Ten typ promieniowania umożliwia nam badanie mało masywnych gwiazd i brązowych karłów, a także zagłębienie do wnętrza obłoków pyłowych w poszukiwaniu młodych gwiazd, które dopiero się tam tworzą. Ze względu na rozszerzanie się Wszechświata światło bardzo odległych obiektów jest mocno przesunięte ku czerwieni, więc nawet jeśli zostało wyemitowane jako światło widzialne, to dociera do nas jako podczerwone.



Światło widzialne, najłatwiej nam dostępne, emitowane jest głównie w umiarkowanie gorących atmosferach gwiazd. Gwiazdy o „powierzchni” chłodniejszej od Słońca (np. Betelgeza, Antares) dają światło wyraźnie czerwieniejsze od słonecznego. Gwiazdy o „powierzchni” gorętszej od Słońca (np. Wega, Syriusz) odbieramy jako białe lub niebieskawe. W zakresie światła widzialnego znajdują się również linie emisyjnego widma różnych pierwiastków, dzięki którym widzimy świecenie mgławicy.



Ultrafiolet jest promieniowaniem bardziej energetycznym od światła widzialnego. Na szczęście dla żywych organizmów na Ziemi duża jego część jest pochłaniana w atmosferze. Obserwacje w tym zakresie widma prowadzi się więc z kosmosu. Ponieważ jest to promieniowanie emitowane przez ciała o temperaturach rzędu kilkudziesięciu tysięcy kelwinów, możemy dzięki niemu obserwować przede wszystkim bardzo gorące gwiazdy - zarówno te masywne, które dopiero niedawno rozprószyły swój macierzysty obłok, jak i wypalone białe karty.



Promieniowanie rentgenowskie (X) i gamma (γ) powstaje w najbardziej energetycznych procesach zachodzących we Wszechświecie. Obserwujemy je wyłącznie za pomocą narzędzi badawczych wyniesionych ponad atmosferę. Jego rejestracja daje nam wgląd w procesy zachodzące w rozgrzanych do milionów kelwinów dyskach wokół gwiazd i czarnych dziur. Jest ono emitowane także przez gaz międzygalaktyczny oraz rozprędzone do podświetlonych szybkości elektrony, natrafiające na silne, zmieniające się i niejednorodne pola magnetyczne.

Analiza spektralna światła słonecznego przyniosła wielką niespodziankę: oprócz linii odpowiadających znanym pierwiastkom (np. wodorowi, tlenowi, sodowi, wapniowi i żelazu) znaleziono linie niepasujące do żadnego z nich. Fizycy wywnioskowali słusznie, że jest to dowód istnienia nieznanego dotąd pierwiastka. Od imienia greckiego boga Słońca Heliosa nazwali go helem. Hel odkryto na Ziemi prawie 30 lat później.

Analiza widmowa jest stosowana w badaniach naukowych głównie w fizyce, chemii, astronomii, medycynie i ekologii. Badanie widm absorpcyjnych stanowi cenne uzupełnienie informacji dostarczanych przez widma emisyjne. W astronomii i astrofizyce analiza spektralna pozwala badać skład chemiczny atmosfery gwiazd i innych świecących obiektów. Dostarcza też informacji mających podstawowe znaczenie w klasyfikowaniu gwiazd i ustalaniu dróg ich ewolucji.

Pod koniec XIX i na początku XX wieku fizycy wiedzieli, że świecące ciała stałe i ciecze wysyłają promieniowanie o widmie ciągłym, a pobudzone do świecenia gazy jednoatomowe i pary pierwiastków emitują promieniowanie o widmie liniowym. Ponieważ jednak nie znali budowy atomu i nie wiedzieli jeszcze o istnieniu jądra atomowego, nie potrafili wyjaśnić, dlaczego atomy nie wysyłają fal o wszystkich długościach i dlaczego ich widma są liniowe. Poszukiwanie rozwiązania problemu trwało prawie 30 lat.

ZADANIA

1. Oblicz największą długość fali w serii Lymana.
2. Wiązkę światła o barwie różowej wysłanego przez gaz znajdujący się w rurce przepuszczono przez siatkę dyfrakcyjną o stałej $d = 5000$ nm. Uzyskane widmo promieniowania tego gazu przedstawiono na rysunku 7.21.



Rys. 7.21

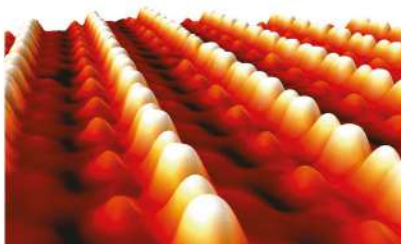
Oblicz długości fal odpowiadających liniom widmowym o barwach: fioletowej, zielonej i czerwonej, jeśli wiadomo, że prążki pierwszego rzędu dla tych barw zaobserwowano pod kątami o miarach równych odpowiednio: $5^\circ 7'$, $6^\circ 12'$, $7^\circ 21'$.

8. Model Bohra budowy atomu wodoru

- Postulaty Bohra
- Zasady zachowania energii i pędu podczas emisji i absorpcji fotonu przez atom
- Model Bohra a widmo liniowe atomu wodoru
- Światło laserowe

Przypomnij sobie wiadomości o jednostajnym ruchu po okręgu, oddziaływaniu dwóch ładunków punktowych i energii potencjalnej elektrostatycznej ładunku punktowego w polu centralnym.

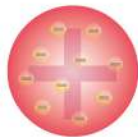
Dzięki rozwojowi współczesnej fizyki naukowcy mogą nie tylko badać atomy i cząsteczki oraz oglądać je za pomocą specjalnych mikroskopów, lecz także znajdować dla nich zastosowanie praktyczne (rys. 8.1).



Rys. 8.1 Najcieńsze na świecie drucziki (tzw. nanodrut) złożone z atomów złota

Istnienie atomów (rozumianych oczywiście inaczej niż teraz) postulował już Demokryt z Abdery, jeden z najwybitniejszych starożytnych filozofów greckich. Budowa atomu pozostawała jednak tajemnicą aż do początków XX wieku.

Sądzone wówczas, że atomy to elektrycznie obojętne, niewyobrażalnie małe kulki (o promieniach rzędu 10^{-10} m), w których ujemne elektrony tkwią jak rodzyнки w cieście o dodatnim, równomiernie rozłożonym ładunku (rys. 8.2). Model taki zaproponował brytyjski fizyk J.J. Thomson, odkrywca elektronu.

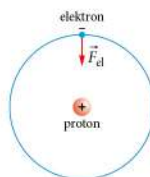


Rys. 8.2 Model atomu zaproponowany przez Thomsona

Dopiero w 1911 roku angielski fizyk Ernest Rutherford wykonał doświadczenia, których zaskakujące wyniki można było wytłumaczyć tylko przy założeniu, że atom ma **jądro atomowe** o dodatnim ładunku, bardzo niewielkiej objętości i masie prawie równej masie całego atomu, natomiast elektrony o łącznym ładunku kompensującym dodatni ładunek jądra znajdują się w pozostałej objętości atomu.

W uzmysłowaniu sobie proporcji rozmiarów atomu i jądra atomowego może pomóc ci porównanie atomu do kuli o średnicy 100 m, a jądra do kuleczki o średnicy 1 mm w jej środku. Zauważ, że średnica jądra jest ok. 10^5 razy mniejsza od średnicy atomu, więc objętość jądra jest ok. 10^{15} razy mniejsza od objętości atomu!

W 1913 roku duński fizyk Niels Bohr (czytaj: Nils Bor) skorzystał z wyników doświadczeń Rutherforda i zaproponował **model atomu wodoru**. W modelu tym elektron krąży wokół jądra (protonu) ruchem jednostajnym po orbicie w kształcie okręgu. Działająca na elektron siła przyciągania elektrostatycznego (której źródłem jest jądro atomu) odgrywa rolę siły dośrodkowej (rys. 8.3).



Rys. 8.3 Model atomu wodoru zaproponowany przez Bohra

Przy tworzeniu modelu atomu Bohr przyjął dodatkowe założenia, zwane **postulatami** Bohra, dotyczące orbit elektronu i jego energii.

WIEDZIEĆ WIĘCEJ

Dlaczego bez dodatkowych założeń atom zbudowany zgodnie z modelem Bohra nie mógłby istnieć?

Z praw fizyki klasycznej wynikało, że atom zbudowany z jądra i krążącego wokół niego elektronu nie powinien istnieć. Świadczyło o tym rozumowanie opisane poniżej.

Elektron krążący wokół jądra jest źródłem pola magnetycznego, podobnie jak przewodnik z prądem. Działająca na elektron siła elektrostatyczna $\vec{F}_{el}$ odgrywa rolę siły dośrodkowej $\vec{F}_r$ i nadaje elektronowi przyspieszenie dośrodkowe. Prędkość ruchu elektronu zmienia się (ponieważ zmienia się jej kierunek), więc pole magnetyczne towarzyszące ruchowi elektronu również ulega zmianom. Zmienne pole magnetyczne jest źródłem zmiennego pola elektrycznego, które z kolei wytwarza zmienne pole magnetyczne itd. Wobec tego atom wysyła falę elektromagnetyczną, co powoduje, że energia elektronu maleje w sposób ciągły. Obliczono, że po upływie czasu rzędu 10^{-18} s elektron powinien stracić całą energię kinetyczną i spaść na jądro!

Postulaty Bohra

Pierwszy postulat Bohra dotyczy orbit w atomie wodoru.

Pierwszy postulat Bohra ogranicza możliwość ruchu elektronu w dowolnej odległości od jądra. Zgodnie z tym postulatem:

Elektron może krążyć w atomie tylko po takich orbitach kołowych, dla których wartość momentu pędu jest równa całkowitej wielokrotności stałej Plancka podzielonej przez 2π .

$$mvr = n \cdot \frac{h}{2\pi} \quad (8.1)$$

gdzie $n = 1, 2, 3, \dots$

Jeśli elektron krąży po orbitach o promieniach r , spełniających powyższy związek, to nie traci energii na promieniowanie.

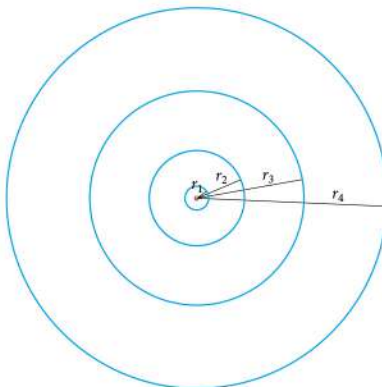
Jeśli uwzględnimy warunek (8.1) i skorzystamy z faktu, że działająca na elektron siła przyciągania elektrostatycznego odgrywa rolę siły dośrodkowej, można wyprowadzić wzór przedstawiający promień dozwolonej orbity elektronu.

Elektron może krążyć w atomie wodoru tylko po dozwolonej orbicie o ściśle określonym promieniu, spełniającym związek:

$$r_n = n^2 r_1 \quad (8.2)$$

Litera n w tym wzorze oznacza numer orbity i jest liczbą naturalną, dla kolejnych orbit równą 1, 2, 3 itd. Natomiast r_1 jest promieniem pierwszej ($n = 1$), najbliższej jądra orbity.

Obliczono, że $r_1 \approx 5,3 \cdot 10^{-11} \text{ m} = 0,53 \text{ \AA}$. Wielkość tę nazywa się często **promieniem Bohra atomu wodoru**.



Rys. 8.4 Dozwolone orbity o promieniach r_1, r_2, r_3 i r_4 w atomie wodoru

Promienie kolejnych dozwolonych orbit – według wzoru (8.2) – są równe:

$$r_2 = 2^2 r_1 = 4r_1 \quad r_3 = 3^2 r_1 = 9r_1 \quad r_4 = 4^2 r_1 = 16r_1 \quad \text{itd.}$$

zatem $r_1 : r_2 : r_3 : r_4 \dots = 1 : 4 : 9 : 16 \dots$

Dozwolone orbity o promieniach r_1, r_2, r_3 i r_4 w modelu atomu wodoru przedstawiono na rysunku 8.4.

O wielkości fizycznej, która może przyjmować tylko niektóre, ściśle określone wartości liczbowe, mówimy, że jest **skwantowana**.

Wobec tego **promienie orbit** w atomie wodoru są skwantowane.

Drugi postulat Bohra dotyczy energii atomu wodoru.

Całkowita energia atomu wodoru jest sumą dwóch rodzajów energii:

- energii kinetycznej E_k , związanej z ruchem elektronu po orbicie;
- potencjalnej energii elektrostatycznej E_p , związanej z elektrostatycznym oddziaływaniem elektronu z jądrem.

A zatem całkowita energia E_n atomu, w którym elektron krąży po n -tej orbicie (o promieniu r_n) z szybkością v_n , to:

$$E_n = E_k + E_p = \frac{mv_n^2}{2} - \frac{ke^2}{r_n}$$

Siła elektrostatyczna, którą jądro atomu działa na elektron, jest siłą dośrodkową, więc:

$$\frac{mv_n^2}{r_n} = \frac{ke^2}{r_n^2} \quad \Rightarrow \quad mv_n^2 = \frac{ke^2}{r_n}$$

Wobec tego:

$$E_n = \frac{ke^2}{2r_n} - \frac{ke^2}{r_n} = -\frac{ke^2}{2r_n}$$

Całkowita energia atomu wodoru jest **ujemna**, co oznacza, że **elektron i jądro są układem związanym**.

Z pierwszego postulatu Bohra: $r_n = n^2 r_1$, więc:

$$E_n = -\frac{ke^2}{2n^2 r_1} = -\frac{1}{n^2} \cdot \text{const}$$

Całkowita energia atomu wodoru, w którym elektron krąży po dozwolonej orbicie, wyraża się wzorem:

$$E_n = -\frac{1}{n^2} A \quad (8.3)$$

gdzie $n = 1, 2, 3, \dots$ jest numerem orbity, a wyrażona w jednostkach energii stała:

$$A \approx 13,6 \text{ eV} \approx 2,18 \cdot 10^{-18} \text{ J}$$

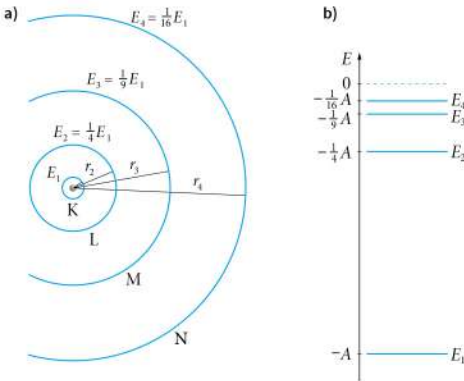
Ze wzoru (8.3) wynika, że energia atomu wodoru (podobnie jak promień orbity) może przybierać tylko niektóre, ściśle określone wartości, czyli:

Energia atomu wodoru jest skwantowana.

Gdy elektron znajduje się na danej orbicie n , energia atomu jest stała i równa:

- dla $n = 1$ $E_1 = -A$;
- dla $n = 2$ $E_2 = -\frac{1}{2^2}A = -\frac{1}{4}A$;
- dla $n = 3$ $E_3 = -\frac{1}{3^2}A = -\frac{1}{9}A$;
- dla $n = 4$ $E_4 = -\frac{1}{4^2}A = -\frac{1}{16}A$ itd.

Wobec tego im dalej od jądra krąży elektron, tym energia atomu jest większa (rys. 8.5a i 8.5b).



Rys. 8.5 Poziomy energetyczne w atomie wodoru

Gdy elektron znajduje się na pierwszej orbicie, **atom jest w stanie podstawowym**. Jeśli natomiast elektron porusza się po orbicie leżącej dalej od jądra, **atom jest w stanie wzbudzonym**. W stanie wzbudzonym atom ma większą energię niż w stanie podstawowym, więc mówimy, że znajduje się na wyższym poziomie energetycznym. Poziomy energetyczne przedstawiono na rysunku 8.5b.

W jaki sposób można wzbudzić atom? Jakie zjawiska towarzyszą powrotowi atomu do stanu podstawowego?

Drugi postulat Bohra mówi, że:

- Elektron w atomie może przeskoczyć z orbity o mniejszym promieniu na orbitę o większym promieniu, jeśli dostarczymy mu **odpowiednią porcję energii**.
- Przeskokowi elektronu z orbity o większym promieniu na orbitę o mniejszym promieniu towarzyszy wysłanie **odpowiedniej porcji energii**.

Pochłoniętą lub wysłaną przez atom energię podczas przeskoku elektronu między orbitami można obliczyć z zasady zachowania energii.

Energię pochłoniętą przez atom podczas przeskoku elektronu z orbity k na orbitę n ($n > k$) oznaczmy jako $\Delta E_{k \rightarrow n}$.

energia pochłonięta przez atom	=	energia atomu z elektronem na orbicie, na którą przeskoczył	–	energia atomu z elektronem na orbicie, z której przeskoczył	
$\Delta E_{k \rightarrow n}$	=	E_n	–	E_k	(8.4)

Energię wysłaną przez atom podczas przeskoku elektronu z orbity n na orbitę k ($n > k$) oznaczmy jako $\Delta E_{n \rightarrow k}$.

energia wysłana przez atom	=	energia atomu z elektronem na orbicie, z której przeskoczył	–	energia atomu z elektronem na orbicie, na którą przeskoczył	
$\Delta E_{n \rightarrow k}$	=	E_n	–	E_k	(8.5)

Zauważ, że zarówno energię pochłoniętą, jak i wysłaną przez atom obliczamy przez odjęcie od energii E_n atomu, w którym elektron znajduje się na orbicie leżącej dalej od jądra, energii E_k atomu, w którym elektron znajduje się na orbicie bliższej jądra. Oznaczmy więc różnicę tych energii jednym symbolem $\Delta E_{n, k}$.

Teraz zapiszemy energie atomu z elektronem na n -tej i k -tej orbicie wzorami:

$$E_n = -\frac{1}{n^2}A \quad \text{ i } \quad E_k = -\frac{1}{k^2}A$$

i przedstawimy wzory (8.4) i (8.5) w postaci jednego wzoru:

$$\Delta E_{n, k} = \left(-\frac{1}{n^2}A\right) - \left(-\frac{1}{k^2}A\right) = -\frac{1}{n^2}A + \frac{1}{k^2}A = A\left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2}\right)$$

Wobec tego energię pochłoniętą lub wysłaną przez atom wodoru podczas przeskoku elektronu między orbitami oznaczonymi literami k i n ($n > k$) będziemy obliczać ze wzoru:

$$\Delta E_{n, k} = A\left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2}\right) \quad (8.6)$$

Atom pochłania lub wysyła porcję energii jako foton promieniowania elektromagnetycznego o energii $h\nu$.

Wobec tego:

$$h\nu = \Delta E_{n, k}$$

Po podstawieniu iloczynu $h\nu$ w miejsce $\Delta E_{n,k}$ do wzoru (8.6) otrzymujemy:

$$h\nu = A \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (8.7)$$

To bardzo ważny wzór. Pozwala nam obliczyć nie tylko energię fotonu $h\nu$, ale i częstotliwość promieniowania pochłoniętego lub wysłanego przez atom wodoru. Jeśli znamy częstotliwość, to możemy obliczyć długość fali tego promieniowania ze związku długości fali elektromagnetycznej (rozchodzącej się w próżni z szybkością c) z jej częstotliwością:

$$\lambda = \frac{c}{\nu} \quad (8.8)$$

Zauważ, że wzór (8.7) po uwzględnieniu związku (8.8) i przekształceniu ma postać:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{A}{hc} \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

zgodną ze wzorem Rydberga (7.5):

$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

Sprawdź samodzielnie, że: $\frac{A}{hc} = R_H \approx 1,1 \cdot 10^7 \frac{1}{\text{m}}$.

Przykład 8.1

Jonizacja atomu wodoru

Obliczymy **najmniejszą energię**, którą trzeba dostarczyć atomowi wodoru, aby go zjonizować, jeśli atom jest:

- w stanie podstawowym,
- w stanie wzbudzonym.

Jak wiesz, elektron jest związany w atomie siłami przyciągania elektrostatycznego z jądrem. Aby uwolnić elektron, czyli spowodować, by stał się **elektronem swobodnym**, nieoddziałującym z jądrem, trzeba dostarczyć mu odpowiednią energię.

Energia atomu wodoru, w którym elektron znajduje się na orbicie n , wyraża się wzorem (8.3):

$$E_n = -\frac{1}{n^2} A$$

Gdy elektron znajdzie się na orbicie leżącej tak daleko od jądra, że siła przyciągania będzie równa zero, atom zostanie zjonizowany. Dostarczenie najmniejszej energii – wystarczającej tylko do przeniesienia elektronu na tę odległą orbitę (nieskończenie daleko od jądra) – spowoduje, że całkowita energia atomu będzie równa zero.

a) Gdy elektron w atomie w stanie podstawowym znajduje się na pierwszej orbicie, atom ma energię $E_1 = -A$. Najmniejsza energia ΔE potrzebna do oswobodzenia elektronu to w tym przypadku:

$$\Delta E = 0 - (-A) = A$$

Energia tę nazywamy **energiją jonizacji**.

b) Aby oswobodzić elektron z atomu w stanie wzbudzonym, trzeba dostarczyć mu energię:

$$E = 0 - E_n = 0 - \left(-\frac{1}{n^2}A\right) = \frac{1}{n^2}A$$

Energia ta jest tym mniejsza od energii jonizacji, im bardziej wzbudzony jest atom. Jeśli np. elektron w atomie znajduje się na drugiej orbicie, to trzeba dostarczyć energię równą $\frac{1}{4}A$, jeśli na trzeciej, to $\frac{1}{9}A$ itd.

Po podstawieniu $A = 13,6 \text{ eV}$ (lub $A \approx 2,2 \cdot 10^{-18} \text{ J}$) otrzymamy liczbowe wartości energii potrzebnej do zjonizowania atomu wodoru.

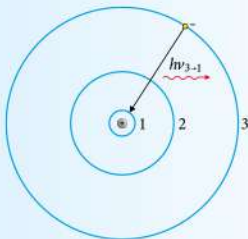
Przykład 8.2

Emisja promieniowania przez wzbudzony atom wodoru

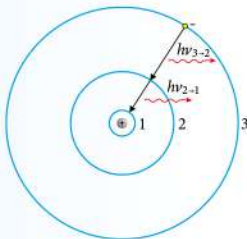
We wzbudzonym atomie wodoru elektron znajduje się na trzeciej orbicie. Obliczymy częstotliwość i długość fali promieniowania wysłanego przez ten atom podczas powrotu do stanu podstawowego.

Przeskok elektronu na pierwszą orbitę może odbyć się dwoma sposobami:

1. Jednorazowo, gdy elektron przeskakuje bezpośrednio z orbity trzeciej na pierwszą (rys. 8.6).



Rys. 8.6



Rys. 8.7

2. W dwóch etapach, gdy elektron przeskakuje najpierw z orbity trzeciej na drugą, a następnie z orbity drugiej na pierwszą (rys. 8.7).

Przeskokowi elektronu towarzyszy emisja fotonu o energii:

$$h\nu = A \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

Skorzystamy z tego wzoru i obliczymy częstotliwość wysłanego promieniowania poprzez podstawienie w każdym przypadku w miejsce n i k numerów tych orbit, między którymi nastąpił przeskok elektronu. Zaznaczymy je także przy symbolu częstotliwości, tak jak na rysunkach.

Aby obliczyć długość fali, skorzystamy ze związku jej długości z częstotliwością:

$$\lambda = \frac{c}{\nu}$$

Przyjmijmy następujące wartości liczbowe potrzebnych stałych:

$$A = 2,2 \cdot 10^{-18} \text{ J} \quad h \approx 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s} \quad c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$$

Ad. 1. W pierwszym przypadku $n = 3, k = 1$.

A zatem:

$$h\nu_{3 \rightarrow 1} = A \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{3^2} \right)$$

skąd:

$$\nu_{3 \rightarrow 1} = \frac{A}{h} \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{3^2} \right) = \frac{8A}{9h}$$

Podstawiamy liczbowe wartości A oraz h i otrzymujemy:

$$\nu_{3 \rightarrow 1} = \frac{8 \cdot 2,2 \cdot 10^{-18} \text{ J}}{9 \cdot 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}} \approx 0,29 \cdot 10^{16} \text{ Hz}$$

Odpowiadająca tej częstotliwości długość fali wypromieniowanej przez atom to:

$$\lambda_{3 \rightarrow 1} = \frac{c}{\nu_{3 \rightarrow 1}} = \frac{3 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}}{0,29 \cdot 10^{16} \frac{1}{\text{s}}} \approx 1,03 \cdot 10^{-7} \text{ m}$$

Ad. 2. W tym przypadku obliczymy najpierw częstotliwość $\nu_{3 \rightarrow 2}$ i długość $\lambda_{3 \rightarrow 2}$ fali promieniowania wysyłanego przez atom przy przeskoku elektronu z orbity trzeciej na drugą.

Dla $n = 3$ i $k = 2$:

$$h\nu_{3 \rightarrow 2} = A \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} \right) = A \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{9} \right) = \frac{5A}{36} \quad \text{skąd} \quad \nu_{3 \rightarrow 2} = \frac{5A}{36h}$$

Podstawiamy liczbowe wartości A oraz h i otrzymujemy:

$$\nu_{3 \rightarrow 2} = \frac{5 \cdot 2,2 \cdot 10^{-18} \text{ J}}{36 \cdot 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}} \approx 0,46 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$$

$$\lambda_{3 \rightarrow 2} = \frac{c}{\nu_{3 \rightarrow 2}} = \frac{3 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}}{0,46 \cdot 10^{15} \frac{1}{\text{s}}} \approx 6,5 \cdot 10^{-7} \text{ m}$$

Teraz znajdziemy częstotliwość $\nu_{2 \rightarrow 1}$ i długość $\lambda_{2 \rightarrow 1}$ fali promieniowania wysyłanego przez atom przy przeskoku elektronu z orbity drugiej na pierwszą.

Dla $n = 2$ i $k = 1$:

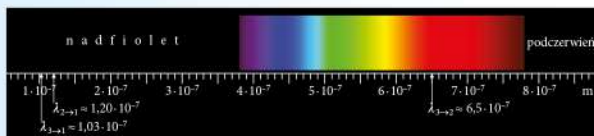
$$h\nu_{2 \rightarrow 1} = A \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right) = A \left(1 - \frac{1}{4} \right) = \frac{3A}{4} \quad \text{skąd} \quad \nu_{2 \rightarrow 1} = \frac{3A}{4h}$$

Podstawiamy liczbowe wartości A oraz h i otrzymujemy:

$$\nu_{2 \rightarrow 1} = \frac{3 \cdot 2,2 \cdot 10^{-18} \text{ J}}{4 \cdot 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}} \approx 2,5 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$$

$$\lambda_{2 \rightarrow 1} = \frac{c}{\nu_{2 \rightarrow 1}} = \frac{3 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}}{2,5 \cdot 10^{15} \frac{1}{\text{s}}} \approx 1,20 \cdot 10^{-7} \text{ m}$$

Obliczone w zadaniu długości fal zaznaczono orientacyjnie na skali umieszczonej pod fotografią ciągłego widma światła (rys. 8.8).

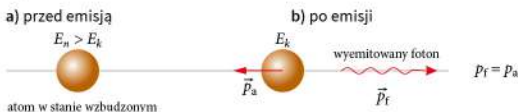


Rys. 8.8

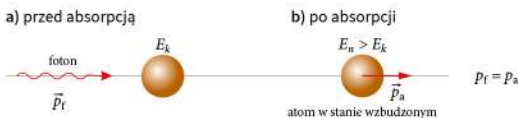
Widzimy, że tylko podczas przeskoku elektronu z trzeciej orbity na drugą atom wodoru wyemitował foton promieniowania o częstotliwości (i długości fali) w zakresie widzialnej części widma. Przeskokom na orbitę pierwszą odpowiada emisja fotonów promieniowania ultrafioletowego.

Zasady zachowania energii i pędu dla układu atom-foton

Podczas emisji i absorpcji fotonu zachowana jest nie tylko całkowita energia, ale i pęd układu atom-foton. Zgodnie z zasadą zachowania pędu atom, który emituje foton o pędzie $\vec{p}_f$, musi (w układzie odniesienia, w którym spoczywał) uzyskać pęd $\vec{p}_a$ taki, żeby $\vec{p}_f + \vec{p}_a = \vec{0} \Rightarrow \vec{p}_a = -\vec{p}_f$ (rys. 8.9). To znaczy, że **emisji fotonu towarzyszy odrzut atomu**. Natomiast w wyniku absorpcji fotonu o odpowiedniej energii i odpowiednim pędzie $\vec{p}_f$ atom przechodzi do stanu wzbudzonego, przejmując pęd fotonu: $\vec{p}_a = \vec{p}_f$ (rys. 8.10).



Rys. 8.9 Odrzut atomu przy emisji fotonu



Rys. 8.10 Atom absorbujący foton przejmuje jego pęd

Aby obliczyć energię odrzutu atomu, skorzystamy z zasad zachowania energii i pędu dla układu atom-foton.

$$E_{\text{odrzutu}} = \frac{m_a v_a^2}{2} = \frac{(m_a v_a)^2}{2m_a} = \frac{p_a^2}{2m_a}$$

Ponieważ $p_a = p_f = \frac{h\nu}{c}$, to:

$$E_{\text{odrzutu}} = \frac{(h\nu)^2}{2m_a c^2} \quad (8.9)$$

Przykład 8.3

Odrzut atomu wodoru podczas emisji fotonu

Obliczymy energię odrzutu atomu wodoru w przypadku wyemitowania fotonu o energii 10,2 eV.

Skorzystamy z wyprowadzonego wcześniej wzoru (8.9).

Przyjmujemy, że $m_a = m_p = 1,67 \cdot 10^{-27}$ kg.

$$E_{\text{odrzutu}} = \frac{(hv)^2}{2m_a c^2}$$

$$E_{\text{odrzutu}} = \frac{(10,2 \text{ eV})^2}{2 \cdot 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \cdot 9 \cdot 10^{16} \frac{\text{m}^2}{\text{s}^2}} \approx \frac{(10,2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J})^2}{30,06 \cdot 10^{-11} \text{ J}} \approx 8,9 \cdot 10^{-27} \text{ J} \approx 5,6 \cdot 10^{-8} \text{ eV}$$

Sprawdzimy jeszcze, ile razy energia kinetyczna uzyskana przez atom jest mniejsza od energii wyemitowanego fotonu.

$$\frac{E_{\text{odrzutu}}}{E_{\text{fotonu}}} = \frac{5,6 \cdot 10^{-8} \text{ eV}}{10,2 \text{ eV}} \approx \frac{1}{2 \cdot 10^8} \Rightarrow E_{\text{odrzutu}} \approx \frac{E_{\text{fotonu}}}{200 \cdot 10^6}$$

Energia odrzutu atomu jest więc około 200 milionów razy mniejsza od energii wyemitowanego fotonu.

Gdy elektron we wzbudzonym atomie przeskakuje z orbity n na orbitę k ($n > k$), to po uwzględnieniu odrzutu atomu należy napisać:

$$E_n - E_k = hv + E_{\text{odrzutu}} \quad (8.10)$$

Jednak ze względu na znikomo małą wartość energii odrzutu atomu wodoru w stosunku do energii wyemitowanego fotonu zazwyczaj pomijamy energię odrzutu w bilansie energii.

Samodzielnie zapisz wzór analogiczny do wzoru (8.10), słuszny w przypadku absorpcji fotonu przez atom.

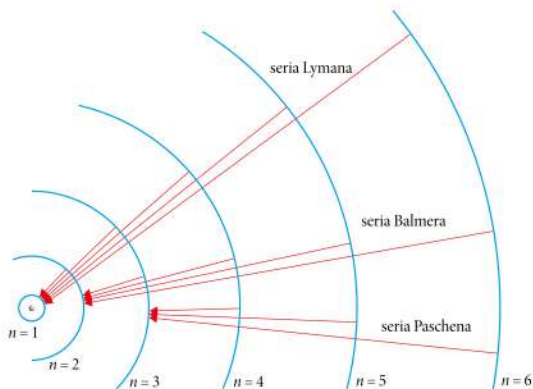
Model Bohra a liniowe widmo atomu wodoru

Na podstawie modelu Bohra można wyjaśnić, dlaczego widmo atomu wodoru jest widmem liniowym. W pobudzonym do świecenia gazie znajdują się atomy w stanie wzbudzonym. Podczas powrotu atomów do stanu podstawowego następuje **emisja fotonów o ściśle określonej energii**. Promieniowanie towarzyszące przeskokom elektronów w tych atomach z dalszych orbit na orbity znajdujące się bliżej jądra ma więc **ściśle określoną częstotliwość i długość fali**. Widmo takiego promieniowania jest liniowe. Każdej linii w widmie odpowiada wyemitowanie przez atomy pierwiastka fotonów o ściśle określonej energii.

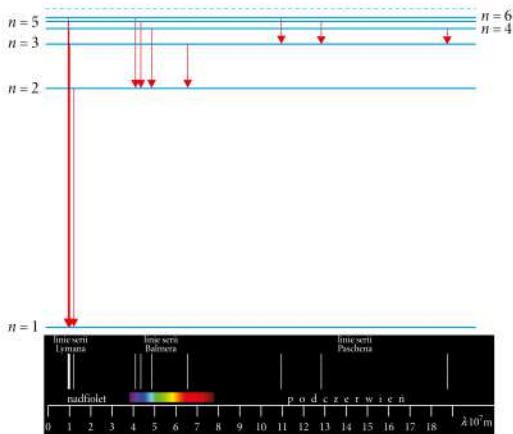
Linie widmowe tworzą **serie**. Linie danej serii odpowiadają przeskokom elektronów w atomach z dalszych orbit na bliższe jądra **orbity o takim samym promieniu** (czyli takim samym numerze). Na rysunku 8.1a przedstawiono przykładowo: pięć linii serii Lymana, cztery linii serii Balmera i trzy linii serii Paschena; nie zachowano (ze względów technicznych) proporcji między promieniami orbit. Na rysunku 8.11b te same

serie narysowano inaczej: poziome linie to kolejne poziomy energetyczne atomu wodoru. Pod nimi przedstawiono linie widmowe odpowiadające przeskokom elektronu na orbity 1, 2 i 3.

a)



b)



Rys. 8.11 Serie linii widmowych emitowane przez atom wodoru

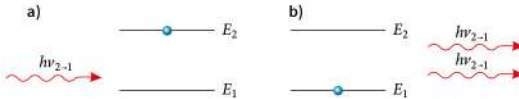
Wyniki eksperymentów, w których zmierzono długości fal wysyłanych przez pobudzone do świecenia atomy wodoru, zgadzają się z wynikami obliczeń wykonanych na podstawie wzorów wynikających z modelu Bohra.

Model Bohra pozwolił więc wyjaśnić ważne fakty doświadczalne:

- wysyłanie przez atomy promieniowania elektromagnetycznego o liniowym widmie;
- powstawanie serii widmowych.

Światło laserowe

Wzbudzone atomy emitują promieniowanie samorzutnie, więc taką emisję często nazywamy **emisją spontaniczną**. Inny rodzaj emisji, **emisja wymuszona**, został odkryty przez Einsteina ponad 100 lat temu i stał się podstawą działania wszechobecnych dzisiaj **laserów**. Emisja wymuszona zachodzi wtedy, gdy do wzbudzonego atomu wpada foton o energii równej energii wzbudzenia (rys. 8.12a). Atom przechodzi wtedy do stanu podstawowego, emitując foton o takiej samej energii (rys. 8.12b). Dwa fotony (wymuszający i wymuszony) lecą więc dalej razem.



Rys. 8.12 Foton o energii równej energii wzbudzenia atomu (a) powoduje emisję wymuszoną (b)

Fale odpowiadające tym fotonom mają taką samą częstotliwość i zgodne fazy. Gdy atomów jest dużo, fale tworzą wiązkę światła laserowego o charakterystycznych cechach. Światło lasera jest **monochromatyczne i spójne**, a jego promienie tworzą wiązkę równoległą, czyli **skolimowaną** (rys. 8.13). Przyczyną minimalnych odstępstw od równoległości jest dyfrakcja na brzegach okienka lasera.



Rys. 8.13 Laser emitujący światło czerwone

WIEDZIEĆ WIĘCEJ

Żagiel słoneczny

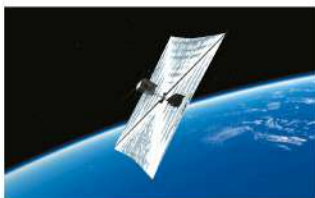
Każdy foton, który zostanie pochłonięty przez napotkany obiekt (co odpowiada zderzeniu niesprężystemu), przekazuje temu obiektowi cały swój pęd. Z kolei jeśli odbija się sprężysto od obiektu (np. zwierciadła), to energię i pęd zarówno fotonu, jak i obiektu obliczamy z zasad zachowania. W wyniku odbicia fotonu padającego prostopadłe na zwierciadło pęd fotonu zmienia się na przeciwny, a zwierciadło uzyskuje pęd o wartości dwukrotnie większej od wartości początkowego pędu fotonu. Na zwierciadło działa więc siła nacisku i jest wywierane ciśnienie.

Dlaczego więc nie czujemy na co dzień ciśnienia światła? „Winna” jest stosunkowo duża wartość prędkości światła (c). Po wykonaniu odpowiednich obliczeń stwierdzimy, że zwierciadło o powierzchni 1 m^2 umieszczone na orbicie Ziemi i odbijające światło Słońca będzie pchane siłą o wartości najwyższej $9 \mu\text{N}$, czyli porównywalną z ciężarem muszki owocowej lub drobnego kryształka soli.

Czy warto w ogóle przejmować się tak znikomym efektem? Warto, bo czasem okazuje się on całkiem wystarczający do określonych celów. To właśnie pęd fotonów „napędza” warkocz komet i pozwala im na rozwinięcie się w spektakularne zjawisko. Ciśnienie promieniowania słonecznego, choć niewielkie, jest wywierane bez przerwy, więc w skali miesięcy jego wpływ daje mierzalne efekty w odniesieniu do sztucznych satelitów i sond kosmicznych. Gdy wykonamy ogromne lustro na bardzo cienkiej folii – czyli żagiel słoneczny – i przyłączymy do sondy kosmicznej, uzyskamy siłę napędową, może niezbyt imponującą, ale niewymagającą zużycia paliwa.

Wybrane przykłady pomyślnego użycia żagla słonecznego:

- Sonda Messenger manewrująca ustawieniem paneli słonecznych wykonała kilka precyzyjnych korekt trajektorii lotu w pobliżu Merkurego i zaoszczędziła paliwo silników korekcyjnych.
- Polski sztuczny satelita PW-Sat2 (rys. 8.14) o masie niespełna $2,5 \text{ kg}$ wykonał pomyślną deorbitację (sprowadzenie statku kosmicznego z orbity w gęste warstwy atmosfery) z wysokości 590 km za pomocą mylarowego żagla słonecznego w nieco ponad dwa lata. W ten sposób zbadano możliwość usuwania śmieci kosmicznych przez doprowadzanie ich do spalania w atmosferze.
- Sonda IKAROS, napędzana żaglem o powierzchni 196 m^2 i grubości $7,5 \mu\text{m}$ (około $1/10$ grubości ludzkiego włosa), wykonała kontrolowany przelot z Ziemi w pobliże Wenus, a następnie kontynuowała misję.



Rys. 8.14 Satelita PW-Sat2 został zaprojektowany, zbudowany i wystany na orbitę przez zespół studentów Politechniki Warszawskiej. Studenci sterowali także podsystemami satelity w trakcie misji. Strona projektu: pw-sat.pl

ZADANIA

1. Odpowiedz na poniższe pytania.

- Czy elektron w atomie wodoru może znajdować się w dowolnej odległości od jądra atomowego?
- Czy energia atomu może być dowolna?
- Dlaczego atomy nie wysyłają promieniowania o widmie ciągłym?

Uzasadnij odpowiedzi.

2. Energia atomu, w którym elektron znajduje się na pierwszej orbicie, $E_1 = -13,6 \text{ eV}$. Oblicz energię:

- emitowaną przez atom wodoru przy przejściu elektronu z orbity trzeciej na drugą;
- pochłanianą przez atom wodoru przy przeskoku elektronu z orbity drugiej na czwartą.

Energię wyraż w elektronowoltach i dżulach. Nie uwzględniaj energii odrzutu.

3. Najmniejsza energia potrzebna do zjonizowania atomu wodoru jest równa ok. $2,2 \cdot 10^{-18} \text{ J}$. Atom wodoru w stanie podstawowym oświetlono jednobarwnym światłem żółtym o częstotliwości $\nu = 5 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$. Wykonaj odpowiednie obliczenia i odpowiedz na pytanie:

Czy atom został zjonizowany?

4. Atom wodoru wyemitował światło o długości fali $482,2 \text{ nm}$. Przyjmij, że $h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$, $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$, $A = 2,2 \cdot 10^{-18} \text{ J}$. Wykonaj odpowiednie obliczenia i odpowiedz na pytania:

- Pomiędzy którymi poziomami energetycznymi nastąpił przeskok elektronu?
- Do jakiej serii widmowej należy to promieniowanie?

5. Oblicz wartość prędkości, jaką uzyska swobodny atom wodoru, który wyemitował foton o energii $E_f = 10,2 \text{ eV}$. Przyjmij, że masa atomu wodoru $m = 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$.



9. Promieniowanie rentgenowskie

- Odkrycie promieni X i ich właściwości
- Powstawanie promieniowania X
- Dyfrakcja i interferencja promieniowania X
- Zjawisko Comptona
- Natura promieniowania elektromagnetycznego

Przypomnij sobie wiadomości o dyfrakcji i interferencji fal.

Odkrycie promieni X i ich właściwości

Od połowy XIX wieku wielu fizyków zajmowało się badaniem wyładowań elektrycznych w gazach. Obserwowano i analizowano świecenie gazów pod normalnym i pod obniżonym ciśnieniem w specjalnych szklanych rurkach, w których pomiędzy katodą i anodą panowało wysokie napięcie. Odkryto wówczas, że katoda jest źródłem promieniowania, które nazwano promieniami katodowymi. Pod koniec XIX wieku, po odkryciu elektronu, okazało się, że promienie katodowe to strumień elektronów wysyłanych przez katodę. Piliśmy o tym w podręczniku do klasy 3 na s. 68 i 69.

W 1895 roku niemiecki fizyk Wilhelm Röntgen (rys. 9.1) zauważył, że na ekranie pokrytym platynocyjankiem baru, leżącym obok osłoniętej czarną tekturą rury, służącej do badania promieni katodowych, pojawiła się czarna linia. Po kilku tygodniach eksperymentów Röntgen opublikował pracę na temat tajemniczego, niewidzialnego promieniowania, które nazwał promieniowaniem X.

Za odkrycie i zbadanie promieniowania X (nazywanego w niektórych krajach, m.in. w Polsce i w Niemczech, rentgenowskim) Röntgen otrzymał w 1901 roku Nagrodę Nobla z fizyki. Był pierwszym uczonym uhonorowanym tą nagrodą.



Rys. 9.1 Wilhelm Röntgen (1845–1923) w pracowni

Z przeprowadzonych eksperymentów wynikało, że promieniowanie X rozchodzi się prostoliniowo, powoduje fluorescencję i zaczernienie kliszy fotograficznej, jonizuje gazy, przenika przez szkło i wiele substancji nieprzezroczystych dla światła (np. przez czarny papier, a nawet przez płytki wykonane z metali lekkich), nie ulega odchyleniu ani w polu elektrycznym, ani w magnetycznym. Jest w różnym stopniu pochłaniane przez różne substancje; im większa liczba atomowa pierwiastka, tym silniejsze pochłanianie. Tę właściwość promieniowania wykorzystał Röntgen podczas robienia zdjęcia dłoni swojej żony (rys. 9.2) z pierścieniem na palcu.

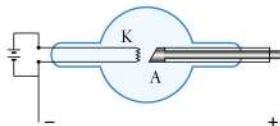


Rys. 9.2 Zdjęcie rentgenowskie dłoni żony Röntgena

Promieniowanie X jest wytwarzane w lampie rentgenowskiej (rys. 9.3). Jej schemat przedstawiono na rysunku 9.4.



Rys. 9.3 Lampa rentgenowska z pierwszej połowy XX wieku



Rys. 9.4 Schemat lampy rentgenowskiej

Lampa jest próżniową bańką szklaną, w której znajdują się dwie elektrody: katoda i anoda, połączone ze źródłem napięcia rzędu kilkudziesięciu tysięcy voltów. Przez spiralę katody przepływa prąd ze źródła niewielkiego napięcia, który powoduje jej żarzenie i termoeemisję elektronów. Anoda w kształcie blaszki jest wykonana z trudnotopliwego metalu, np. molibdenu.

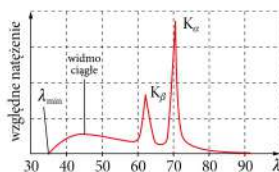
Elektrony wyemitowane z katody są przyspieszane w silnym polu elektrycznym panującym między elektrodami lampy i uderzają w anodę, która staje się źródłem promieniowania X.

Powstawanie promieniowania X

W trakcie badań nad widmem promieniowania rentgenowskiego stwierdzono, że na tle **widma ciągłego** o ostro zarysowanej granicy od strony fal krótkich, zwanej **krótkofalową granicą widma** i oznaczanej symbolem $\lambda_{\min}$, występują **linie** odpowiadające

promieniowaniu o ściśle określonej długości fali (rys. 9.5). Wartość $\lambda_{\min}$ zależy tylko od napięcia U między katodą i anodą.

Dla $\lambda < \lambda_{\min}$ natężenie promieniowania jest równe zero.



Rys. 9.5 Widmo promieniowania rentgenowskiego

Natomiast liczba linii w widmie i odpowiadające tym liniom długości fal zależą jedynie od rodzaju materiału, z którego zrobiono anodę. Widmo to nazwano więc **widmem charakterystycznym**. Na podstawie widma charakterystycznego można zidentyfikować pierwiastek użyty do wykonania anody.

Dwa różne rodzaje widma promieniowania X świadczą o dwóch różnych mechanizmach powstawania tego promieniowania. Aby opisać i wyjaśnić te mechanizmy, przeanalizujemy zjawiska zachodzące w lampie rentgenowskiej.

Elektrony wyemitowane z katody w wyniku termoemisji mają niewielką energię kinetyczną (rzędu ułamków elektronowolta). Między elektrodami lampy panuje wysokie napięcie, więc elektrony te są przyspieszane w silnym polu elektrycznym. W chwili uderzenia w anodę osiągają energię rzędu kilkudziesięciu tysięcy elektronowoltów.

Przyrost energii kinetycznej ΔE_k elektronu w polu elektrycznym jest równy pracy wykonanej nad elektronem przez siły pola, czyli:

$$\Delta E_k = E_k - E_{k0} = eU$$

gdzie E_{k0} jest energią, którą ma elektron w chwili wyemitowania z katody, a E_k – energią, którą ma w chwili zderzenia z anodą.

Energie kinetyczne E_{k0} poszczególnych elektronów mogą być różne, ale są pomijalnie małe w porównaniu z energiami uzyskanymi w bardzo silnym polu elektrycznym. Możemy więc przyjąć, że każdy elektron uderzający w anodę ma energię kinetyczną:

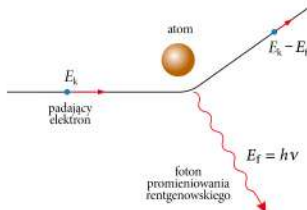
$$E_k = eU$$

W wyniku zderzenia z anodą elektrony tracą posiadaną energię. Jest ona wysyłana z miejsca zderzenia jako promieniowanie X. W zależności od procesu, w którym następuje strata energii, powstaje promieniowanie o widmie ciągłym lub o widmie charakterystycznym. Omówimy je kolejno.



Powstawanie promieniowania o widmie ciągłym

Na rysunku 9.6 pokazano elektron przelatujący obok atomu pierwiastka, z którego wykonano anodę.



Rys. 9.6 Schemat rozpraszania elektronu na atomie

W wyniku oddziaływania z atomem elektron zmienia kierunek ruchu i traci część energii kinetycznej. Taki proces nazywa się rozpraszaniem elektronu na atomie lub zderzeniem elektronu z atomem. Energia stracona przez elektron jest emitowana w postaci fotonu. Na skutek kolejnych zderzeń elektron **może stracić całą energię** i przestać się poruszać. Zderzenia powodują więc hamowanie elektronu, a energie E_f fotonów wyemitowanych podczas hamowania spełniają nierówność:

$$0 < E_f \leq E_k$$

Wobec tego widmo promieniowania złożonego z takich fotonów, zwanego **promienianiem hamowania**, jest **widmem ciągłym**.

Maksymalną energię mają fotony wyemitowane w wyniku takiego zderzenia, w którym elektron traci jednorazowo całą energię kinetyczną. Promieniowanie złożone z fotonów o największej energii to promieniowanie o najmniejszej długości fali, czyli krótkofalowa granica ciągłego widma promieniowania hamowania. W tym przypadku:

$$h\nu_{\max} = E_k$$

Możemy teraz skorzystać ze związku między częstotliwością i długością fali, żeby zapisać powyższy wzór w postaci:

$$\frac{hc}{\lambda_{\min}} = E_k$$

Ponieważ $E_k = eU$, to $\frac{hc}{\lambda_{\min}} = eU$, skąd:

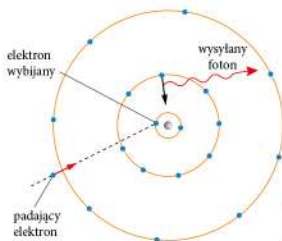
$$\lambda_{\min} = \frac{hc}{eU}$$

Wyprowadzony wzór jest zgodny z wynikami doświadczeń – krótkofalowa granica widma ciągłego zależy tylko od napięcia między katodą i anodą lampy rentgenowskiej.

Powstawanie promieniowania charakterystycznego

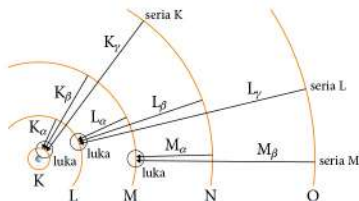
Drugim procesem, w którym elektrony uderzające w anodę lampy rentgenowskiej mogą tracić energię kinetyczną, są wzbudzenia atomów anody. Powrotowi wzbudzonych atomów do stanu podstawowego towarzyszy emisja promieniowania w postaci kwantów o ściśle określonych energiach.

Elektron o wystarczająco dużej energii przy uderzeniu w anodę może wybić elektron z powłoki atomowej znajdującej się blisko jądra. Powstała w ten sposób luka wypełnia elektron z bardziej odległej powłoki, a atom wysyła foton o ściśle określonej energii i częstotliwości z zakresu promieniowania rentgenowskiego (rys. 9.7).



Rys. 9.7 Schemat powstawania promieniowania charakterystycznego

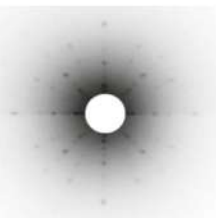
W widmie charakterystycznym pojawia się linia odpowiadająca promieniowaniu rentgenowskiemu o określonej długości fali. Linie w takim widmie oznaczają się literami opisującymi powłoki, na które przeskakują elektrony wypełniające luki. Jeśli luka powstała w pierwszej powłoce, to linię oznaczamy literą K, jeśli w drugiej – literą L itd. Wskaźnik α przy literze informuje, że przeskok nastąpił z powłoki sąsiedniej, β – że z kolejnej itd. (rys. 9.8). Energie przypisane kolejnym poziomom energetycznym w atomach różnych pierwiastków są różne, więc różne są długości fal odpowiadające np. liniom K w widmach charakterystycznych promieniowania wysyłanego przez anody, które wykonano z różnych metali. Analiza promieniowania charakterystycznego dostarcza więc informacji o układzie poziomów energetycznych wewnątrz atomu.



Rys. 9.8 Schemat powstawania linii serii K, L i M

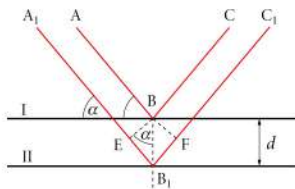
Dyfrakcja i interferencja promieniowania X

W 1912 roku niemiecki fizyk Max von Laue zaobserwował dyfrakcję promieniowania rentgenowskiego (rys. 9.9) przechodzącego przez kryształ siarczku cynku. Spełniał on funkcję siatki dyfrakcyjnej o szczelinach mających szerokość rzędu nanometrów.



Rys. 9.9 Obraz dyfrakcyjny promieniowania rentgenowskiego przechodzącego przez kryształ

W tym samym roku dwaj angielscy fizycy, William Henry Bragg i jego syn William Lawrence Bragg, przeprowadzili doświadczenia z promieniami X rozproszonymi na kryształach. Badania wykazały, że promienie Röntgena odbite od powierzchni kryształu i płaszczyzn krystalograficznych (utworzonych przez jony lub atomy rozmieszczone regularnie wewnątrz kryształu) interferują ze sobą. Na rysunku 9.10 przedstawiono dwa promienie: promień $A_1B_1C_1$ padający na powierzchnię II i odbity od niej oraz promień ABC padający na powierzchnię I i odbity od tej powierzchni.



Rys. 9.10 Interferencja promieniowania rentgenowskiego rozproszonego na kryształach

Promień $A_1B_1C_1$ przebywa dłuższą drogę niż promień ABC . Ta droga jest dłuższa o:

$$\Delta r = |EB_1| + |B_1F| = 2d \sin \alpha$$

Aby nastąpiło **maksymalne wzmocnienie** promieni odbitych od wszystkich płaszczyzn, różnica dróg Δr sąsiednich promieni musi być całkowitą wielokrotnością długości fali, czyli:

$$n\lambda = 2d \sin \alpha_n$$

(9.1)

gdzie: α_n to **kąt odbłyску**, czyli taki kąt między promieniem padającym i płaszczyzną kryształu, dla którego występuje maksimum natężenia promieniowania (n -tego rzędu); d – odległość sąsiednich płaszczyzn krystalograficznych (stała sieci krystalicznej); λ – długość fali promieniowania rentgenowskiego.

Wzór (9.1) jest nazywany **wzorem Bragga**.

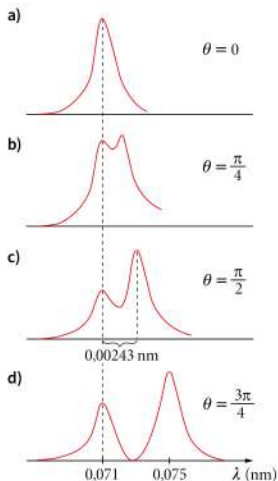
Na podstawie wzoru Bragga można wyznaczyć długość fali promieniowania rentgenowskiego rozpraszanego na kryształach o znanej odległości płaszczyzn. Natomiast promieniowanie o znanej długości fali pozwala badać strukturę kryształów i wyznaczać odległości płaszczyzn krystalograficznych. Analiza obrazów dyfrakcyjnych uzyskanych w wyniku naświetlania promieniami X substancji organicznych umożliwiła też zbadanie struktur hemoglobiny i cząsteczki DNA.

Za odkrycie i zbadanie zjawiska dyfrakcji promieniowania rentgenowskiego na kryształach Max von Laue otrzymał Nagrodę Nobla z fizyki w 1914 roku, a William Henry Bragg i jego syn William Lawrence Bragg – w 1915 roku.

Dzięki ich odkryciom fizycy byli przekonani, że poznali naturę promieni X. Jak wiesz, dyfrakcja i interferencja to zjawiska typowe dla fal. Z doświadczeń Lauego i Braggów wynikało więc, że odkryte przez Röntgena promieniowanie to fale elektromagnetyczne o bardzo małych długościach, porównywalnych z odległościami atomów w sieciach krystalicznych. Wkrótce jednak odkryto zjawisko, które przeczyło falowej naturze promieni Röntgena.

Zjawisko Comptona

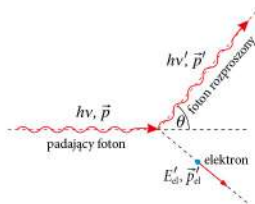
Amerykański fizyk Arthur Holly Compton, podczas badania rozproszenia na graficie promieniowania rentgenowskiego o długości fali λ , zaobserwował niezwykle zjawisko. Promieniowanie rozproszone pod kątem $\theta = 0^\circ$ miało taką samą długość fali jak promieniowanie padające na grafit. Natomiast w widmie promieniowania rozproszonego pod kątami $\theta \neq 0^\circ$ występowały dwie składowe – jedna o długości fali λ i druga o długości $\lambda' > \lambda$, przy czym długość λ' była tym większa, im większy był kąt rozpraszania (rys. 9.11).



Rys. 9.11 Wyniki badania promieniowania rentgenowskiego rozproszonego pod różnymi kątami

W 1922 roku Compton wyjaśnił wyniki swoich doświadczeń. Opisał oddziaływanie badanego promieniowania z grafitem jako sprężyste zderzenia fotonów z elektronami atomów grafitu. Elektrony z zewnętrznych powłok atomowych są słabo związane w atomach, więc zderzenia z nimi można traktować jak **zderzenia z elektronami swobodnymi**.

W wyniku zderzenia zmieniają się energia i pęd fotonu (rys. 9.12).



Rys. 9.12 Schemat sprężystego zderzenia fotonu promieniowania rentgenowskiego ze swobodnym elektronem

Foton o energii $h\nu$ przekazuje jej część elektronowi, więc energia fotonu po zderzeniu jest równa $h\nu' < h\nu$. Gdy skorzystamy ze związku częstotliwości z długością fali, otrzymamy:

$$\frac{c}{\lambda'} < \frac{c}{\lambda} \Rightarrow \lambda' > \lambda$$

Wobec tego długość fali promieniowania zmienia się w wyniku zderzeń ze słabo związanymi elektronami. Wartość pędu fotonu, przed zderzeniem równa $\frac{h\nu}{c}$, po zderzeniu wynosi $\frac{h\nu'}{c} < \frac{h\nu}{c}$, ponieważ foton przekazał część pędu elektronowi.

Natomiast zderzenie fotonu z elektronem silnie związanym z atomem (z powłok bliskich jądra atomowemu) można potraktować jak **zderzenie z całym atomem** (lub jego jądrem). W takim przypadku praktycznie nie występuje zjawisko odrzutu. Foton odbija się tak jak sprężysta kulka od ściany, więc jego energia i częstotliwość się nie zmieniają. Nie zmienia się więc także długość fali rozproszonego promieniowania.

WIEDZIEĆ WIĘCEJ

Długość fali rozproszonego fotonu

Compton zastosował zasadę zachowania pędu oraz zasadę zachowania energii i wyprowadził wzór na długość fali promieniowania rozproszonego na graficie:

$$\lambda' = \lambda + \frac{h(1 - \cos\theta)}{m_e c}$$

gdzie m_e jest masą elektronu, a θ – kątem rozproszenia.

Wzór ten jest zgodny z danymi doświadczalnymi, co świadczy o poprawności teoretycznego opisu badanego zjawiska zaproponowanego przez Comptona.

W zjawisku Comptona promieniowanie rentgenowskie przejawia naturę korpuskularną, zachowuje się jak wiązka fotonów o dużej energii.

W 1927 roku Compton otrzymał Nagrodę Nobla za odkrycie i wyjaśnienie tego zjawiska, nazwanego później na jego cześć efektem Comptona.

Natura promieniowania elektromagnetycznego

Odkryte przez Younga zjawiska dyfrakcji i interferencji światła świadczyły o jego falowej naturze. Natomiast w celu wyjaśnienia efektu fotoelektrycznego oraz zjawisk związanych z emisją i absorpcją promieniowania należało potraktować światło jak strumień fotonów – cząstek o energii spoczynkowej równej zero, poruszających się w próżni z szybkością c . Skoro światło w niektórych zjawiskach zachowuje się jak fala, a w innych jak wiązka cząstek, przyjęto założenie o dualnej, korpuskularno-falowej naturze światła.

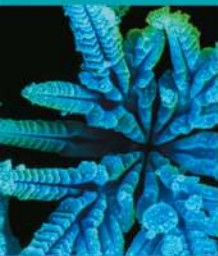
Dualną naturę przejawia także promieniowanie rentgenowskie. W zaobserwowanych przez Lauego i Braggów zjawiskach dyfrakcji i interferencji tego promieniowania na kryształach zachowywało się ono jak fala, a w efekcie Comptona ujawniało naturę korpuskularną.

W XX wieku powstała nowa gałąź fizyki – fizyka kwantowa. Dla zjawisk obserwowanych w makroświecie dobrym przybliżeniem praw fizyki kwantowej są prawa fizyki klasycznej, ale do opisu zjawisk zachodzących w mikroświecie niezbędna jest fizyka kwantowa. Dzięki niej wiadomo dzisiaj, że promieniowanie elektromagnetyczne w każdym zjawisku może być opisane jako wiązka fotonów. Opis falowy jest poprawny tylko wtedy, gdy z materią oddziałuje bardzo wiele fotonów.

ZADANIA



1. Napięcie U między katodą i anodą lampy rentgenowskiej jest równe 50 kV. Oblicz najmniejszą długość fali promieniowania wysyłanego przez tę lampę.
2. Gdy napięcie między katodą i (wykonaną z molibdenu) anodą lampy rentgenowskiej było równe 15 kV, zaobserwowano jedynie ciągłe widmo promieniowania rentgenowskiego. Dopiero po zwiększeniu napięcia do 20 kV na tle widma ciągłego pojawiły się linie serii K promieniowania charakterystycznego. Wyjaśnij zaobserwowane zjawisko.
3. Przygotuj prezentację na temat zastosowań promieniowania rentgenowskiego.



10. Fale materii

- Hipoteza de Broglie'a
- Doświadczalne potwierdzenie falowych właściwości cząstek
- Zastosowanie falowych właściwości cząstek

Przypomnij sobie związek między wartością pędu ciała a jego energią kinetyczną.

Hipoteza de Broglie'a

Poglądy na budowę i właściwości materii zmieniały się w miarę rozwoju nauki i dokonywania nowych odkryć. W 1924 roku francuski fizyk Louis de Broglie (czytaj: Lui de Broj) sformułował śmiałą hipotezę, z której wynikało, że dualizm korpuskularno-falowy jest w przyrodzie powszechny. W pewnych warunkach strumień cząstek materialnych może przejawiać właściwości falowe, a związek między wartością pędu cząstki i długością opisującej ją fali jest taki sam jak (potwierdzony doświadczalnie) związek między wartością pędu fotonu i długością fali promieniowania elektromagnetycznego:

$$p = \frac{h}{\lambda} \quad (10.1)$$

Jeśli hipoteza de Broglie'a byłaby słuszna, to strumień cząstek o masie m poruszających się z szybkością v powinien zachowywać się jak fala (tzw. **fala materii**) o długości:

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv} \quad (10.2)$$

Jak wiesz, zjawiskami typowymi dla fal są dyfrakcja i interferencja. Jaką szerokość powinny mieć szczeliny, aby dla przechodzącego przez nie strumienia cząstek można było zaobserwować te zjawiska? Rozważmy dwa przykłady.

Przykład 10.1

Długość fali przypisanej malej poruszającej się kulce

Obliczmy długość fali odpowiadającej kulce o masie 1 g poruszającej się z szybkością 1 cm/s. Pęd tej kulki ma wartość:

$$p = mv = 10^{-3} \text{ kg} \cdot 10^{-2} \frac{\text{m}}{\text{s}} = 10^{-5} \frac{\text{kg} \cdot \text{m}}{\text{s}} = 10^{-5} \frac{\text{J} \cdot \text{s}}{\text{m}}$$

a zatem:

$$\lambda = \frac{h}{p} \approx \frac{6,63 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}}{10^{-5} \frac{\text{J} \cdot \text{s}}{\text{m}}} \approx 6,63 \cdot 10^{-29} \text{ m}$$

Długość fali jest tyle razy mniejsza od promienia atomu, ile razy promień atomu jest mniejszy od odległości Ziemia-Księżyc! Nie można tej fali wykryć doświadczalnie.

Przykład 10.2**Długość fali przypisanej swobodnemu elektronowi**

Załóżmy, że energia kinetyczna swobodnego elektronu jest rzędu energii wiązania elektronu w atomie, czyli np. $E_k \approx 10 \text{ eV}$.

$$E_k = \frac{mv^2}{2} = \frac{mv^2}{2} \cdot \frac{m}{m} = \frac{(mv)^2}{2m} = \frac{p^2}{2m}$$

Wartość pędu elektronu obliczamy ze wzoru:

$$p = \sqrt{2mE_k} \approx 1,7 \cdot 10^{-24} \frac{\text{J} \cdot \text{s}}{\text{m}}$$

Wobec tego długość fali odpowiadającej elektronowi:

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{6,63 \cdot 10^{-34} \text{J} \cdot \text{s}}{1,7 \cdot 10^{-24} \frac{\text{J} \cdot \text{s}}{\text{m}}} \approx 4 \cdot 10^{-10} \text{ m}$$

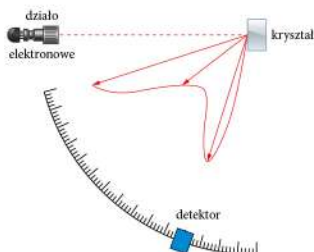
Jest to długość rzędu średnicy atomu i odległości między sąsiednimi atomami w ciele stałym.

Z omówionych przykładów wynika, że:

- Dla obiektów makroskopowych długość fal materii jest o wiele rzędów wielkości mniejsza od średnicy atomu, więc nie można zaobserwować ich dyfrakcji i interferencji.
- Dla obiektów mikroskopowych (np. elektronu o energii rzędu 10 eV) długość fal materii jest rzędu średnicy atomu i odległości między sąsiednimi atomami ciała stałego. To znaczy, że właściwości falowe cząstek mogą być obserwowane w doświadczeniach.

Doświadczalne potwierdzenie falowych właściwości cząstek

W 1927 roku hipoteza de Broglie'a została potwierdzona doświadczalnie. Amerykańscy fizycy Clinton Joseph Davisson i Lester Germer zaobserwowali, że wiązka elektronów padająca na kryształ niklu silnie rozprasza się tylko w niektórych kierunkach (rys. 10.1). Zmierzono kąty, dla których występowały maksima i minima natężenia



Rys. 10.1 Długości strzałek odpowiadają natężeniu strumienia elektronów rozproszonych w danym kierunku

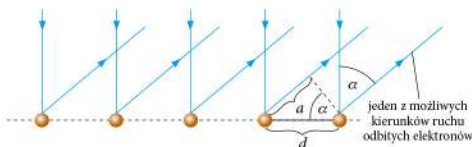


Rys. 10.2 Obraz dyfrakcji elektronów rozproszonych na kryształach

wiązki rozproszonych elektronów i sporządzono tzw. rozkład kątowy. Zgadzał się on doskonale z rozkładem kątowym, który powstałby w wyniku dyfrakcji i interferencji fal materii, opisanych matematycznie przez de Broglie'a.

Doświadczenie Davissona i Germera było pierwszym eksperymentalnym dowodem na falowe właściwości materii.

Zjawisko interferencji może nastąpić nie tylko w wyniku przejścia fali przez przeszkodę z odpowiednio rozmieszczonymi szczelinami, ale także na skutek odbicia od niektórych powierzchni. Aby zrozumieć mechanizm interferencji fal materii odbitych od powierzchni kryształu, wyobraźmy sobie kryształ jednowymiarowy, składający się z atomów ułożonych wzdłuż prostej (rys. 10.3).



Rys. 10.3 Schemat interferencji fal materii na jednowymiarowym kryształzie

Elektrony padające prostopadłe do tej prostej oddziałują z atomami sieci, wskutek czego zmieniają kierunek ruchu. Dla jednowymiarowej sieci krystalicznej zaobserwowalibyśmy maksima natężenia dla kątów spełniających równanie:

$$n\lambda = d \sin \alpha$$

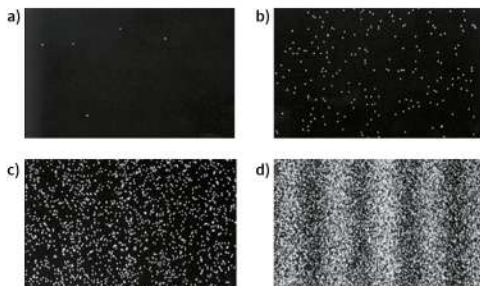
gdzie α jest kątem zawartym między kierunkami wiązki padającej i odbitej, a d – odległością między sąsiednimi atomami.

Niedługo po opublikowaniu wyników eksperymentu Davissona i Germera angielski fizyk – George Paget Thomson – przeprowadził inne doświadczenie, które potwierdziło hipotezę de Broglie'a. Thomson przepuszczał wiązki elektronów przez cienkie folie metalowe i celuloidowe. Na ekranie za badanymi kolejno foliami powstały pierścienie interferencyjne (rys. 10.4). Wyniki omówionych eksperymentów potwierdziły niezbitcie, że cząstki naprawdę zachowują się jak fale.



Rys. 10.4 Obraz interferencji wiązki elektronów przechodzących przez cienkie metalowe folie

W jednym z przeprowadzanych współcześnie eksperymentów zarejestrowano obrazy interferencyjne uzyskane w wyniku przepuszczania elektronów „jeden po drugim” przez układ dwóch szczelin. Zauważ, że wraz ze wzrostem liczby elektronów (od kilku do kilkudziesięciu tysięcy) prążki interferencyjne stają się coraz lepiej widoczne (rys. 10.5).



Rys. 10.5 Układ prążków interferencyjnych dla wiązek złożonych z różnej liczby elektronów

WIEDZIEĆ WIĘCEJ

Fale materii jako fale prawdopodobieństwa

Interpretacja pojęcia fal materii przysporzyła fizykom wielu kłopotów.

W fizyce klasycznej cząstka ma określone położenie w przestrzeni, a fala wypełnia pewien jej obszar. Przypisanie cząstce o masie m , poruszającej się z szybkością v , fali o długości $\lambda = \frac{h}{mv}$ wydawało się zatem bardzo nieintuicyjne.

Sens fal materii wyjaśnia fizyka kwantowa. Według teorii kwantowej nie da się określić ani położenia, ani toru ruchu cząstki. Można jedynie podać prawdopodobieństwo znalezienia jej w jakimś obszarze. W fizyce kwantowej **fale materii są interpretowane jako fale prawdopodobieństwa**.

Zjawisko interferencji zaobserwowano nie tylko dla elektronów, lecz także dla protonów, neutronów, atomów, a nawet cząsteczek o tak dużej masie jak fulereny⁷ C_{60} i C_{70} .

Idea dualizmu korpuskularno-falowego okazała się słuszna nie tylko w przypadku promieniowania elektromagnetycznego, ale całej materii.

Fizyków, których prace przyczyniły się do rozwoju wiedzy o właściwościach materii, uhonorowano Nagrodą Nobla. Louis de Broglie otrzymał ją w 1929 roku, a Clinton Joseph Davisson i George Paget Thomson – w 1937 roku.

⁷ Fulereny to cząsteczki złożone z parzystej liczby atomów węgla (od 28 do ok. 1500), tworzących pustą w środku bryłę.

Zastosowanie falowych właściwości cząstek

Falowe właściwości cząstek znalazły zastosowanie w badaniach struktur krystalicznych. Dyfrakcja wiązek elektronów i neutronów rozpraszanych na kryształach dostarcza cennych informacji o strukturze ich powierzchni i stanowi uzupełnienie danych o budowie wnętrza kryształów, otrzymywanych dzięki dyfrakcji promieni rentgenowskich.

Zjawisko dyfrakcji elektronów wykorzystuje się także w mikroskopach elektronowych. Długość fali elektronów wykorzystywanych w takich mikroskopach jest ok. pięciu rzędów wielkości mniejsza od długości fali świetlnej, co umożliwia uzyskanie znacznie lepszych zdolności rozdzielczych niż w mikroskopach optycznych. Skaningowe mikroskopy elektronowe często spotyka się np. w laboratoriach biologicznych (rys. 10.6). We współcześnie używanych mikroskopach skaningowych można uzyskać obrazy powiększone nawet 200 000 razy. Dla porównania płatek śniegu na fotografii na s. 87 został powiększony 1500 razy.



Rys. 10.6 Obraz pyłku kwiatów uzyskany w skaningowym mikroskopie elektronowym

ZADANIA

1. Oblicz iloraz długości fal materii przypisanych neutronom i elektronom o takiej samej energii kinetycznej. Przyjmij, że w rozważanym przypadku energia cząstek jest na tyle mała, że można wyrazić ją wzorem $E_k = \frac{mv^2}{2}$.
2. Przygotuj prezentację zatytułowaną *Budowa i zasada działania mikroskopu elektronowego*.
3. Przygotuj wypowiedź na temat *Powszechność dualizmu korpuskularno-falowego w przyrodzie*.

Fale elektromagnetyczne

Fale elektromagnetyczne mogą rozchodzić się w próżni (nie wymagają ośrodka materialnego). Mają wiele zastosowań przedstawionych symbolicznie obok widma fal.



Mechanizmy powstawania fal o różnych zakresach częstotliwości są odmienne. Źródłem fal elektromagnetycznych wytworzonych przez Hertza był elektryczny obwód drgający. Przykładem idealnego obwodu drgającego jest obwód LC. **Okres drgań własnych** w obwodzie LC wyrażamy wzorem:

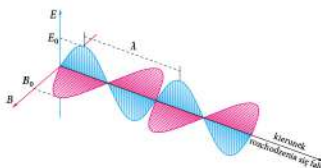
$$T = 2\pi\sqrt{LC}$$

W rzeczywistym obwodzie drgającym opór R zwojnicy powoduje tłumienie drgań. Aby drgania w takim obwodzie były drganiami niegasnącymi, muszą być wymuszane przez dołączone do obwodu drgającego źródło napięcia przemiennego. Gdy częstotliwość ν zmian napięcia wymuszającego staje się równa częstotliwości drgań własnych obwodu:

$$\nu = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$$

występuje zjawisko **rezonansu elektromagnetycznego**.

Falą elektromagnetyczną nazywamy przenikające się wzajemnie i rozchodzące się w przestrzeni zmienne pola elektryczne i magnetyczne. Wektory $\vec{E}$ i $\vec{B}$ są prostopadłe do siebie i prostopadłe do kierunku rozchodzenia się fali.



Fale elektromagnetyczne są falami **poprzecznymi**.

Pomiar wartości prędkości światła (uzupełnienie)

Wartość prędkości światła w próżni $c = 299\,792,458$ km/s jest jedną ze stałych fizycznych.



Dyfrakcja i interferencja światła

Światło ulega dyfrakcji na wąskich szczelinach. Jeśli ugięte fale są spójne (tzn. gdy różnica faz spotykających się fal jest w każdym punkcie niezależna od czasu), to interferują ze sobą. Warunek spójności fal jest konieczny do otrzymania stabilnego obrazu interferencyjnego.

Do otrzymywania obrazów interferencyjnych używamy **siatki dyfrakcyjnej**. Odległość między sąsiednimi szczelinami nazywamy **stałą siatki** (d).

Miedzy długością fali padającej na siatkę dyfrakcyjną a kątem ugięcia zawartym między kierunkiem pierwotnej wiązki i promieniami, które w wyniku interferencji tworzą **prążek n -tego rzędu**, zachodzi związek:

$$n\lambda = d \sin \alpha_n$$

W zjawiskach dyfrakcji i interferencji światło zachowuje się jak fala.



Zdolność rozdzielcza przyrządów optycznych

Po przejściu przez pojedynczą szczelinę światło ulega dyfrakcji i interferencji. Na ekranie obserwujemy na przemian jasne i ciemne prążki. Kąt ugięcia α dla pierwszego minimum obliczamy ze wzoru:

$$\sin \alpha = \frac{\lambda}{a}$$

gdzie a jest szerokością szczeliny. Im mniejszą wartość ma iloraz λ/a , tym węższy jest prążek odpowiadający centralnemu maksimum.

Dla okrągłych otworów i soczewek sinus kąta ugięcia dla pierwszego minimum spełnia warunek:

$$\sin \alpha = 1,22 \frac{\lambda}{D}$$

gdzie D jest średnicą otworu lub soczewki.

Zdolność oglądania drobnych szczegółów przedmiotu nazywa się **zdolnością rozdzielczą przyrządu**.

Dwa obiekty, czyli dwa punkty oglądanego przedmiotu, rozróżniamy jako oddzielne, gdy **centralne maksimum obrazu dyfrakcyjnego pierwszego obiektu pokrywa się z pierwszym minimum obrazu drugiego obiektu** lub jest od niego dalej.

Układ równoległych szczelin (siatka dyfrakcyjna) ma większą zdolność rozdzielczą w porównaniu z pojedynczą szczeliną. Widma kolejnych rzędów są coraz bardziej oddległe od siebie i coraz szersze.



Polaryzacja światła

Światło emitowane przez większość makroskopowych źródeł jest niespolaryzowane – kierunki drgań wektorów $\vec{E}$ i prostopadłych do nich wektorów $\vec{B}$ są różne, przypadkowe. Światło można spolaryzować, czyli spowodować uporządkowanie kierunków drgań wektora $\vec{E}$ (a zarazem wektora $\vec{B}$).



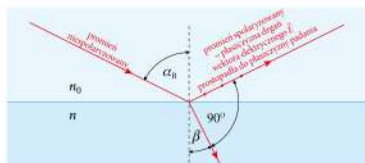
Światło jest **spolaryzowane liniowo**, gdy drgania wektora elektrycznego $\vec{E}$ fal tworzących wiązkę światła odbywają się w jednej wybranej płaszczyźnie, utworzonej przez wektor $\vec{E}$ i kierunek rozchodzenia się fali.

- ▶ Światło można spolaryzować liniowo za pomocą **polaryzatora**. Polaryzator przepuszcza tylko takie fale z wiązki światła niespolaryzowanego, w których kierunek drgań wektora $\vec{E}$ jest zgodny z kierunkiem polaryzacji polaryzatora. Związek między natężeniami I_0 światła padającego na polaryzator oraz I światła wychodzącego z polaryzatora ma postać:

$$I = I_0 \cos^2 \alpha$$

gdzie α jest kątem zawartym między kierunkiem polaryzacji światła i kierunkiem polaryzacji polaryzatora.

- ▶ Światło ulega też polaryzacji **przy odbiciu od powierzchni przezroczystych izolatorów**. Światło odbite jest całkowicie spolaryzowane, jeśli pada na powierzchnię odbijającą pod kątem Brewstera α_B , dla którego $\tan \alpha_B = \frac{n}{n_0}$, gdzie n jest współczynnikiem załamania izolatora.



Zjawisko fotoelektryczne zewnętrzne

Zjawisko fotoelektryczne zewnętrzne polega na **emisji elektronów z powierzchni metalu** pod wpływem padającego na metal promieniowania elektromagnetycznego.

Przykładem zastosowania zjawiska fotoelektrycznego w praktyce jest fotokomórka. **Tradycyjna fotokomórka** to próżniowa bańka szklana z dwiema elektrodami: ujemną fotokatodą i dodatnią anodą. Fotokatoda jest (napylona na wewnętrznej ścianie bańki) warstwa metalu alkalicznego.

Współcześnie często zastępuje się tradycyjne fotokomórki urządzeniami półprzewodnikowymi. Fotokomórki stosuje się w nauce, technice, w różnych gałęziach przemysłu, w sporcie i w życiu codziennym.

Doświadczalnie stwierdzono, że:

- ▶ **liczba fotoelektronów** emitowanych w jednostce czasu **zależy od natężenia promieniowania** padającego na fotokatodę;
- ▶ **energia kinetyczna fotoelektronów** **zależy od częstotliwości promieniowania** wywołującego efekt fotoelektryczny;
- ▶ **energia kinetyczna fotoelektronów** **nie zależy od natężenia promieniowania** padającego na fotokatodę.

Prawa fizyki znane pod koniec XIX wieku nie pozwalały na wytłumaczenie zjawiska fotoelektrycznego i wyjaśnienie wszystkich stwierdzonych doświadczalnie faktów.

Max Planck wprowadził pojęcie kwantu „porcji” energii i sformułował hipotezę, że **promieniowanie elektromagnetyczne przenosi energię kwantami**.

Albert Einstein przyjął założenie, że **światło jest wiązką fotonów**, i opisał zjawisko fotoelektryczne równaniem:

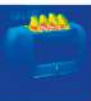
$$h\nu = W + E_{k\max}$$

energia fotonu = praca wyjścia + energia kinetyczna fotoelektronu

Masa fotonu jest równa zeru, energia $E = h\nu$, a pęd ma wartość $p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$. Fotony poruszają się w próżni z szybkością światła $c \approx 3 \cdot 10^8$ m/s.

Współczynnik $h \approx 6,63 \cdot 10^{-34}$ J · s nazywamy **stałą Plancka**.

Światło ma naturę dualną, korpuskularno-falową (kwantowo-falową), gdyż w niektórych zjawiskach zachowuje się jak fala, a w innych – jak wiązka fotonów.



Promieniowanie ciała. Widma

Wszystkie ciała są źródłem promieniowania termicznego.

Ciała stałe i ciecze w bardzo wysokich temperaturach świecą **światłem białym**. **Widmo wysyłanego przez nie promieniowania jest widmem ciągłym** światła białego.

Ciało, które całkowicie pochłania padające na nie promieniowanie, nazywamy **ciałem doskonale czarnym**.

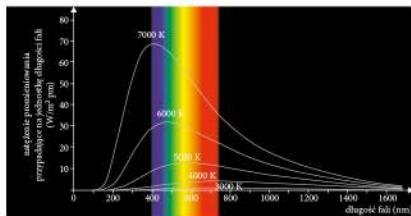
Całkowita energia promieniowania elektromagnetycznego emitowana przez ciało w jednostce czasu jest wprost proporcjonalna do pola powierzchni ciała i do czwartej potęgi jego temperatury bezwzględnej oraz zależy od rodzaju powierzchni.

W przypadku ciała doskonale czarnego natężenie tego promieniowania opisuje **prawo Stefana-Boltzmanna**:

$$I = \sigma T^4$$

(gdzie współczynnik proporcjonalności $\sigma \approx 5,7 \cdot 10^{-8} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}^4}$ zwany jest stałą Stefana-Boltzmanna).

Im wyższa temperatura ciała, tym mniejsza długość fali odpowiadająca maksimum natężenia promieniowania.





Związek ten jest opisany **prawem Wiena**:

$$\lambda_{\max} \sim \frac{1}{T}$$

Emisję i absorpcję promieniowania elektromagnetycznego oraz prawa rządzące tymi zjawiskami można opisać tylko przy założeniu, że **promieniowanie elektromagnetyczne przenosi energię kwantami**.

Pobudzone do świecenia **jednoatomowe gazy i pary pierwiastków** emitują **promieniowanie o widmie liniowym**.

Nie ma dwóch różnych pierwiastków, których widma byłyby jednakowe. Fakt ten jest podstawą analizy widmowej. Do obserwacji i badania widm służą **spektroskopy i spektrometry**.

Ze względu na sposób powstawania dzielimy widma na emisyjne i absorpcyjne.

- ▶ Widma promieniowania wysyłanego przez ciała pobudzone do świecenia nazywamy widmami emisyjnymi.
- ▶ Widma, które powstają w wyniku zaabsorbowania z promieniowania o widmie ciągłym fal o długościach charakterystycznych dla danego pierwiastka, nazywamy widmami absorpcyjnymi.



Model Bohra budowy atomu wodoru

Doświadczenie Rutherforda potwierdziło, że atomy mają jądra atomowe o dodatnim ładunku, niewielkiej objętości i masie prawie równej masie całego atomu; elektrony o łącznym ładunku kompensującym dodatni ładunek jądra znajdują się w pozostałej objętości atomu; średnica jądra jest ok. 10^5 razy mniejsza od średnicy atomu.

Niels Bohr zaproponował planetarny model atomu wodoru.

W modelu atomu wodoru Bohra **promienie orbit i energia elektronu są skwantowane**.

- ▶ Elektron może krążyć w atomie wodoru tylko po orbicie o promieniu:

$$r_n = n^2 r_1$$

gdzie $n = 1, 2, 3, \dots$, a $r_1 \approx 5,3 \cdot 10^{-11}$ m jest promieniem pierwszej orbity.

- ▶ Energia atomu wodoru, w którym elektron znajduje się na orbicie n , wyraża się wzorem:

$$E_n = -\frac{1}{n^2} A$$

gdzie $n = 1, 2, 3, \dots$ jest numerem orbity, a stała $A \approx 2,2 \cdot 10^{-18}$ J $\approx 13,6$ eV.

- ▶ Elektron w atomie może przeskoczyć z orbity o mniejszym promieniu na orbitę o większym promieniu, jeśli pochłonie odpowiednią porcję energii.
- ▶ Przeskokowi elektronu z orbity o większym promieniu na orbitę o mniejszym promieniu towarzyszy wysłanie odpowiedniej porcji energii.
- ▶ Atom pochłania lub wysyła porcję energii jako foton promieniowania elektromagnetycznego o energii:

$$h\nu = A \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

gdzie n i k oznaczają numery orbit, między którymi następuje przeskok elektronu ($n > k$).

Model Bohra pozwolił wyjaśnić:

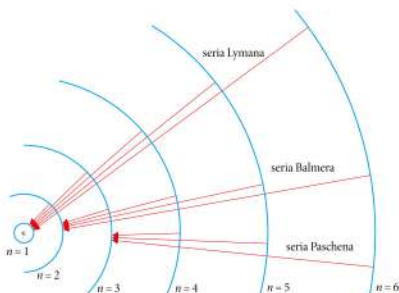
- ▶ dlaczego widmo promieniowania wodoru (i innych pierwiastków) jest liniowe;
- ▶ jak powstają serie widmowe.

Widmo promieniowania wodoru jest liniowe, ponieważ podczas powrotu atomów ze stanu wzbudzonego do podstawowego następuje emisja fotonów o ściśle określonej energii. Wysyłane promieniowanie ma więc ściśle określone częstotliwości i długości fali. Każdej linii w widmie dowolnego pierwiastka odpowiada wyemitowanie przez atomy tego pierwiastka fotonów o ściśle określonej energii.

Linie widmowe tworzą serie. Linie danej serii odpowiadają przeskokom elektronów w atomach z dalszych orbit na bliższe jądra orbity o takim samym promieniu (takim samym numerze).

Wszystkie serie dla wodoru opisuje matematycznie **wzór Rydberga**:

$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$



Wszystkie linie serii Lymana znajdują się w nadfiolecie, linie serii Balmera – w nadfiolecie i widzialnej części widma, a linie serii Paschena – w podczerwini.



Podczas emisji i absorpcji fotonu zachowane są nie tylko całkowita energia, ale i pęd układu atom-foton. Zgodnie z zasadą zachowania pędu atom, który emituje foton o pędzie $\vec{p}_f$, musi (w układzie odniesienia, w którym spoczywał) uzyskać pęd $\vec{p}_a$ taki, żeby $\vec{p}_f + \vec{p}_a = \vec{0} \Rightarrow \vec{p}_a = -\vec{p}_f$. Wobec tego **emisji fotonu towarzyszy odrzut atomu**.



Promieniowanie rentgenowskie

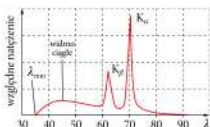
Promieniowanie X (rentgenowskie) ma następujące cechy:

- ▶ jest niewidzialne;
- ▶ rozchodzi się prostoliniowo;
- ▶ powoduje fluorescencję szkła;
- ▶ zaczernia kliszę fotograficzną;
- ▶ jonizuje gazy;
- ▶ przenika przez szkło i wiele substancji nieprzezroczystych dla światła;
- ▶ nie ulega odchyleniu ani w polu elektrycznym, ani magnetycznym;
- ▶ jest w różnym stopniu pochłaniane przez różne substancje; im większa liczba atomów pierwiastka, tym silniejsze pochłanianie.

Widmo promieniowania rentgenowskiego składa się z:

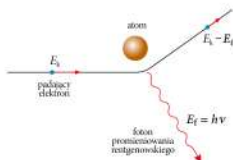
- ▶ **widma ciągłego** o krótkofalowej granicy $\lambda_{\min}$, której wartość zależy tylko od napięcia między katodą i anodą;
- ▶ **widma charakterystycznego** złożonego z linii odpowiadających promieniowaniu o ściśle określonej długości fali, zależnej jedynie od rodzaju materiału, z którego zrobiono anodę.

Dla $\lambda < \lambda_{\min}$ natężenie promieniowania jest równe zero.



Dwa różne rodzaje widma promieniowania X świadczą o dwóch różnych mechanizmach powstawania tego promieniowania.

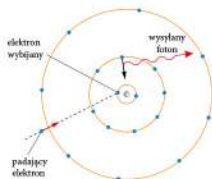
- ▶ **Promieniowanie o widmie ciągłym** powstaje w wyniku rozpraszania elektronu na atomie anody, podczas którego energia stracona przez elektron jest emitowana w postaci fotonu.



Elektron może stracić całą energię na skutek kolejnych zderzeń lub jednorazowo. Fotonom o największej energii odpowiada krótkofalowa granica ciągłego widma promieniowania hamowania:

$$h\nu_{\max} = E_k \Rightarrow \lambda_{\min} = \frac{hc}{eU}$$

- **Promieniowanie o widmie charakterystycznym** powstaje podczas powrotu wzbudzonych (w wyniku wybicia elektronu z powłoki bliskiej jądra) atomów anody do stanu podstawowego. Powrotem towarzyszy emisja promieniowania w postaci fotonów o ściśle określonych energiach.



Promieniowanie X ulega dyfrakcji i interferencji w wyniku:

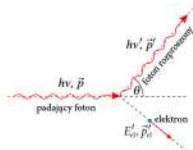
- przejścia przez kryształy odgrywające rolę siatki dyfrakcyjnej o szczelinach szerokości nanometrów;
- rozproszenia na kryształach.

Maksymalne wzmocnienie promieni odbitych od wszystkich płaszczyzn kryształu następuje wtedy, gdy różnica dróg sąsiednich promieni jest całkowitą wielokrotnością długości fali, czyli:

$$n\lambda = 2d \sin \alpha_n \quad (\text{wzór Bragga})$$

gdzie: α_n to kąt odbłyску, dla którego występuje maksimum natężenia promieniowania (n -tego rzędu), d – odległość sąsiednich płaszczyzn krystalograficznych (stała sieci krystalicznej), λ – długość fali promieniowania rentgenowskiego.

W widmie promieniowania rentgenowskiego o długości fali λ , rozproszonego na graficie pod kątami różnymi od zera, zaobserwowano (oprócz promieniowania o długości fali λ) promieniowanie o długości fali $\lambda' > \lambda$. Zjawisko to nazywamy **efektem Comptona**. Oddziaływanie promieniowania X z grafitem można opisać jako sprężyste zderzenia fotonów z bardzo słabo związanymi (swobodnymi) elektronami atomów grafitu z zewnętrznych powłok atomowych.



Podczas tych zderzeń foton przekazuje część energii elektronowi, więc energia fotonu po zderzeniu:

$$h\nu' < h\nu \Rightarrow \frac{c}{\lambda'} < \frac{c}{\lambda} \Rightarrow \lambda' > \lambda$$

W zjawisku dyfrakcji i interferencji promienie X przejawiają naturę falową, a w zjawisku Comptona promienie X przejawiają naturę korpuskularną.

Światło i promieniowanie X mają naturę dualną, korpuskularno-falową.



Fale materii

Hipoteza de Broglie'a

Dualizm korpuskularno-falowy jest w przyrodzie powszechny. W pewnych warunkach strumień cząstek materialnych może przejawiać właściwości falowe, a związek między wartością pędu cząstki i długością opisującej ją fali jest taki sam jak (potwierdzony doświadczalnie) związek między wartością pędu fotonu i długością fali promieniowania elektromagnetycznego:

$$p = \frac{h}{\lambda}$$

Długość fali przypisanej cząstce o masie m poruszającej się z szybkością v :

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv}$$

Dla obiektów makroskopowych długość fal materii jest o wiele rzędów wielkości mniejsza od średnicy atomu, więc nie można zaobserwować ich dyfrakcji i interferencji.

Dla obiektów mikroskopowych (np. elektronu o energii rzędu 10 eV) długość fal materii jest rzędu średnicy atomu i odległości między sąsiednimi atomami ciała stałego. Dzięki temu właściwości falowe cząstek mogą być obserwowane w doświadczeniach.

Falowe właściwości cząstek potwierdzono doświadczalnie.

- ▶ Wiązki elektronów rozproszone na kryształach ulegają dyfrakcji.
- ▶ Wiązki elektronów przechodzące przez cienkie folie metalowe i celuloidowe interferują i tworzą pierścienie interferencyjne.
- ▶ We współczesnych eksperymentach zarejestrowano obrazy interferencyjne uzyskane w wyniku przepuszczania elektronów „jeden po drugim” przez układ dwóch szczelin. Wraz ze wzrostem liczby elektronów (od kilku do kilkudziesięciu tysięcy) prążki interferencyjne stają się coraz lepiej widoczne.

Falowe właściwości cząstek znalazły zastosowanie w badaniach struktur krystalicznych. Zjawisko dyfrakcji elektronów wykorzystuje się także w mikroskopach elektronowych.



1. W celu wyznaczenia długości fali światła laserowego uczniowie użyli siatki dyfrakcyjnej posiadającej 200 rys na jednym milimetrze. Po oświetleniu siatki prostopadłą do niej wiązką światła na płaskim ekranie, ustawionym równolegle za siatką, powstał obraz interferencyjny. Odległość ekranu od siatki dyfrakcyjnej wynosiła 2 m, a odległość między prążkami pierwszego rzędu była równa 49,2 cm.

1.1. Oblicz stałą siatki dyfrakcyjnej użytej przez uczniów.

1.2. Oblicz kąt ugięcia promieni tworzących na ekranie prążek pierwszego rzędu.

1.3. Oblicz długość fali światła laserowego, którym uczniowie oświetlili siatkę dyfrakcyjną.

1.4. Oblicz maksymalną liczbę prążków, które powstałyby w opisanym doświadczeniu, gdyby ekran był nieskończenie duży.

1.5. Ustal i napisz, jak zmieniłby się obraz interferencyjny, gdyby uczniowie użyli:

I. światła laserowego o większej długości fali;

II. siatki dyfrakcyjnej o większej liczbie rys na 1 mm.

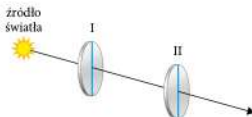
Powołaj się na odpowiednie związki między wielkościami fizycznymi oraz przedstaw tok rozumowania uzasadniający twoje stwierdzenie.

1.6. Uzupełnij zdanie. Wybierz stwierdzenie A, B albo C oraz jego uzasadnienie 1, 2 lub 3.

Gdyby uczniowie przeprowadzili to doświadczenie po całkowitym zanurzeniu siatki i ekranu w wodzie, to odległość pomiędzy prążkami pierwszego rzędu na ekranie

A.	nie uległaby zmianie,	ponieważ	1.	długość fali światła laserowego jest taka sama w powietrzu i w wodzie.
B.	wzrosłaby,		2.	długość fali światła laserowego w wodzie jest mniejsza niż w powietrzu.
C.	zmaląaby,		3.	długość fali światła laserowego w wodzie jest większa niż w powietrzu.

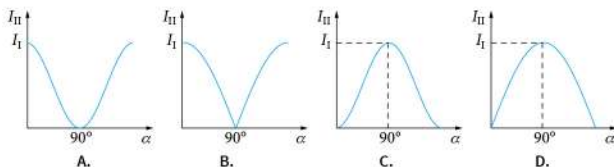
2. Na dwa polaryzatory ustawione w wspólnej osi tak, że kierunki ich polaryzacji są do siebie równoległe (rys. 1), pada prostopadłe wiązka światła niespolaryzowanego. Natężenie światła po przejściu przez polaryzator I jest równe I_1 . Zakładamy, że polaryzatory nie pochłaniają światła.



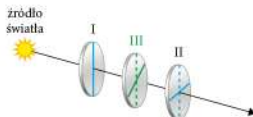
Rys. 1

Polaryzator II obracamy wokół osi zgodnie z ruchem wskazówek zegara.

2.1. Wskaż rysunek poprawnie przedstawiający wykres zależności natężenia I_{II} światła, które przeszło przez polaryzator II, od kąta α , o jaki obrócono ten polaryzator.



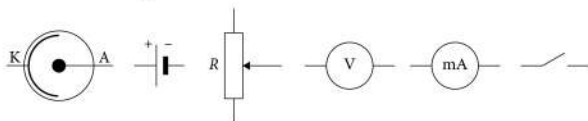
2.2. Polaryzator II skrzyżowano z polaryzatorem I. Pomiedzy te polaryzatory wstawiono polaryzator III tak, że kierunek polaryzacji wstawionego polaryzatora tworzy kąt φ z kierunkiem polaryzacji polaryzatora I (rys. 2).



Rys. 2

Wykaż, że natężenie światła, które przejdzie przez układ tych polaryzatorów, będzie największe dla $\varphi = 45^\circ$, a najmniejsze – dla $\varphi = 0^\circ$ i $\varphi = 90^\circ$. Powołaj się na odpowiednie prawo i wykonaj niezbędne obliczenia.

3. W celu zbadania zjawiska fotoelektrycznego zewnętrzny uczniowie przygotowali fotokomórkę, źródło napięcia, potencjometr, woltomierz, miliamperomierz, wyłącznik (symbole tych urządzeń przedstawiono poniżej) oraz przewody połączeniowe, źródło światła i lampę UV.



3.1. Narysuj schemat obwodu elektrycznego, który powinni zbudować uczniowie w celu wyznaczenia zależności natężenia I prądu płynącego przez fotokomórkę od napięcia U między anodą A i katodą K fotokomórki.

3.2. Przepisz poniższe zdanie do zeszytu. Wybierz właściwe określenia spośród podanych w nawiasach, tak aby zdanie było prawdziwe.

Zjawisko fotoelektryczne zewnętrzne polega na emisji elektronów (tylko z wnętrza metalu / tylko z powierzchni metalu / z wnętrza lub z powierzchni metalu) pod wpływem (wyłącznie światła widzialnego / wyłącznie promieniowania ultrafioletowego / promieniowania elektromagnetycznego o odpowiedniej długości fali).

3.3. Oceń prawdziwość poniższych zdań. Wskaż P, jeśli zdanie jest prawdziwe, albo F, jeśli jest fałszywe.

1.	Liczba elektronów wyemitowanych z płytki cezu pod wpływem promieniowania ultrafioletowego o natężeniu I jest większa od liczby elektronów wyemitowanych z tej płytki pod wpływem światła fioletowego o takim samym natężeniu.	P	F
2.	Natężenie prądu nasycenia płynącego w obwodzie fotokomórki jest wprost proporcjonalne do natężenia promieniowania padającego na katodę tej fotokomórki.	P	F
3.	Maksymalna energia kinetyczna elektronów emitowanych z katody fotokomórki jest liniową funkcją częstotliwości promieniowania wywołującego zjawisko fotoelektryczne.	P	F
4.	Jeśli znamy napięcie hamujące, przy którym natężenie prądu w obwodzie fotokomórki jest równe zero, możemy obliczyć maksymalną energię kinetyczną fotoelektronów z równania $E_{k\max} = e \cdot U_h $.	P	F

3.4. Na wykresie przedstawiono zależność energii kinetycznej $E_{k\max}$ najszybszych elektronów od częstotliwości promieniowania ν wywołującego zjawisko fotoelektryczne dla dwóch metali I i II.

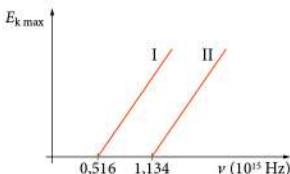


Tabela prac wyjścia wybranych metali

Metal	Praca wyjścia (10^{-19} J)
cezu	3,42
lit	5,28
srebro	7,52
nikiel	8,01
platyna	8,85

Wykonaj odpowiednie obliczenia, skorzystaj z podanej tabeli i zapisz nazwy metali I i II.

3.5. Oblicz $E_{k\max}$ elektronów wyemitowanych z płytki srebra, na którą pada promieniowanie ultrafioletowe o częstotliwości $1,21 \cdot 10^{15}$ Hz.

3.6. Aby obliczyć stałą Plancka, można skorzystać z wyników pomiarów przeprowadzonych za pomocą zestawu do badania zjawiska fotoelektrycznego. W tym celu należy oświetlić fotokomórkę kolejno promieniowaniem o znanych długościach fal (λ_1 i λ_2) i zmierzyć napięcia hamowania (U_1 i U_2) w obu przypadkach.

Wyprowadź wzór pozwalający obliczyć stałą Plancka h za pomocą: λ_1 , λ_2 , $|U_1|$, $|U_2|$ ($|U_1| > |U_2|$).

3.7. Stała Plancka wyrażona za pomocą jednostek SI:

$$h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$$

Wyraż stałą Plancka w eV · s.

4. Zgodnie z teorią Bohra elektron w atomie wodoru może poruszać się tylko po takich orbitach, dla których wartość momentu pędu mvr elektronu względem środka orbity o promieniu r jest równa całkowitej wielokrotności stałej Plancka h podzielonej przez 2π .

$$mvr = n \frac{h}{2\pi}$$

gdzie $n = 1, 2, 3, \dots$

4.1. Na podstawie powyższego postulatu i faktu, że siła wzajemnego oddziaływania elektronu i protonu jest siłą dośrodkową, wykaż, że promień dozwolonej orbity w atomie wodoru wyraża się wzorem:

$$r_n = n^2 r_1$$

4.2. Model atomu wodoru zaproponowany przez Bohra nazywany jest modelem planetarnym.

Wyjaśnij, dlaczego taka nazwa jest uzasadniona.

4.3. Wykaż, że promienie dozwolonych, kolejnych orbit w atomie wodoru spełniają związek $r_1 : r_2 : r_3 \dots = 1 : 4 : 9 \dots$.

4.4. Oblicz szybkość elektronu w atomie wodoru w stanie podstawowym.

4.5. Atomy wodoru w stanie podstawowym oświetlono światłem o częstotliwości:

$$\frac{15 \cdot A}{16 \cdot h}$$

gdzie A jest wartością bezwzględną energii atomu wodoru w stanie podstawowym, a h – stałą Plancka.

Przerysuj rysunek do zeszytu. Na osi pionowej zaznacz (wyrażoną poprzez A) energię podstawowego poziomu energetycznego w atomie wodoru oraz energię, którą uzyskał atom po naświetleniu światłem o podanej częstotliwości.

4.6. Przedstaw na rysunku poziom energetyczny odpowiadający stanowi wzbudzonemu rozważanego atomu oraz wszystkie poziomy energetyczne pomiędzy tym stanem a stanem podstawowym.

4.7. Zaznacz na rysunku pionowymi strzałkami wszystkie możliwe przejścia elektronu podczas powrotu atomu do stanu podstawowego.

4.8. Podaj liczbę różnych linii w widmie promieniowania wysyłanego przez wzbudzone atomy wodoru podczas ich powrotu do stanu podstawowego.

4.9. Oblicz długość fali odpowiadającej linii widmowej otrzymanej w wyniku przejścia elektronów z drugiego poziomu energetycznego na pierwszy.

4.10. Oblicz wartość pędu fotonu wyemitowanego przez atom wodoru w wyniku przejścia elektronu z drugiego poziomu energetycznego na pierwszy.



5. W tabeli poniżej umieszczono cztery zdania na temat promieniowania rentgenowskiego. Przyjmij, że prędkości początkowe elektronów oderwanych od katody wynoszą zero, a w lampie rentgenowskiej panuje próżnia.

Oceń prawdziwość tych zdań. Wskaż P, jeśli zdanie jest prawdziwe, albo F, jeśli jest fałszywe.

1.	Krótkofalowa granica $\lambda_{\min}$ widma ciągłego promieniowania rentgenowskiego jest odwrotnie proporcjonalna do napięcia przyspieszającego elektrony w lampie.	P	F
2.	Warunkiem powstania widma charakterystycznego jest przyłożenie odpowiednio dużego napięcia między elektrody lampy rentgenowskiej.	P	F
3.	Położenie linii w widmie promieniowania charakterystycznego zależy od rodzaju pierwiastka, z którego wykonano anodę lampy.	P	F
4.	Maksymalną energię mają kwanty promieniowania rentgenowskiego wyemitowane w wyniku takich zderzeń, w których elektrony straciły jednorazowo całą energię kinetyczną.	P	F

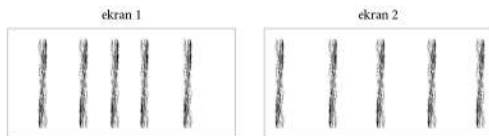
6. Najmniejsza długość fali promieniowania wytwarzanego przez lampę rentgenowską $\lambda_{\min} = 2,5 \cdot 10^{-10}$ m.

6.1. Oblicz napięcie między elektrodami tej lampy.

6.2. Oblicz wartość prędkości elektronów uderzających w anodę.

6.3. Ustal, czy promieniowanie powstające w tej lampie może być zastosowane do badania kryształu soli kuchennej, którego jony są odległe od siebie o 0,28 nm. Napisz i uzasadnij odpowiedź.

7. Na rysunku przedstawiono schematycznie obrazy utworzone na jednakowych ekranach przez wiązki elektronów, które przeszły przez dwa jednakowe kryształy umieszczone w takich samych odległościach od ekranów.



7.1. Napisz, jaką naturę przejawiają elektrony w zjawisku przedstawionym na powyższych obrazach.

7.2. Ustal i napisz, które elektrony miały większą energię kinetyczną. Powołaj się na odpowiednie prawa lub związki między wielkościami fizycznymi i przedstaw tok rozumowania uzasadniający twoje stwierdzenie.

8. Oblicz długości fal de Broglie'a dla swobodnego elektronu o energii kinetycznej 20 eV i kulki o masie 0,1 g poruszającej się z szybkością 1 m/s. Wyjaśnij, dlaczego nie można wykryć doświadczalnie fali przypisanej kulce.

9. Elektron i proton przyspieszono w tym samym polu elektrycznym od prędkości równych zero do prędkości znacznie mniejszych od prędkości światła w próżni.

Wskaż poprawne dokończenie zdania.

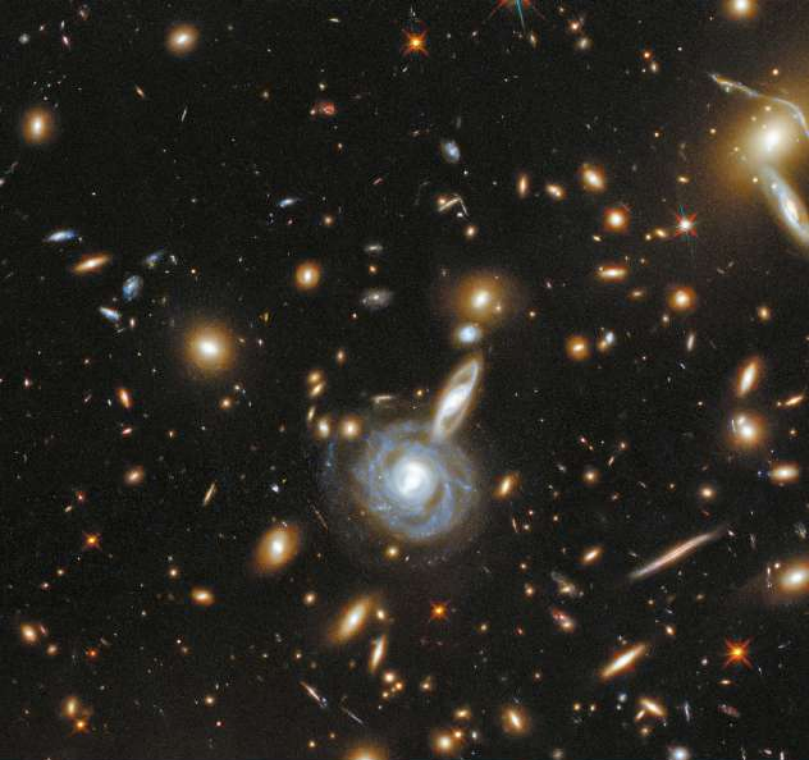
Iloraz $\frac{\lambda_{\text{elektronu}}}{\lambda_{\text{protonu}}}$ długości fal de Broglie'a odpowiadających tym cząstkom był równy

- A. $\frac{m_{\text{protonu}}}{m_{\text{elektronu}}}$ B. $\frac{m_{\text{elektronu}}}{m_{\text{protonu}}}$ C. $\sqrt{\frac{m_{\text{protonu}}}{m_{\text{elektronu}}}}$ D. $\sqrt{\frac{m_{\text{elektronu}}}{m_{\text{protonu}}}}$

10. W tabeli poniżej wymieniono kilka zjawisk fizycznych odkrytych w XIX i XX wieku.

Wskaż sposób opisu, który umożliwił wyjaśnienie tych zjawisk. Przerysuj tabelę do zeszytu i wstaw krzyżyk w odpowiednich okienkach.

	Zjawisko	Opis falowy	Opis korpuskularny (kwantowy)
1.	dyfrakcja i interferencja światła		
2.	zjawisko fotoelektryczne		
3.	dyfrakcja promieni X na kryształach		
4.	zjawisko Comptona		
5.	dyfrakcja wiązki elektronów na kryształach		



ELEMENTY SZCZEGÓLNEJ TEORII WZGLĘDNOŚCI

- Szybkość światła w różnych układach inercjalnych
- Maksymalna szybkość przekazu informacji
- Pęd relatywistyczny
- Masa i energia w fizyce relatywistycznej
- Masa i energia układu cząstek



11. Szybkość światła w różnych inercjalnych układach odniesienia

- Względność jednoczesności
- Niejednoczesność zdarzeń w układach odniesienia o szybkości względnej bliskiej c
- Postulaty Einsteina

Przypomnij sobie wzory transformacyjne Galileusza (założenie przyjmowane w kwestii upływu czasu w różnych inercjalnych układach odniesienia) i zasadę względności Galileusza.

Główne źródła **szczególnej teorii względności** tkwią w teorii elektromagnetyzmu (którą zajmuje się dział fizyki zwany elektrodynamiką), a podstawy pod nią stworzył swymi badaniami profesor fizyki teoretycznej w Lejdzie Hendrik Lorentz⁸ (czytaj: Hendrik Lorenc). Drugą osobą zasłużoną na tym polu był Henri Poincaré (czytaj: A'ri Płękare), francuski matematyk i fizyk. Jednakże kluczowe znaczenie dla całej tej dziedziny wiedzy miały rozważania Alberta Einsteina zawarte w pracy *O elektrodynamice ciał w ruchu*, opublikowanej w 1905 roku.

W podręczniku do klasy 1 zapisaliśmy wzory transformacyjne Galileusza, które wiążą ze sobą współrzędne położenia ciała w dwóch układach inercjalnych, poruszających się względem siebie ze stałą prędkością $\vec{u}$, a także opisują związki między współrzędnymi prędkości v_x i v'_x ciała w tych układach. Tam też nadmieniono, że wzory te nie są słuszne w przypadku, gdy którakolwiek z prędkości: $\vec{u}$, $\vec{v}'$ lub $\vec{u}$ ma wartość porównywalną z szybkością światła w próżni (c).

Albert Einstein zwrócił uwagę, że przy wyprowadzaniu transformacji Galileusza przyjmujemy – jako zupełnie oczywiste – założenie, że we wszystkich inercjalnych układach odniesienia czas płynie jednakowo. Przekonanie to zrodziło się na podstawie naszych codziennych doświadczeń, w których obserwujemy ruchy ciał z prędkościami o wartościach znacznie mniejszych od c . Jednak gdy chcemy porównać wyniki obserwacji dokonanych w układach poruszających się względem siebie z bardzo dużymi prędkościami, założenie to przestaje obowiązywać. W każdym z tych układów odniesienia **czas płynie inaczej**, a odstępy czasu między ustalonymi dwoma zdarzeniami są w tych układach różne.

⁸ Podał także znany ci z klasy 3 wzór na siłę Lorentza.

Dwa zdarzenia równoczesne w jednym z układów odniesienia na ogół nie są równoczesne w drugim!

W podręczniku do klasy I sformułowaliśmy także zasadę względności Galileusza, zgodnie z którą we wszystkich inercjalnych układach odniesienia obowiązują takie same prawa mechaniki. Einstein rozszerzył tę zasadę **na wszystkie zjawiska fizyczne**. Zasada ta, rozszerzona na cały świat przyrody, nosi nazwę **zasady względności Einsteina**.

Takie same prawa fizyki (a więc nie tylko mechaniki, ale także elektrodynamiki, optyki) są słuszne we wszystkich układach inercjalnych.

To jest pierwszy postulat szczególnej teorii względności.

Jeśli w różnych układach inercjalnych wszystkie zjawiska fizyczne podlegają takim samym prawom, to żaden inercjalny układ odniesienia, w którym opisujemy zjawiska, nie jest uprzywilejowany, nie jest ani „lepszy”, ani „gorszy” – wszystkie są równouprawnione (patrz zad. 1). I tak np. nie można za pomocą żadnego doświadczenia określić, czy dany układ jest w ruchu, czy spoczywa.

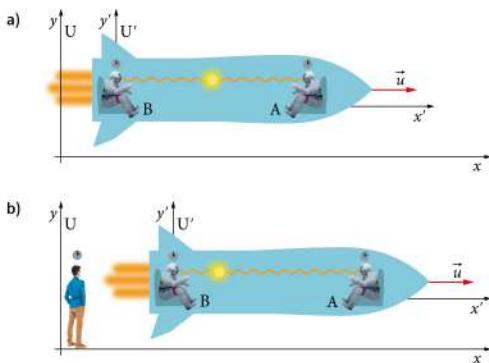
Drugim podstawowym założeniem (postulatem), na którym opiera się szczególna teoria względności, jest stwierdzenie:

Szybkość światła w próżni c jest jednakowa dla wszystkich obserwatorów niezależnie od ich ruchu – nie zależy ani od szybkości źródła, które to światło wysyła, ani od szybkości obserwatora, który tę szybkość mierzy.

Słuszność stwierdzenia Einsteina (które pierwotnie miało charakter postulatu) została wielokrotnie potwierdzona doświadczalnie ze wzrastającą dokładnością. W niezwykle precyzyjnym doświadczeniu, wykonanym w CERN (Genewa) w roku 1964, zmierzono szybkość promieniowania gamma wysyłanego przez cząstki poruszające się względem laboratorium z olbrzymią szybkością. Szybkość tego promieniowania okazała się równa c z dokładnością do 0,01%. Wobec tego treść postulatu Einsteina w czasach nam współczesnych jest faktem doświadczalnym.

Zbadajmy, jakie są skutki przyjęcia tego postulatu. Wyobraźmy sobie raketę, z którą wiążemy układ współrzędnych U' . Raketa pędzi w układzie U z prędkością u (rys. 11.1). Na początku i na końcu rakiety są umieszczeni obserwatorzy A i B, którzy mają przy sobie chodzące tak samo zegary⁹, a dokładnie w środku rakiety (w jednakowych odległościach od obserwatorów) znajduje się źródło światła, z którego równocześnie w kierunku obu obserwatorów zostają wysłane sygnały świetlne. Do obu obserwatorów sygnały docierają równocześnie, co stwierdzają na swoich zegarach.

⁹ Pominie my tu problem tzw. synchronizacji zegarów, bo nie możemy się wdawać w zbyt szczegółowe rozważania.



Rys. 11.1 W układzie U' sygnały świetlne dochodzą do A i B równocześnie (a). Obserwator w układzie U stwierdza, że sygnał do B dociera wcześniej, a do A – później (b)

A co powie obserwator w układzie U o chwilach dotarcia sygnałów do A i B?

Obserwator A oddala się od źródła, więc światło musi przebyć do niego dłuższą drogę, a skoro światło ma w układzie U taką samą szybkość jak w U' , zużyje na to więcej czasu – zatem do A dotrze później. Obserwator B zbliża się do źródła, więc światło rozchodzące się także z szybkością c ma do przebycia krótszą drogę – dotrze do B wcześniej.

Wniosek: Dwa zdarzenia zachodzące w różnych miejscach i jednocześnie w jednym, inercyjnym układzie odniesienia są niejednoczesne w innym. **Względność jednoczesności jest więc bezpośrednią konsekwencją faktu, że prędkość światła we wszystkich inercyjnych układach odniesienia ma taką samą i skończoną wartość.** Gdyby sygnały świetlne rozchodziły się z nieskończenie wielką szybkością, to światło każdą odległość przebywałoby w czasie równym zeru, a więc wszędzie dochodziłoby równocześnie.

Skoro w różnych inercyjnych układach odniesienia czas „płynie niejednakowo” (jest względny), to czas t musimy uznać za czwartą współrzędną (obok trzech współrzędnych przestrzennych x, y, z). Transformacje podające związek między czterema współrzędnymi w dwóch różnych układach inercyjnych noszą nazwę transformacji Lorentza. Nie będziemy ich tutaj wypisywać, podkreślimy jedynie, że czas z trzema współrzędnymi przestrzennymi tworzy czterowymiarową **czasoprzestrzeń**, która jest wypełniona zdarzeniami. **Każde zdarzenie jest w czasoprzestrzeni punktem opisanym przez trzy współrzędne położenia (x, y, z) i czwartą współrzędną czasową (t).**

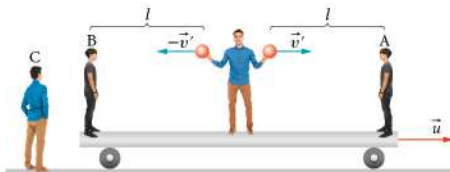
ZADANIA

1. Na dworcu kolejowym, na dwóch równoległych torach stoją dwa pociągi (rys. 11.2). Pasażer pierwszego pociągu (pan X) rozmawia przez okno z pasażerem drugiego (panem Y). W pewnej chwili pan X woła: „O, już jedziemy!”, na co pan Y odpowiada: „Nie, to my jedziemy, wy nadal stoicie”.



Rys. 11.2

- a) Zinterpretuj tę rozmowę z perspektywy zasady względności.
 - b) Wyjaśnij, co miał na myśli pan Y, gdy odpowiadał na stwierdzenie wypowiedziane przez pana X.
2. Wyjaśnij, w którym punkcie rozumowania zilustrowanego rysunkiem 11.1 zastosowaliśmy postulat Einsteina o niezależności szybkości światła od układu odniesienia.
 3. Z miejsca znajdującego się w środku wagonu pociągu (z którym wiążemy układ odniesienia U') jadącego ze stałą prędkością $\vec{u}$ wyrzucono jednocześnie poziomo dwie piłki z jednakowymi co do wartości prędkościami $\vec{v}'$ i $-\vec{v}'$ względem wagonu (rys. 11.3).



Rys. 11.3

Założmy, że $v' > u$ i że zarówno v' , jak i u są znacznie mniejsze od c . W jednakowych odległościach l od osoby wyrzucającej piłki w wagonie znajdują się dwaj obserwatorzy A i B, a w układzie U związanym z Ziemią stoi trzeci obserwator C. Skoro w układzie związanym z pociągiem każda z piłek porusza się z taką samą szybkością v' i przebywa taką samą drogę l , to piłki dotrą do obserwatorów A i B równocześnie. Wykaż na podstawie klasycznego prawa dodawania prędkości, że także według obserwatora C piłki dotrą równocześnie do obserwatorów A i B, a czasy ich ruchu w obu układach odniesienia będą równe $\frac{l}{v'}$.

12. Zjawisko Dopplera dla fal elektromagnetycznych

- Podłużny relatywistyczny efekt Dopplera
- Związek między częstotliwością fali wysyłanej i odbieranej (wzór dokładny i przybliżony)
- Względna zmiana długości fali podczas oddalania się źródła od obserwatora i zbliżania się do niego



Przypomnij sobie zjawisko Dopplera dla fal akustycznych.

Zjawisko Dopplera wykorzystujemy np. w radarze drogowym (*Radio Detection And Ranging*), służącym do oceny szybkości zbliżających się (lub oddalających) pojazdów (rys. 12.1). Urządzenie radarowe (nadajnik) wysyła wiązkę fal radiowych o pewnej częstotliwości. Wiązka ta zostaje odbita np. przez zbliżający się samochód (zmienia się przy tym jej częstotliwość) i następnie odebrana przez nadawcę. Komputer podłączony do nadajnika-odbiornika mierzy częstotliwość fali odbitej i na tej podstawie wyznacza szybkość pojazdu.



Rys. 12.1 Radarowy pomiar szybkości

W akustyce rozważaliśmy oddzielnie ruch źródła dźwięku i ruch obserwatora (odbiorcy). Ruchy te są przyczyną różnicy między częstotliwościami dźwięku wysyłanego (v) i odbieranego (v'). Gdy źródło porusza się względem ośrodka sprężystego (powietrza), w którym powstaje i rozchodzi się fala, długość fali odbieranej jest inna niż wysyłanej, a gdy odbiorca porusza się względem ośrodka, to szybkość dochodzącej do niego fali różni się od szybkości fali wysyłanej przez źródło. A zatem przyczyny występowania zjawiska nie są dokładnie takie same, inne są też związki między częstotliwościami fali wysyłanej (v) i odbieranej (v') w tych dwóch przypadkach (patrz podręcznik do klasy 3, s. 265).

Jak wiadomo, fala elektromagnetyczna to rozchodzące się z szybkością c zmiany pola elektrycznego i magnetycznego, nie jest to więc sprężysta fala mechaniczna – do jej rozchodzenia się nie jest potrzebny żaden ośrodek materialny. Dlatego w zjawisku Dopplera, które obserwujemy dla tych fal, nie ma znaczenia fakt, czy porusza się źródło czy obserwator. Ważna jest jedynie szybkość względna **źródła i odbiorcy**. Oznaczmy ją literą v . W celu wyprowadzenia dokładnego związku między częstotliwościami v i v' dla fal elektromagnetycznych musimy stosować teorię względności, bo fale te rozchodzą się z szybkością c .

Zjawisko Dopplera dla fal elektromagnetycznych związane jest z niejednoczesnością zdarzeń w różnych układach odniesienia, zatem jest to efekt relatywistyczny. Zajmiemy się tylko przypadkiem, w którym prędkości źródła i odbiorcy leżą na jednej prostej (mówimy wtedy, że szybkość względna jest szybkością radialną i mamy do czynienia z podłużnym zjawiskiem Dopplera). Nie możemy tutaj prowadzić bardzo szczegółowych rozważań, ograniczymy się więc do podania informacji, że w przypadku ruchu względnego źródła fali elektromagnetycznej i odbiorcy stosujemy wzór:

$$v' = v \sqrt{\frac{1 \pm \frac{v}{c}}{1 \mp \frac{v}{c}}} \quad (12.1)$$

w którym v jest szybkością względną odbiorcy względem źródła i może być zbliżona do c ; **znaki górne obowiązują, gdy źródło i odbiorca zbliżają się do siebie, a znaki dolne, gdy się od siebie oddalają.**

Zwykle szybkości źródła fali v_z i odbiorcy v_{od} są znacznie mniejsze od szybkości fali c i wtedy także szybkość względna v jest od niej mniejsza, czyli $\frac{v}{c} \ll 1$. Przekształcimy wzór (12.1) dla szybkości spełniających ten warunek, gdy źródło i odbiorca zbliżają się do siebie.

$$v' = v \sqrt{\frac{1 + \frac{v}{c}}{1 - \frac{v}{c}}} = v \sqrt{\frac{1 + \frac{v}{c}}{1 - \frac{v}{c}}} \cdot \frac{1 + \frac{v}{c}}{1 + \frac{v}{c}} = v \sqrt{\frac{\left(1 + \frac{v}{c}\right)^2}{1^2 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} = v \frac{1 + \frac{v}{c}}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}$$

Ponieważ $\frac{v}{c} \ll 1$, to $\left(\frac{v}{c}\right)^2 \approx 0$. Wobec tego:

$$v' \approx v \frac{1 + \frac{v}{c}}{\sqrt{1 - 0}} = v \left(1 + \frac{v}{c}\right)$$

Samodzielnie wykonaj podobne przekształcenie wzoru (12.1) dla przeciwnych znaków. Ostatecznie otrzymujemy prosty wzór przybliżony¹⁰:

$$v' \approx v \left(1 \pm \frac{v}{c}\right) \quad \text{dla} \quad \frac{v}{c} \ll 1 \quad (12.2)$$

Znak „+” we wzorze piszemy, gdy źródło i odbiorca zbliżają się do siebie, a znak „-”, gdy się oddalają.

Gdy porusza się tylko źródło, to $v = v_z$, a gdy porusza się tylko odbiorca, to $v = v_{od}$. Ważną sprawą jest właściwa interpretacja wzoru, gdy poruszają się zarówno źródło, jak i odbiorca; wówczas słowo „zbliżają się” oznacza, że odległość między źródłem i odbiorcą maleje, a „oddalają się” oznacza, że odległość między nimi rośnie, niezależnie od zwrotów prędkości.

¹⁰ Identyczny wzór przybliżony jest prawdziwy dla fal mechanicznych.

Przykład 12.1

Cztery przypadki zastosowania wzoru (12.2)

Obliczymy odbieraną częstotliwość fali w czterech przypadkach, które są przedstawione na rysunkach.



oddalanie

$$v = v_z + v_{\text{odb}}$$

więc

$$\nu' = \nu \left(1 - \frac{v_z + v_{\text{odb}}}{c} \right)$$



zbliżanie

$$v = v_z + v_{\text{odb}}$$

więc

$$\nu' = \nu \left(1 + \frac{v_z + v_{\text{odb}}}{c} \right)$$



zbliżanie

$$v = v_{\text{odb}} - v_z$$

więc

$$\nu' = \nu \left(1 + \frac{v_{\text{odb}} - v_z}{c} \right)$$



oddalanie

$$v = v_z - v_{\text{odb}}$$

więc

$$\nu' = \nu \left(1 - \frac{v_z - v_{\text{odb}}}{c} \right)$$

We wzorze (12.2) zawsze $v > 0$, bo jest to szybkość względna, czyli wartość prędkości względnej. Wobec tego ogólnie:

$$\nu' = \nu \left(1 \pm \frac{|v_z \pm v_{\text{odb}}|}{c} \right)$$

Miedzy wielkościami występującymi w liczniku jest znak „+”, gdy prędkości $\vec{v}_z$ i $\vec{v}_{\text{odb}}$ mają zwroty przeciwne, a znak „-”, gdy prędkości te mają zwroty zgodne, bo zawsze tak obliczamy szybkość względną.

W obserwacjach i pomiarach astronomicznych obserwujemy widma oddalających się galaktyk, których szybkości v_z , jakkolwiek często znacznie mniejsze od szybkości światła, są jednak nieporównywalnie większe od v_{odb} ; wtedy $v = v_z$:

$$\nu' = \nu \left(1 - \frac{v}{c} \right) = \nu \left(1 - \frac{v_z}{c} \right)$$

Jeśli posługujemy się długością fali, korzystamy zwykle z przybliżonego, ale bardzo wygodnego wzoru:

$$\frac{v}{c} \approx \frac{|\Delta\lambda|}{\lambda} \quad (12.3)$$

z którego możemy np. obliczyć szybkość oddalającej się galaktyki. Zmierzone długości fal w obserwowanych widmach galaktyki czy gwiazdy porównujemy ze znanymi długościami fal (w tabelach widm pierwiastków), względem których są one nieznacznie przesunięte – stąd znamy $\Delta\lambda$ i λ . Oczywiście wzoru (12.3) nie stosuje się do szybkości relatywistycznych (patrz zad. 2).

Gdy źródło zbliża się do odbiorcy, długość obserwowanej fali jest mniejsza od długości fali wysyłanej (w optyce przesunięcie ku fioletowi), a gdy się od niego oddala – jest większa (w optyce przesunięcie ku czerwieni).

WIEDZIEĆ WIĘCEJ

Szerokość linii widmowych wynikająca z termicznego ruchu cząsteczek

Światło, które ma ściśle określoną częstotliwość, jest światłem monochromatycznym. Jeśli światło wysyłane przez dane źródło miałoby kilka ściśle określonych częstotliwości, jego widmo miałoby postać ostrych linii.

Jednak linie obserwowane po rozszczepieniu światła emitowanego przez gazy i pary jednoatomowe nie są ostre. Jedną z przyczyn rozmycia linii jest ruch postępowy atomów, tzw. ruch termiczny. Wiesz z klasy 2, że szybkość średnia tego ruchu (w klasie 2 mówiliśmy o średniej szybkości kwadratowej) jest wprost proporcjonalna do pierwiastka z ilorazu

temperatury bezwzględnej i masy molowej pierwiastka $\left(\sqrt{\frac{3kT}{m_{\text{atom}}}} = \sqrt{\frac{3RT}{M}}\right)$. **Rozmycie**

linii widmowych jest zatem bardziej widoczne, gdy temperatura gazu jest wysoka, a masa molowa niewielka. Najkrótszą falę (o długości λ_{min}) obserwujemy, gdy wysyłające światło atomy w swym ruchu chaotycznym zbliżają się do nas z tą szybkością, a najdłuższą (o długości λ_{max}), gdy się oddalają.

Weźmy pod uwagę wodoró na powierzchni Słońca.

Gdy do wzoru podstawimy $T = 6000 \text{ K}$ i $M = 1 \text{ g/mol}$, to okaże się, że średnia szybkość atomów wodoru na powierzchni Słońca wynosi około 12 km/s , jest więc znacznie mniejsza od c .

Możemy zastosować wzór (12.3):

$$\left| \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right| \approx \frac{v}{c}$$

$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_{\text{min}}$ lub $\Delta\lambda = \lambda_{\text{max}} - \lambda$, więc za miarę szerokości linii można przyjąć $2\Delta\lambda = 2\lambda \frac{v}{c}$. Na przykład długość fali linii H_{α} w widmie wodoru jest równa $\lambda = 660 \text{ nm}$. Wówczas:

$$2\Delta\lambda \approx 2 \cdot 660 \text{ nm} \cdot \frac{12}{3 \cdot 10^8} = 0,053 \text{ nm}$$

ZADANIA

1. Źródło wysyłające ultrakrótkie fale radiowe o częstotliwości ν oraz odbiornik poruszają się tak, jak pokazano na rysunku 12.2.



Rys. 12.2

- Napisz właściwy wzór na częstotliwość ν' rejestrowaną przez odbiornik w tym przypadku.
 - Oblicz częstotliwość ν' dla następujących danych: $v_z = 0,005c$, $v_{\text{odb}} = 0,020c$, $\nu = 2,00 \cdot 10^7$ Hz.
 - Oblicz częstotliwość ν' z dokładnego wzoru. Sformułuj wniosek.
2. Źródłem pochodzących z odległego kosmosu tzw. błysków gamma, które zaobserwowano na Ziemi, może być połączenie się w jeden obiekt gwiazdy neutronowej i czarnej dziury. Załóżmy, że zmierzona na Ziemi długość fali promieniowania gamma w błyskach jest równa ok. $5 \cdot 10^{-14}$ m.
- Oblicz częstotliwość wyzwolonego w błysku promieniowania, jeśli obiekty, w których zaszedł wymieniony proces, znajdują się w galaktyce oddalającej się od nas z prędkością o wartości $0,84c$.
Ustal, czy w tym przypadku możemy korzystać z przybliżonego wzoru opisującego zjawisko Dopplera.
 - Oblicz względną zmianę długości fali wysyłanej i odbieranej w tym procesie.



13. Maksymalna szybkość przekazu informacji

- Ograniczona stosowalność mechaniki Newtona
- Maksymalna szybkość przekazu energii i informacji
- Zasada przyczynowości
- Konieczny warunek związku przyczynowego między zdarzeniami

Przypomnij sobie zjawiska i doświadczenia, z których wynika, że światło nie rozchodzi się z nieskończeniem dużą szybkością.

Z wielokrotnie przeprowadzonych doświadczeń mających na celu przyspieszenie naładowanych cząstek w polach elektrycznych wynika, że nie można im nadać dowolnie dużych prędkości. Można się spodziewać, że w przypadku, gdy cząstka o ładunku q będzie przebywała kolejne odcinki o jednakowej różnicy potencjałów ΔV , jej energia kinetyczna będzie za każdym razem wzrastać o taką samą wartość $\Delta E_k = q\Delta V$. Tak jest istotnie, ale doświadczenie pokazuje, że przyrosty szybkości cząstki na kolejnych odcinkach są coraz mniejsze. Maksymalna szybkość, jaką cząstki mogą uzyskać, zbliża się do wartości $c \approx 3 \cdot 10^8$ m/s, ale nie może jej przekroczyć! Uzyskanie szybkości c wymagałoby dostarczenia nieskończenie dużej energii.

Z faktu, że szybkość światła w próżni jest graniczną szybkością występującą w przyrodzie, wynika ważny wniosek:

Żadnej informacji (także energii) nie można przesłać z szybkością większą od szybkości światła w próżni.

W żadnym układzie odniesienia cząstka (a także ciało, obiekt) nie może mieć szybkości większej od szybkości światła w próżni. Ten zaskakujący wynik nie jest zgodny z mechaniką Newtona, z której nie wynikają żadne tego rodzaju ograniczenia. Okazuje się, że w przypadku prędkości o wartościach bliskich c prawa Newtona zawodzą. Trzeba było stworzyć nową mechanikę (stanowi ona część szczególnej teorii względności), której prawa poprawnie opisują zachowanie się ciał poruszających się z tak dużymi szybkościami. Fakt ten nie podważa całej naszej dotychczasowej wiedzy z mechaniki, wskazuje jedynie na jej ograniczoną stosowalność. Teoria względności jest bardziej ogólna – zawiera w sobie mechanikę Newtona jako szczególny przypadek, który stosuje się, gdy szybkości ciał są znacznie mniejsze od c .

WIEDZIEĆ WIĘCEJ

Szybkość względna dwóch elektronów

Rozważmy dwa elektrony pędzące naprzeciw siebie z szybkościami v_1 i v_2 , zbliżonymi do c . Z transformacji Galileusza wynika, że w układzie odniesienia jednego z elektronów drugi mógłby mieć szybkość większą od c . Jak wobec tego w teorii względności obliczyć szybkość względną w tym przypadku? Zamiast „zwyczajnie” dodawać szybkości elektronów v_1 i v_2 , musimy zastosować inny wzór:

$$v_{wzgl} = \frac{v_1 + v_2}{1 + \frac{v_1 v_2}{c^2}}$$

Znamy go pod nazwą **relatywistyczne prawo składania prędkości**.

Sprawdź, że po zastosowaniu powyższego wzoru, np. gdy $v_1 = 0,2c$ i $v_2 = 0,8c$, szybkość jednego elektronu względem drugiego nie jest równa c , lecz jest od niej mniejsza.

Gdyby prędkości elektronów były zwrócone zgodnie, znaki „+” w liczniku i mianowniku podanego wzoru należałoby zastąpić znakami „-”.

Ograniczenie związków przyczynowych

Z życia codziennego wiadomo, że każdy skutek ma swoją przyczynę. Przewrócenie szklanki z wodą spowoduje wylanie wody, a skutkiem nieprzygotowania do lekcji może być ocena negatywna. Takie zależności nazywamy **związkami przyczynowo-skutkowymi**. Oczywiście jest przy tym, że przyczyną dowolnego zjawiska może być tylko zjawisko wcześniejsze. Stwierdzenie to nazywamy **zasadą przyczynowości**.

Gdyby Słońce przestało nagle świecić (przyczyna), na Ziemi zauważylibyśmy to (skutek) dopiero mniej więcej po 8 minutach, bo takiego czasu potrzebuje światło, aby dotrzeć ze Słońca na Ziemię. To oznacza, że zmiana stanu Słońca nie wpłynęłaby na żadne zjawiska, które nastąpiłyby na Ziemi już po tej zmianie, ale przed upływem 8 minut. Wynika z tego, że:

Nie każde zjawisko wcześniejsze może wpływać na późniejsze.

Zjawisko A, które nastąpiło w chwili t w jakimś punkcie P przestrzeni, może wpływać na zjawisko, które zaszło później (w chwili $t' > t$) w jakimś innym punkcie P' przestrzeni, tylko wtedy, gdy informacja wysłana z P w chwili t mogła dojść do punktu P' do chwili t' . Po oznaczeniu odległości między punktami P i P' jako r , a szybkości przesyłania informacji jako v , widzimy, że sygnał na dojście z P do P' potrzebuje czasu r/v . Skutki zjawiska A mogą pojawić się w punkcie P' dopiero po dojściu tego sygnału, czyli w chwili t' spełniającej warunek:

$$t' - t \geq \frac{r}{v}$$

Największa szybkość, z jaką może przenosić się informacja, to c . Wobec tego najmniej czasu potrzebny do przekazania informacji to r/c , więc:

$$t' - t = \frac{r}{c}$$

Powyższe rozważania brzmią bardzo teoretycznie, ale prowadzą do różnych praktycznych wniosków. Zastanówmy się np. nad problemem oddziaływań grawitacyjnych. Jeśli odległość między ciałami zmienia się, wydaje się oczywiste, że w każdej chwili t siły działające na oba ciała należy obliczać przez podstawianie do prawa grawitacji odległości r między nimi w tej samej chwili. To „oczywiste” założenie oznacza jednak, że przyjęliśmy milcząco nieskończoną szybkość rozchodzenia się oddziaływań grawitacyjnych. Istotnie, skoro siła grawitacji działająca na ciało 1 pochodzi od ciała 2, to gdyby wartość tej siły w chwili t zależała od odległości między ciałami w tej samej chwili, oznaczałoby, że oddziaływania grawitacyjne przenoszą informację o położeniu ciała 2 natychmiast, bez żadnego opóźnienia. Szczególna teoria względności mówi, że jest to niemożliwe. Siłę należy obliczać przez wstawianie do wzoru odległości w chwili wcześniejszej. Wobec tego teorię grawitacji trzeba było zastąpić nową teorią.

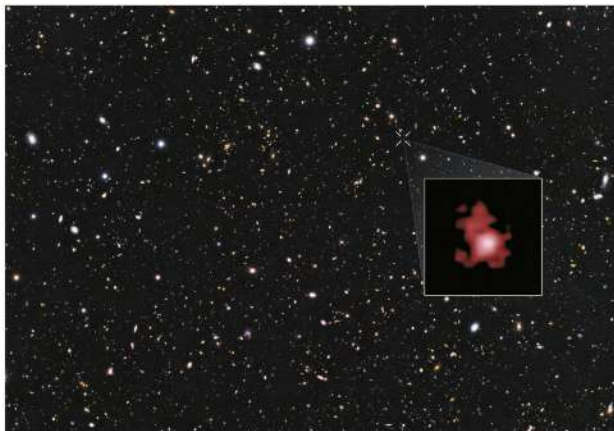
Efekty opóźnienia oddziaływań wynikającego ze skończonej wartości prędkości światła nie są widoczne w życiu codziennym, gdzie mamy do czynienia z odległościami mierzonymi w metrach. Dla takich odległości w ogóle nie ma znaczenia fakt, że szybkość światła nie jest nieskończenie wielka. Nawet odległość trzydziestu kilometrów światło przebywa w czasie ok. jednej dziesięciotysięcznej sekundy.

Już Galileusz przypuszczał, że szybkość rozchodzenia się światła jest skończona, ale stwierdził, że nie da się tego zaobserwować. Dopiero odległości astronomiczne są dostatecznie duże, aby czas przejścia sygnałów świetlnych był znaczący. Obserwacje duńskiego astronoma Ole Rømera w XVII wieku wykazały, że zaćmienia księżyców Jowisza obserwowane w chwilach, gdy Jowisz jest maksymalnie oddalony od Ziemi, zachodzą z opóźnieniem w porównaniu z zaćmieniami obserwowanymi wtedy, gdy Jowisz i Ziemia są bliżej siebie. Oznaczało to oczywiście, że obraz tych księżyców dociera do nas z opóźnieniem, więc szybkość światła jest skończona.

Efekty opisane powyżej stają się jeszcze bardziej widoczne dla odległości kosmicznych. Światło słoneczne potrzebuje kilku godzin, aby dotrzeć do najdalszych planet. Odległości między gwiazdami są znacznie większe, a odległości między skupiskami gwiazd – galaktykami – wręcz niewyobrażalnie wielkie. Posługiwanie się rokiem świetlnym jako jednostką odległości pozwala nam na automatyczne określenie, kiedy dana gwiazda lub galaktyka wysłała światło, które obecnie odbieramy na Ziemi. Odległości gwiazd w naszej Galaktyce (czyli tych, które widać gołym okiem na niebie) nie przekraczają stu tysięcy lat świetlnych. W czasie setek tysięcy lat typowe gwiazdy (podobne do Słońca) nie ulegają żadnym widocznym zmianom; ewolucja gwiazdy trwa setki milionów, a nawet miliardy lat, i w dużym stopniu zależy od masy gwiazdy. Można więc przyjąć, że

gwiazdy te widzimy takimi, jakimi są obecnie. Jednak odległości do innych galaktyk są rzędu milionów, a nawet miliardów lat świetlnych. Dlatego należy pamiętać, że obserwacje astronomiczne tych obiektów dają nam informacje o tym, jaki był ich stan przed milionami lub miliardami lat, a nie obecnie.

Najstarszą zaobserwowaną galaktyką jest GN-z11 (rys. 13.1). Wyemitowane przez nią promieniowanie dotarło do Ziemi po 13,4 miliarda lat.



Rys. 13.1 Galaktyka GN-z11

ZADANIA

1. Dwaj latarnicy posiadający zsynchronizowane zegary wysłali jednocześnie błyski świetlne. Obserwator znajdujący się na prostej łączącej latarnie zarejestrował błysk pierwszej latarni o $4 \mu\text{s}$ wcześniej. O ile powinien przesunąć się obserwator w stronę drugiej latarni, aby znaleźć się od nich w jednakowej odległości?
2. Dwie miejscowości są od siebie odległe o 300 km. W jednej z nich nastąpiło wydarzenie A, a w drugiej – o $300 \mu\text{s}$ później wydarzenie B. Czy wydarzenie B mogło być skutkiem wydarzenia A? Odpowiedź uzasadnij.



14. Pęd relatywistyczny

- Definicja pędu relatywistycznego
- Konsekwencje definicji pędu relatywistycznego
- Zwrot siły a zwrot przyspieszenia ciała w fizyce relatywistycznej

Przypomnij sobie definicję pędu ciała w mechanice klasycznej, związek siły ze zmianą pędu, wzór na siłę magnetyczną Lorentza oraz opis ruchu naładowanej cząstki w jednorodnym (i stałym) polu magnetycznym.

Druga zasada dynamiki w mechanice relatywistycznej ma postać:

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt}$$

ale nie można jej zapisać (tak jak to robiliśmy w mechanice klasycznej) dla ciała o masie m w postaci: $\vec{F} = m \frac{d\vec{v}}{dt}$. Jest tak dlatego, że pęd ciała poruszającego się z prędkością bliską prędkości światła w próżni inaczej wyraża się poprzez jego prędkość niż w przypadku małych prędkości.

Zgodnie z teorią względności **pęd relatywistyczny** definiujemy wzorem:

$$\vec{p} = \frac{m\vec{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (14.1)$$

Doświadczalnie stwierdzono, że podczas zderzeń cząstek poruszających się z bardzo dużymi prędkościami suma tak wyrażonych pędów jest zachowana. Wyrażenie:

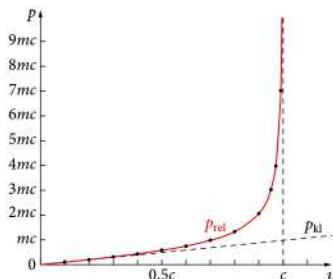
$$\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

oznaczane jest tradycyjnie literą γ i nosi nazwę **czynnika Lorentza**. Będzie ono często występowało w dalszych wzorach. Po zastosowaniu tego symbolu możemy pęd relatywistyczny zapisać w zgrabniejszej formie:

$$\vec{p} = \gamma m \vec{v}$$

Ze wzoru (14.1) wynika, że wartość pędu ciała rośnie znacznie szybciej ze wzrostem jego szybkości, niż wynika to ze wzoru $p = mv$, a w dodatku rośnie nieliniowo – licznik rośnie wprost proporcjonalnie do v , a mianownik (w miarę zbliżania się v do c) maleje

do zera. Na rysunku 14.1 przedstawiono zależność $p(v)$ dla ciała, którego szybkości są zawarte w przedziale $0 \leq v < c$. **Wartość relatywistycznego pędu wzrasta asymptotycznie do nieskończoności wraz ze zbliżaniem się szybkości ciała do szybkości c .** Linia przerywaną zaznaczono wartości pędu klasycznego, który rósłby liniowo ze wzrostem szybkości. Zarówno z wykresu, jak i ze wzoru wynika, że dla $v \ll c$ pęd relatywistyczny przechodzi w znaną zależność $\vec{p} = m\vec{v}$, bo im $\frac{v}{c}$ jest bliższe 0, tym γ jest bliższe 1. Na przykład nawet dla szybkości $v = 0,3c$ można z dobrym przybliżeniem stosować prawa dynamiki Newtona (patrz zad. 3).



Rys. 14.1 Zależność wartości pędu relatywistycznego od szybkości ciała

Wróćmy do związku siły działającej na ciało z szybkością zmiany jego pędu. Dokładne obliczenia wymagają zastosowania rachunku różniczkowego, tzn. obliczenia pochodnej iloczynu $\gamma m\vec{v}$, w którym γ i $\vec{v}$ są funkcjami czasu.

$$\vec{F} = \frac{d}{dt}(\gamma m\vec{v}) = m\gamma \frac{d\vec{v}}{dt} + m\vec{v} \frac{d\gamma}{dt} = m\gamma \vec{a} + m \frac{d\gamma}{dt} \vec{v}$$

Z ostatniego wzoru wynika, że w dynamice relatywistycznej **zwrot siły na ogół nie jest zgodny ze zwrotem przyspieszenia ciała** – siła może mieć także składową zgodną ze zwrotem prędkości, a zatem zwrot przyspieszenia ciała nie musi być zgodny ze zwrotem siły wypadkowej. Można wykazać, że siła i przyspieszenie mają zgodne zwroty w dwóch przypadkach: gdy $\vec{F} \parallel \vec{v}$ i gdy $\vec{F} \perp \vec{v}$.

Przykład 14.1

Ruch relatywistycznej naładowanej cząstki w polu magnetycznym

Rozważmy ruch po okręgu relatywistycznej cząstki naładowanej ładunkiem q , wyrzuconej z prędkością $\vec{v}$ wewnątrz jednorodnego stałego pola magnetycznego o indukcji $\vec{B}$, prostopadłe do linii pola. Wiadomo, że siła magnetyczna ($\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}$) jest prostopadła do $\vec{v}$, a taka siła nie zmienia wartości prędkości, zmienia tylko jej kierunek. Wówczas czynnik Lorentza γ nie zmienia się z czasem, zatem możemy napisać:

$$\vec{F} = \frac{d(\gamma m \vec{v})}{dt} = \gamma m \frac{d\vec{v}}{dt} = \gamma m \vec{a}$$

Z ostatniego wzoru wynika, że kierunki i zwroty siły oraz nadawanego przez nią przyspieszenia są jednakowe. Oczywiście siła w tym ruchu jest siłą dośrodkową, a przyspieszenie jest przyspieszeniem dośrodkowym.

$$\gamma m \frac{v^2}{r} = qvB$$

Stąd promień zakreślanego okręgu:

$$r = \gamma \frac{mv}{qB}$$

a okres obiegu:

$$T = \gamma \frac{2\pi m}{qB}$$

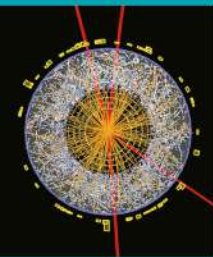
Zauważmy, że okres obiegu relatywistycznej cząstki przyspieszanej w cyklotronie rośnie wraz ze wzrostem jej prędkości. W związku ze zmianą tego okresu buduje się synchrociklotrony (z polem elektrycznym o modulowanej częstotliwości w miarę wzrostu szybkości cząstek, a więc wydłużania się okresu) i synchrotrony (z rosnącą wartością indukcji pola magnetycznego).

ZADANIA

1. Zinterpretuj wykres na rysunku 14.1, tzn. odpowiedz na pytanie:
Co można powiedzieć o przyrostach wartości pędu Δp ciała, które następują dla takich samych przyrostów szybkości Δv , gdy $v \rightarrow c$?
2. Dla ciała o masie m sporządź tabelę wartości pędu klasycznego ($p_{kl} = mv$) i pędu relatywistycznego ($p_{rel} = \gamma mv$) dla szybkości: $0,10c$, $0,20c$, ..., $0,90c$ oraz dla $0,95c$, $0,97c$ i $0,99c$. Współczynniki liczbowe w wyrażeniach na wartości pędu relatywistycznego oblicz z dokładnością do czterech miejsc po przecinku.
3. Dla $v = 0,30c$ oblicz błąd względny popełniany, jeśli zastosuje się wzór $p = mv$ zamiast wzoru $p = \gamma mv$. Wynik podaj w zaokrągleniu do dwóch cyfr znaczących.
- *4. Jeśli na ciało działa stała siła $\vec{F} = \frac{\Delta \vec{p}}{\Delta t}$, to w jednakowych odstępach czasu przyrosty pędu ciała są jednakowe. Załóżmy, że w chwili $t_0 = 0$ szybkość ciała $v_0 = 0$ (a więc także $p_0 = 0$), zatem możemy napisać:

$$F = \frac{\Delta p}{\Delta t} = \frac{p}{t} \quad \text{czyli} \quad F = \frac{1}{t} \cdot \frac{mv}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

- a) Zbadaj, jaką funkcją czasu jest wtedy szybkość ciała; pamiętaj, że $v(t) > 0$. Po wyprowadzeniu wzoru $v(t)$ pomnóż licznik i mianownik otrzymanego wyrażenia przez $\frac{c}{t}$ ($t \neq 0$) i oblicz granicę, do której dąży $v(t)$, gdy czas działania siły nieograniczenie wzrasta. Czy dziwi cię otrzymany wynik?
- b) Naskicuj wykres funkcji $v(t)$ i na jego podstawie odpowiedz na pytanie:
Czy przyspieszenie ciała, na które działa stała siła, jest stałe?



15. Masa i energia w fizyce relatywistycznej

- Energia kinetyczna ciała w mechanice relatywistycznej
- Energia spoczynkowa
- Energia całkowita cząstki swobodnej
- Równoważność masy i energii spoczynkowej cząstki (interpretacja wzoru $E_s = mc^2$)

Przypomnij sobie, jak określamy zmianę energii kinetycznej, jak obliczamy energię kinetyczną w mechanice klasycznej i co rozumiemy tam przez energię całkowitą podczas stosowania zasady zachowania energii.

Energia kinetyczna

Podobnie jak w fizyce klasycznej zmiana energii kinetycznej ciała o masie m jest równa pracy siły wypadkowej działającej na to ciało. Dla stałej siły wypadkowej $\vec{F}$:

$$\Delta E_k = \vec{F} \cdot \Delta \vec{r}$$

gdzie $\Delta \vec{r}$ to przemieszczenie, podczas którego została wykonana praca. Na podstawie tej definicji w klasie I wyprowadziliśmy wzory:

$$\Delta E_k = \frac{m}{2} (v^2 - v_0^2)$$

$$E_k = \frac{mv^2}{2}$$

Taka sama idea leży u podstaw wyprowadzenia wzoru na energię kinetyczną w fizyce relatywistycznej. Tutaj z tego wyprowadzenia musimy jednak zrezygnować, gdyż potrzebne przekształcenia wymagałyby całkowania. Zauważymy tylko, że korzysta się w nim z relatywistycznej definicji pędu, wobec czego niewątpliwie **relatywistyczny wzór na energię kinetyczną** będzie się różnił od klasycznego.

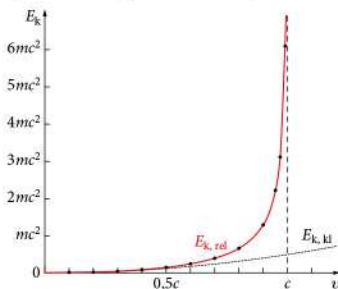
Ostatecznie wzór ten ma postać:

$$E_k = (\gamma - 1)mc^2$$

(15.1)

Widać, że zależność $E_k(v)$ jest bardziej skomplikowana niż w mechanice Newtona. Przedstawiono ją na rysunku 15.1. Z wykresu można odczytać, że gdy stosujemy wzór klasyczny dla $v < 0,4c$, popełniamy niewielki błąd (dla $v = 0,4c$ różnica wynosi ok. 14%). Jednak dla szybkości większych od $0,5c$ relatywistyczna energia kinetyczna ciała coraz gwałtowniej wzrasta przy wzroście jego szybkości: gdy v dąży do c , E_k rośnie

do nieskończoności. Łatwo sprawdzić, że gdy v wzrośnie od $0,4c$ do $0,8c$ (dwa razy), to jego energia kinetyczna wzrośnie ponad siedem razy!



Rys. 15.1 Wykres zależności $E_k(v)$ w przedziale $0 \leq v < c$; linia przerywana to klasyczna energia kinetyczna

WIEDZIEĆ WIĘCEJ

Wzór relatywistyczny a wzór klasyczny

Aby pokazać, że dla $v \ll c$ wzór (15.1) przechodzi w znany z fizyki klasycznej wzór

$E_k = \frac{mv^2}{2}$, posłużymy się pożytecznym przybliżeniem, słusznym dla $x \ll 1$:

$$(1+x)^k \approx 1+kx$$

Wobec tego dla $\frac{v^2}{c^2} \ll 1$:

$$\gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}} \approx 1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{v^2}{c^2}$$

Wówczas energię kinetyczną możemy zapisać jako:

$$E_k = (\gamma - 1)mc^2 \approx \left(1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{v^2}{c^2} - 1\right)mc^2 = \frac{mv^2}{2}$$

Energia spoczynkowa i energia całkowita cząstki swobodnej

Ciałem swobodnym (lub cząstką swobodną) będziemy nazywać ciało, które nie oddziałuje z żadnym innym ciałem, tzn. nie znajduje się w żadnym polu sił, nie ma więc energii potencjalnej.

Zgodnie ze szczególną teorią względności ciało swobodne o masie m , które spoczywa w danym układzie odniesienia, **ma energię różną od zera**. Energia ta nosi nazwę **energii spoczynkowej** i wyraża się wzorem:

$$E_s = mc^2$$

(15.2)

Energia spoczynkowa charakteryzuje cząstkę w tym znaczeniu, że zależy od jej **masy, która jest taka sama w każdym układzie odniesienia**. Mówimy, że masa m ciała jest niezmiennikiem relatywistycznym, tak jak jego ładunek. Energia spoczynkowa stanowi całkowitą energię wewnętrzną ciała, sumę wszystkich jej składników, które znamy (patrz przykład 16.3) i których – być może – jeszcze nie znamy.

O tym, czy i kiedy energia spoczynkowa ciała (a zatem i jego masa) może się zmieniać, powiemy w dalszej części tego rozdziału.

Jeśli ciało w danym układzie odniesienia się porusza (jego prędkość i pęd są różne od zera), to posiada także energię kinetyczną i wówczas jego **całkowita energia** E jest sumą energii kinetycznej i spoczynkowej:

$$E = E_k + E_s = (\gamma - 1)mc^2 + mc^2$$

$$E = \gamma mc^2 = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (15.3)$$

zależną od szybkości, tak jak pokazuje wzór (15.3).

Przykład 15.1

Relacja między energią kinetyczną i całkowitą cząstki a jej energią spoczynkową

Obliczymy, dla jakiej wartości $\frac{v}{c}$:

- energia kinetyczna,
- energia całkowita

jest dwa razy większa od energii spoczynkowej cząstki.

a) $\frac{E_k}{E_s} = 2$

$$\frac{(\gamma - 1)mc^2}{mc^2} = 2 \quad \gamma = 3$$

$$\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = 3 \Rightarrow \frac{v^2}{c^2} = \frac{8}{9} \Rightarrow \frac{v}{c} \approx 0,943$$

Wynik ten można sprawdzić na wykresie $E_k(v)$ (rys. 15.1).

b) $\frac{E}{E_s} = 2$

$$\frac{\gamma mc^2}{mc^2} = 2 \quad \gamma = 2$$

$$\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = 2 \Rightarrow \frac{v^2}{c^2} = \frac{3}{4} \Rightarrow \frac{v}{c} \approx 0,866$$

Okazuje się, że w obu tych przypadkach mamy do czynienia z cząstką relatywistyczną (patrz także zad. 6) – w przypadku a nawet z cząstką ultrarelatywistyczną.

Energia całkowita E jest bardzo ważną wielkością w fizyce mikroświata; okazuje się, że w zderzeniach i w różnego rodzaju przemianach cząstek właśnie ta energia zostaje zachowana. Na podstawie **zasady zachowania energii całkowitej** można (gdy znamy masy jąder atomów różnych pierwiastków) obliczyć ilość energii wyzwolonej w przemianach jądrowych, o których będzie mowa w następnym dziale podręcznika.

Fakt, że gdy mówimy o energii całkowitej cząstki, nie bierzemy pod uwagę jej energii potencjalnej, może cię niepokoić. W mechanice klasycznej podczas opisywania różnych zjawisk stosowaliśmy zasadę zachowania energii, ale wówczas za energię całkowitą uważaliśmy sumę energii kinetycznej i potencjalnej ciała. Dlaczego więc tutaj pomijamy energię potencjalną? Robimy to właściwie z takiego samego powodu, jak w zderzeniach ciał makroskopowych, analizowanych w mechanice klasycznej. W jednym i drugim przypadku zajmujemy się energią w dwóch stanach: początkowym i końcowym, tzn. przed wzajemnym oddziaływaniem ciał makroskopowych lub cząstek i po tym oddziaływaniu. Jeśli ciała te lub cząstki (jeszcze lub już) nie oddziałują ze sobą, to nie mają energii potencjalnej.

W zjawiskach zachodzących w świecie ciał makroskopowych nie bierzemy pod uwagę składnika mc^2 , bowiem w tych zjawiskach składnik ten ulega niedostrzegalnej zmianie lub nie zmienia się wcale (patrz zad. 3).

Inaczej jest w mikroświecie. Załóżmy, że w przemianie bierze udział kilka cząstek¹¹. Suma ich energii kinetycznych i spoczynkowych przed przemianą musi być równa sumie energii kinetycznych i spoczynkowych po przemianie. Okazuje się, że w licznych przypadkach po przemianie suma energii kinetycznych jest większa! Mogło to się stać tylko kosztem sumy energii spoczynkowych cząstek, co (zgodnie z wzorem 15.2) może nastąpić tylko kosztem sumy mas, bo c^2 jest stałym współczynnikiem. W mikroświecie jest to możliwe do wykrycia.

Uwaga:

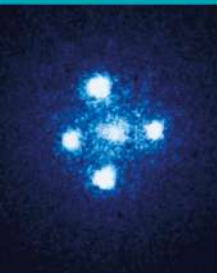
Często spotyka się niewłaściwą interpretację wzoru $E = mc^2$. Symbol E w tym wzorze (czy jakkolwiek inna litera, która zostałaby tu użyta) oznacza **wyłącznie** energię spoczynkową cząstki. Jeśli cząstka jest w ruchu i posiada energię całkowitą E , to energia ta nie jest równa mc^2 . Energia kinetyczna (i całkowita) wzrasta wraz ze wzrostem szybkości cząstki, ale jej energia spoczynkowa wówczas się nie zmienia. Dlatego istnieje „równoważność” między masą ciała a jego energią spoczynkową, **a nie między masą a energią całkowitą**.

¹¹ Liczba cząstek przed przemianą i po niej nie musi być jednakowa; podczas przemiany cząstki mogą się łączyć ze sobą lub też rozpadać.

ZADANIA

1. Na podstawie danych: $m_e = 9,1094 \cdot 10^{-31}$ kg, $e = 1,6022 \cdot 10^{-19}$ C, $c = 2,9979 \cdot 10^8$ m/s oblicz energię spoczynkową elektronu w dżulach i megaelektrowoltach.
2. Słońce ma masę równą ok. $2 \cdot 10^{30}$ kg i w czasie 1 sekundy wysyła we wszystkich kierunkach energię równą w przybliżeniu $4 \cdot 10^{26}$ J. Oblicz, o ile zmniejsza się masa Słońca w ciągu 1 godziny. Jaki to stanowi ułamek jego masy?
3. W egzotermicznych reakcjach chemicznych wyzwala się energia. Oblicz energię, która musiałaby się wyzwolić podczas reakcji chemicznej substancji umieszczonych na szalce wagi laboratoryjnej, aby można było zauważyć zmianę ich masy zachodzącą podczas reakcji.
Wskazówka: Waga laboratoryjna pozwala zauważyć zmianę masy równą 10 mg.
4. Elektron otrzymywany podczas rozpadu neutronu¹² uzyskuje energię kinetyczną równą ok. 0,001 energii spoczynkowej neutronu. Oblicz, ile neutronów musiałoby się rozpaść, aby elektrony uzyskały w sumie energię kinetyczną 100 J. Masa neutronu jest równa ok. $1,675 \cdot 10^{-27}$ kg.
5. Dla ciała o masie m sporządź tabelę wartości relatywistycznej energii kinetycznej dla szybkości: 0,10c; 0,20c itd. aż do 0,90c oraz dla 0,95c; 0,97c i 0,99c. Współczynniki liczbowe oblicz z dokładnością do trzech miejsc po przecinku.
6. Oblicz szybkość, z którą musiałaby się poruszać cząstka, aby jej energia kinetyczna była równa energii spoczynkowej.
7. Elektrony są przyspieszane w jednorodnym polu elektrostatycznym. Masa elektronu jest równa $9,11 \cdot 10^{-31}$ kg, $e = 1,60 \cdot 10^{-19}$ C.
 - a) Oblicz napięcie, które należałoby zastosować, aby elektrony osiągnęły szybkość końcową 0,5c, jeśli ich szybkość początkowa jest równa zeru.
 - b) Za pomocą wzoru nierelatywistycznego na energię kinetyczną oblicz szybkość, którą osiągnęłyby elektrony przyspieszane takim napięciem. Skomentuj wynik.
8. Masa elektronu jest równa $9,11 \cdot 10^{-31}$ kg.
 - a) Oblicz (oraz wyraż w J i MeV) energię kinetyczną elektronu poruszającego się z szybkością 0,6c. Ile wynosiłaby ta energia, obliczona ze wzoru $E_k = \frac{mv^2}{2}$?
 - b) Oblicz (oraz wyraż w J i MeV) energię całkowitą elektronu, jeśli porusza się z podaną szybkością.
9. Czy w przemianach cząstek zachowana jest energia kinetyczna układu, tak jak np. w zderzeniach sprężystych kul?
10. Energia spoczynkowa elektronu wynosi ok. 0,5 MeV. Oblicz szybkość elektronu o energii całkowitej 0,5 GeV i wyraż ją jako ułamek szybkości światła c .

¹² O rozpadzie neutronu przeczytasz na s. 151 podręcznika.



16. Związek między energią i pędem cząstki. Energia i masa układu cząstek

- Związek między energią całkowitą, pędem i prędkością cząstki
- Związek między energią całkowitą, pędem i masą cząstki
- Masa fotonu i układu fotonów
- Masa układu cząstek wzajemnie oddziałujących

Przypomnij sobie, jak obliczamy energię i pęd fotonu oraz jak obliczamy energię elektronu w atomie wodoru.

Wyprowadzimy związek między energią całkowitą E cząstki a jej pędem $\vec{p}$ i prędkością $\vec{v}$.

$$\vec{p} = \gamma m \vec{v}$$

$$E = \gamma mc^2$$

Po podzieleniu tych wzorów stronami otrzymujemy:

$$\frac{\vec{p}}{E} = \frac{\vec{v}}{c^2}$$

(16.1)

Aby znaleźć związek między energią całkowitą E cząstki swobodnej (nieoddziałującej z innymi cząstkami) a jej pędem $\vec{p}$ i masą m , skorzystamy z tych samych wzorów, co poprzednio. Utwórzmy różnicę:

$$E^2 - p^2 c^2 = \gamma^2 m^2 c^4 - \gamma^2 m^2 v^2 c^2 = \gamma^2 m^2 c^4 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)$$

Ponieważ $\gamma^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) = 1$, to:

$$E^2 - p^2 c^2 = m^2 c^4$$

czyli:

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4$$

(16.2)

Zauważmy, że wyprowadzony wzór jest łatwy do zapamiętania, ponieważ przypomina twierdzenie Pitagorasa zapisane dla trójkąta, którego przyprostokątne są równe mc^2 i pc , a przeciwprostokątna jest równa E .

Należy podkreślić, że wzór (16.2) stosuje się dla wszystkich cząstek, również dla cząstek bezmasowych, jak fotony.

Przykład 16.1**Masa fotonu**

Na podstawie wzoru (16.1) znajdziemy wzór na wartość pędu fotonu, a następnie wykazemy, że masa fotonu jest równa zero.

$$\frac{\vec{p}}{E} = \frac{\vec{v}}{c^2}$$

Foton porusza się z szybkością c , więc $p = \frac{E}{c}$. Energia fotonu $E = h\nu$, zatem wartość pędu fotonu:

$$p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$$

Gdy przekształcimy wzór (16.2), otrzymamy:

$$m = \frac{1}{c^2} \sqrt{E^2 - p^2 c^2} = \frac{1}{c^2} \sqrt{E^2 - \frac{E^2}{c^2} c^2} = 0$$

Ogólnie każda cząstka poruszająca się z szybkością c ma masę równą zero.

Dotychczas wielokrotnie stosowaliśmy mechanikę klasyczną Newtona, dlatego trudno pogodzić się z faktem, że w fizyce relatywistycznej masa układu cząstek nie jest (nie musi być) równa sumie mas cząstek tworzących ten układ.

Wzór (16.2) stosuje się również do układu cząstek. Jeśli mamy układ złożony z n cząstek, to E^2 oznacza kwadrat energii całkowitej układu (tj. sumy energii całkowitych wszystkich cząstek), a $p^2 = (\vec{p})^2$ jest kwadratem całkowitego pędu układu.

Przykład 16.2**Masa układu fotonów**

Pokażemy, że układ fotonów może mieć masę różną od zera, chociaż oddzielny (pojedynczy) foton jest cząstką bezmasową.

Zapiszemy wzór (16.2) dla układu cząstek.

$$E_u^2 = (\vec{p}_u)^2 c^2 + m_u^2 c^4$$

skąd:

$$m_u = \frac{1}{c^2} \sqrt{E_u^2 - (\vec{p}_u)^2 c^2}$$

W pojemniku o doskonale odbijających ściankach znajduje się n identycznych fotonów (tzn. o jednakowych energiach $E = h\nu$); fotony poruszają się chaotycznie, zatem suma ich pędów jest równa zero. Wówczas masa układu tych fotonów:

$$m_u = \frac{1}{c^2} \sqrt{(nE)^2} = \frac{1}{c^2} \sqrt{(nh\nu)^2} = \frac{nh\nu}{c^2} \neq 0$$

Nawet w przypadku, gdy układ składa się tylko z dwóch jednakowych, poruszających się w przeciwne strony fotonów ($\vec{p}_u = \vec{0}$), to masa takiego układu jest równa:

$$m_u = \frac{2h\nu}{c^2} \neq 0$$

Przykład 16.3

Masa układu cząstek wzajemnie oddziałujących

Pokażemy na przykładzie atomu wodoru, że masa układu cząstek, które oddziałują ze sobą siłami przyciągania (w tym przypadku elektrostatycznymi), jest mniejsza od sumy mas składników (protonu i elektronu).

Stwierdziliśmy, że energia spoczynkowa cząstki jest jej całkowitą energią wewnętrzną.

Energia wewnętrzna atomu wodoru, stanowiącego układ, to suma trzech składników: energii spoczynkowej protonu, energii spoczynkowej elektronu oraz energii kinetycznej i potencjalnej elektronu na poziomie energetycznym n :

$$E_u = E_{sp} + E_{se} + E_n$$

Suma energii spoczynkowych protonu i elektronu to ok. 940 MeV. W rozdziale 8 pokazaliśmy, że energia atomu wodoru w stanie podstawowym jest równa w przybliżeniu – 13,6 eV, a zatem:

$$m_u = m_p + m_e - \frac{13,6 \text{ eV}}{c^2}$$

Z tego wynika, że masa atomu wodoru w stanie podstawowym jest w przybliżeniu o 13,6 eV/ c^2 mniejsza od sumy mas protonu i elektronu.

Jest to niewielki ułamek procenta w stosunku do sumy mas cząstek składowych.

Jak zobaczymy w rozdziale 21, różnica między sumą mas składników i masą złożonego z nich układu jest niezmiernie istotna w przypadku jąder atomów, gdyż siły jądrowe działające między nukleonami są nieporównanie większe od sił grawitacyjnych i elektrostatycznych.

ZADANIA

- Przypomnij dowód równości: $(\vec{p})^2 = p^2$.
- Wyprowadź wzór na wartość pędu elektronu, o którym mowa w zadaniu 10 na s. 128. Oblicz tę wartość.
- Elektron o masie m ma energię kinetyczną E_k .
 - Wyprowadź wzór na wartość jego pędu.
 - Oblicz wartość pędu elektronu, jeśli $E_k = 0,75 \text{ MeV}$.
- Oblicz masę układu n jednakowych fotonów tworzących równoległą i monochromatyczną wiązkę światła.
- Oszacuj, jaką część masy składników atomu wodoru stanowi różnica mas: $(m_p + m_e) - m_H$, o której mowa w przykładzie 16.3.
Masa protonu $m_p = 1,67262 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$, masa elektronu $m_e = 0,00091 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$.
- Energia całkowita cząstki relatywistycznej o masie m jest równa E .
 - Wyprowadź wzór na szybkość cząstki.
 - Podaj przybliżoną postać tego wzoru dla cząstki ultrarelatywistycznej, tzn. dla przypadku, gdy $mc^2 \ll E$.

WIEDZIEĆ WIĘCEJ

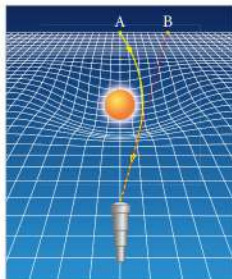
Zakrzywienie toru fotonu w polu grawitacyjnym

Albert Einstein w ogólnej teorii względności (OTW) twierdził, że masa (a także energia) powoduje **zakrzywienie czasoprzestrzeni**. Choć trudno jest to sobie wyobrazić, w pewnym przybliżeniu zakrzywienie czasoprzestrzeni jest podobne do ugięcia elastycznej błony (np. balonu lub materiału trampoliny ogrodowej), naciśniętej w jakimś miejscu.

Jak ugięcie takiej błony wpływa na możliwość narysowania linii prostej?

W każdym miejscu ugiętej błony da się określić *lokalnie* prostą linię w sposób niebudzący wątpliwości. Można zacząć rysowanie prostej w dowolnym punkcie, wybrać kierunek i kontynuować, oddalając się od punktu startu. Na końcu okaże się, że przez ugięcie błony „nasza prosta” jest wygięta, niezależnie od starań.

W czasoprzestrzeni takim niezawodnym narzędziem do kreślenia prostych są fotony, czyli m.in. światło widzialne. Dzięki temu, że światło, jeśli tylko nie przeszkadza mu materia, rozchodzi się po liniach prostych, możemy w pogodną noc widzieć gwiazdy – punkty świetlne, tworzące niezmiennie konstelacje. Co zrobi światło, gdy natrafi na zakrzywiony region czasoprzestrzeni? Pobiegnie tamtędy prosto, ale jednocześnie, „oszukane” przez przestrzeń, zmieni nieco kierunek rozchodzenia się (rys. 16.1).

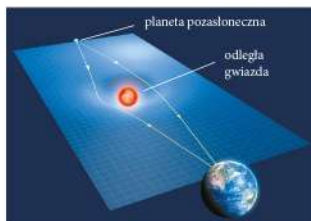


Rys. 16.1 Ilustracja ugięcia promienia światła w pobliżu obiektu o dużej masie; obiekt położony w punkcie A przestrzeni obserwator rejestruje w punkcie B

Tę niezwykłą konsekwencję równań OTW zweryfikował obserwacyjnie sir Arthur Eddington podczas zaćmienia Słońca 29 maja 1919 r. dzięki sfotografowaniu gromady Głowy Meduzy. Nie było to łatwe – kąt, o jaki światło ugina się tuż przy brzegu tarczy Słońca, to zaledwie 1/1000 jej widomej średnicy. W tamtym czasie sfotografowanie gwiazd położonych na niebie w pobliżu Słońca było możliwe tylko podczas całkowitego jego zaćmienia, dlatego pomiar należało wykonać zaledwie w kilka minut. Współcześnie zjawisko ugięcia fal elektromagnetycznych przez Słońce możemy obserwować niezależnie od zaćmień, za pomocą radioteleskopów lub instrumentów umieszczonych w przestrzeni kosmicznej.

Zakrzywienie toru fotonu sprawia, że w przypadku pulsarów (które są gwiazdami neutronowymi) możemy do pewnego stopnia zaobserwować procesy zachodzące po drugiej stronie gwiazdy. Tego efektu nie mogli pominąć także naukowcy z projektu *Event Horizon Telescope*, którym udało się uzyskać obraz dysku wokół gigantycznej czarnej dziury w galaktyce M87 (patrz s. 195).

Światło ugięte na odległych, często niedostrzegalnych obiektach dociera do nas zwielokrotnione i wzmocnione dzięki zjawisku **soczewkowania grawitacyjnego** (rys. 16.2). Dlaczego tak się dzieje? Normalnie od gwiazdy widocznej na niebie jako punkt dociera do nas jeden promień światła, który biegnie w naszym kierunku po torze prostoliniowym, choć gwiazda wysyła tych promieni nieskończenie wiele. Jeżeli część promieni jest emitowana w kierunku „soczewki” i ją mijają, to do obserwatora dociera wiele promieni (a nie jeden), stąd wzmocnienie i zwielokrotnienie. Dzięki temu polski zespół OGLE odkrył m.in. wiele planet pozasłonecznych, niedostrzegalnych żadną inną metodą.



Rys. 16.2 Ilustracja soczewkowania grawitacyjnego światła na odległej gwiazdzie

Najbardziej spektakularnie wygląda soczewkowanie światła przez gromady galaktyk. Dzięki niemu możemy dostrzec powiększone, wzmocnione, zwielokrotnione i – niestety – mocno zniekształcone obrazy bardzo odległych galaktyk (rys. 16.3), znajdujących się za gromadą działającą jak soczewka. Ponieważ światło tworzące każdy z tych obrazów przebywa inną drogę, robi to na ogół w innym czasie. Daje to niespotykaną w astronomii okazję wielokrotnego obserwowania jednorazowych zjawisk, np. wybuchu supernowej.



Rys. 16.3 Niebieskie łuki są obrazem odległej galaktyki. Soczewką grawitacyjną jest tu gromada galaktyk, w skład której wchodzi m.in. dwie najjaśniejsze galaktyki, widoczne w centralnej części obrazu (oczy uśmiechniętej twarzy)

Astronomowie spodziewają się, że wraz ze wzrostem czułości detektorów fal grawitacyjnych uda się natrafić na wzmocnione i zwielokrotnione przez soczewkę grawitacyjną echo kolizji czarnych dziur¹³.

¹³ O obserwacji zderzeń czarnych dziur za pomocą fal grawitacyjnych przeczytasz na s. 196 podręcznika.



Szybkość światła w różnych inercjalnych układach odniesienia

W myśl zasady względności Galileusza takie same prawa mechaniki obowiązują we wszystkich układach inercjalnych.

Pierwszy postulat Einsteina stanowi zasada względności rozszerzona na wszystkie zjawiska fizyczne:

Takie same prawa fizyki są słuszne we wszystkich układach inercjalnych.

Drugim postulatem jest stwierdzenie:

Szybkość światła w próżni c jest jednakowa dla wszystkich obserwatorów niezależnie od ich ruchu – nie zależy ani od szybkości źródła, ani od szybkości obserwatora.

W czasach nam współczesnych treść tego postulatu stała się faktem doświadczalnym.

Bezpośrednim skutkiem tego faktu jest **względność jednoczesności**. W każdym inercjalnym układzie odniesienia, jeśli układy te poruszają się względem siebie z dużymi szybkościami (zblizonymi do c), **czas płynie inaczej, a odstępy czasu między ustalonymi dwoma zdarzeniami są w tych układach różne**. Dwa zdarzenia równoczesne w jednym układzie odniesienia na ogół nie są równoczesne w drugim.

Czas t należy uznać za czwartą współrzędną (obok trzech współrzędnych przestrzennych x, y, z). Czas z trzema współrzędnymi przestrzennymi tworzy **czterowymiarową czasoprzestrzeń**, która jest wypełniona zdarzeniami; każde zdarzenie jest punktem w czasoprzestrzeni, opisanym przez cztery współrzędne: x, y, z, t .



Zjawisko Dopplera dla fal elektromagnetycznych

Zjawisko to jest związane z niejednoczesnością zdarzeń w różnych inercjalnych układach odniesienia, jest to więc efekt relatywistyczny. Nie ma znaczenia fakt, czy porusza się źródło czy obserwator, ważna jest szybkość względna źródła i obserwatora (odbiorcy).

Z teorii względności dla podłużnego zjawiska Dopplera ($\vec{v}$ skierowane wzdłuż linii łączącej źródło i odbiorcę) wynika dokładny wzór:

$$\nu' = \nu \sqrt{\frac{1 \pm \frac{v}{c}}{1 \mp \frac{v}{c}}}$$

w którym ν i ν' to częstotliwości fali wysyłanej i odbieranej, a v jest szybkością względną źródła względem obserwatora. Znaki górne obowiązują w przypadku zbliżania się do siebie, znaki dolne – w przypadku oddalania się od siebie źródła i obserwatora.

Gdy $v \ll c$, dokładny wzór przechodzi w przybliżony:

$$\nu' = \nu \left(1 \pm \frac{v}{c} \right)$$

Często w astronomii posługujemy się długością fali i wówczas korzystamy z przybliżonego wzoru dla szybkości nierelatywistycznych:

$$\frac{|\Delta\lambda|}{\lambda} \approx \frac{v}{c}$$

Gdy źródło zbliża się do odbiorcy – długość fali odbieranej jest mniejsza od nadawanej (obserwujemy przesunięcie linii widmowych ku fioletowi), a gdy źródło się od niego oddala – odwrotnie (obserwujemy przesunięcie linii widmowych ku czerwieni).



Maksymalna szybkość przekazu informacji

Żadna cząstka (ciało, obiekt) w żadnym układzie odniesienia nie może mieć szybkości większej od szybkości światła w próżni. Dla ciał poruszających się z szybkościami bliskimi c prawa mechaniki Newtona zawodzą. Do opisu ruchu z szybkościami bliskimi c stosujemy prawa mechaniki relatywistycznej, która zawiera w sobie mechanikę Newtona jako szczególny przypadek, gdy $v \ll c$.

Żadna informacja ani energia nie może się rozchodzić z szybkością większą od szybkości światła w próżni.

Według **zasady przyczynowości** tylko zjawisko wcześniejsze może być przyczyną zjawiska późniejszego. Jednak ze względu na skończoną szybkość przekazu informacji **nie każde** zjawisko wcześniejsze może być przyczyną późniejszego. Zjawisko A, które nastąpiło w chwili t w punkcie P przestrzeni, może wpływać na zjawisko, które zaszło później (w chwili $t' > t$) w innym punkcie P' przestrzeni odległym o r od P, tylko wtedy, gdy informacja wysłana z P w chwili t mogła dojść do P' w chwili t' lub wcześniej.

$$t' - t \geq \frac{r}{v} \quad \text{gdy informacja rozchodzi się z szybkością } v$$

$$t' - t \geq \frac{r}{c} \quad \text{gdy informacja rozchodzi się z szybkością } c$$

Opisane efekty stają się szczególnie widoczne dla olbrzymich odległości kosmicznych, które sprawiają, że odstępów czasu, o których mówimy, są także bardzo wielkie. Dlatego obserwacje astronomiczne dają nam obraz stanu Wszechświata, w którym znajdował się on przed wieloma milionami, a nawet miliardami lat.



Pęd relatywistyczny

Definicja **pędu relatywistycznego**:

$$\vec{p} = \frac{m\vec{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \gamma m\vec{v}$$

Czynnik $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ nosi nazwę czynnika Lorentza.

W miarę zbliżania się szybkości v ciała do c pęd relatywistyczny wzrasta do nieskończoności, a dla $v \ll c$ przechodzi w znany wzór $\vec{p} = m\vec{v}$.

W dynamice relatywistycznej **siła i przyspieszenie nie mają na ogół tego samego kierunku**; prócz składowej o kierunku i zwrocie przyspieszenia siła może mieć także składową zwróconą zgodnie z prędkością, co widać po obliczeniu pochodnej:

$$\vec{F} = \frac{d}{dt}(\gamma m\vec{v}) = m\gamma \frac{d\vec{v}}{dt} + m\vec{v} \frac{d\gamma}{dt} = m\gamma \vec{a} + m \frac{d\gamma}{dt} \vec{v}$$

Siła i przyspieszenie mają zgodne zwroty w dwóch przypadkach: $\vec{F} \parallel \vec{v}$ i $\vec{F} \perp \vec{v}$.



Masa i energia w fizyce relatywistycznej

Relatywistyczna **energia kinetyczna** ciała o masie m wyraża się wzorem:

$$E_k = (\gamma - 1)mc^2$$

W miarę zbliżania się szybkości ciała do c energia kinetyczna dąży do nieskończoności, a dla $v \ll c$ wzór przechodzi w znaną z mechaniki klasycznej formułę: $E_k = \frac{mv^2}{2}$.

Ciałem swobodnym (lub cząstką swobodną) nazywamy ciało, które nie oddziałuje z żadnym innym ciałem. Zgodnie ze szczególną teorią względności ciało swobodne o masie m , spoczywające w danym układzie odniesienia, ma energię różną od zera, która nosi nazwę **energii spoczynkowej** (E_s).

$$E_s = mc^2$$

Zgodnie z tym wzorem istnieje równowaga między masą ciała a jego energią spoczynkową. Masa m jest taka sama w każdym układzie odniesienia, jest niezmiennikiem relatywistycznym.

Energia całkowita cząstki swobodnej jest równa:

$$E = E_k + E_s = \gamma mc^2 = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$



Związek między energią i pędem cząstki. Energia i masa układu cząstek

Związek między energią całkowitą a pędem i prędkością cząstki:

$$\frac{\vec{p}}{E} = \frac{\vec{v}}{c^2}$$

Związek między energią całkowitą cząstki a jej pędem i masą:

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4$$

Wzór ten stosuje się dla wszystkich cząstek, również dla cząstek bezmasowych, jak pojedyncze fotony, oraz dla układu cząstek. Jeśli mamy układ złożony z n cząstek, to E^2 oznacza kwadrat całkowitej energii układu, a p^2 jest kwadratem całkowitego pędu układu. Z ostatniego wzoru wynika, że masa pojedynczego fotonu jest równa zero, a masa układu fotonów o całkowitym pędzie równym zero jest różna od zera.

W fizyce relatywistycznej masa układu cząstek nie musi być równa sumie mas cząstek tworzących układ.

Masa układu cząstek, które oddziałują ze sobą siłami przyciągania (grawitacyjnymi, elektrostatycznymi, jądrowymi), jest mniejsza od sumy mas składników (np. masa układu Ziemia-Słońce jest mniejsza od sumy mas Słońca i Ziemi, a masa każdego atomu jest mniejsza od sumy mas jego składników – jądra i elektronów). Różnica jest tym większa, im silniejsze jest oddziaływanie między składnikami układu.



1. W pomiarach astronomicznych wykonanych dla światła pewnej galaktyki stwierdzono, że długości fal linii widmowych pierwiastka są większe o $0,02\lambda$ od długości fal λ zmierzonych w laboratorium na Ziemi.

Oblicz szybkość oddalania się tej galaktyki i oszacuj jej odległość (w megaparsekach i w latach świetlnych) od Układu Słonecznego.



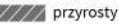
2. Zdarzenie Y może być skutkiem zdarzenia X, jeśli X nastąpiło wcześniej niż Y.

Wskaż poprawne dokończenie zdania.

Powyższe zdanie stanowi dla związku przyczynowego między zdarzeniami X i Y warunek

- A. zarówno konieczny, jak i wystarczający.
B. konieczny, ale nie wystarczający.
C. wystarczający, ale nie konieczny.

3. **Przepisz tekst do zeszytu. W miejsce luk wpisz brakujące wyrazy, tak aby zdania były prawdziwe.**

Na podstawie wzoru $p = \gamma mv$ i wykresu $p(v)$ można stwierdzić, że takim samym przyrostom pędu ciała odpowiadają  przyrosty jego prędkości, a takim samym przyrostom prędkości odpowiadają  przyrosty pędu.

Pod działaniem stałej siły w jednakowych odstępach czasu zachodzą  przyrosty pędu i  przyrosty prędkości.

4. W danym układzie odniesienia pęd ciała o masie m ma wartość $3mc$.

Wskaż poprawne dokończenie zdania.

Ciało w tym układzie porusza się z szybkością równą w przybliżeniu

- A. $0,30c$ B. $0,90c$ C. $0,95c$ D. $0,99c$

5. **Oceń prawdziwość poniższych zdań. Wskaż P, jeśli zdanie jest prawdziwe, albo F, jeśli jest fałszywe.**

1.	Relatywistyczny wzór na energię kinetyczną jest konsekwencją relatywistycznej definicji pędu.	P	F
2.	Cząstka swobodna nie posiada energii potencjalnej, bo nie znajduje się w żadnym polu sił.	P	F
3.	Cząstka ma energię spoczynkową tylko wtedy, gdy spoczywa.	P	F
4.	Energia spoczynkowa cząstki zależy od układu odniesienia.	P	F
5.	Gdy szybkość cząstki wzrasta, rosną jej energia kinetyczna i energia całkowita.	P	F
6.	Wzrost energii całkowitej cząstki wiąże się zawsze ze wzrostem jej masy.	P	F

6. **Oblicz dla szybkości $v = 0,3c$ błąd względny (w procentach), jaki zostałby popełniony, gdyby zamiast wzoru relatywistycznego zastosowano wzór klasyczny na energię kinetyczną.**

7. Wskaż poprawne dokończenie zdania.

Jeśli energia kinetyczna cząstki byłaby trzy razy większa od jej energii spoczynkowej, to cząstka ta

- A. musiałaby być uznana za relatywistyczną.
- B. poruszałaby się z bardzo niewielką szybkością.
- C. miałaby szybkość większą od c , więc w ogóle nie jest to możliwe.

8. Czynniki Lorentza $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$.

8.1. Wyprowadź wzór podający zależność $p(\gamma)$.

8.2. Na podstawie wyprowadzonego wzoru oblicz wartość pędu elektronu, którego energia kinetyczna jest dwa razy większa od jego energii spoczynkowej.

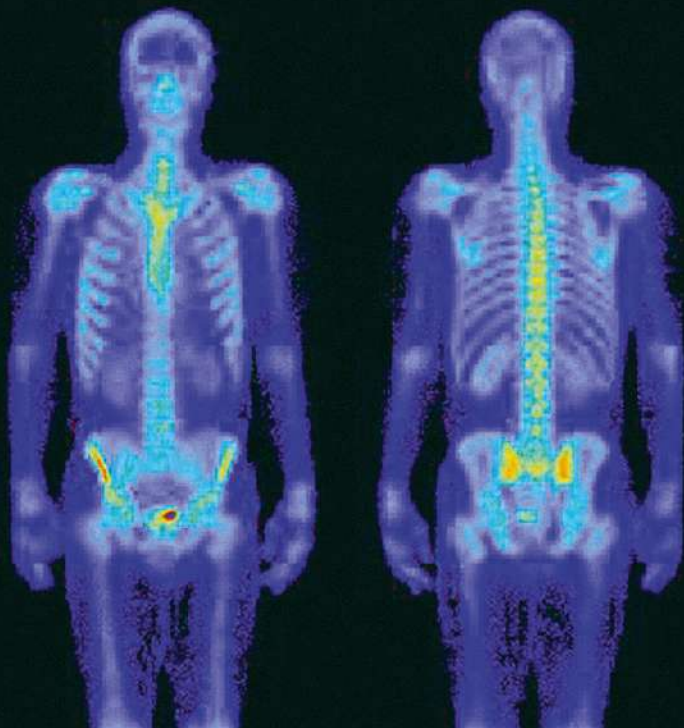
9. Pęd protonu, którego masa wynosi m , ma wartość p .

9.1. Wyprowadź wzór na energię kinetyczną protonu.

9.2. Wyprowadź wzór na szybkość protonu.

9.3. Oblicz energię kinetyczną i szybkość protonu, jeżeli wartość jego pędu

$$p = 6,7 \cdot 10^{-19} \frac{\text{kg m}}{\text{s}}.$$



FIZYKA JĄDROWA

- Zjawisko promieniotwórczości
- Budowa jądra atomowego
- Przemiany jądrowe
- Energia jądrowa i jej zastosowania
- Reakcje termojądrowe
- Promieniowanie jonizujące i jego skutki



17. Promieniowanie jądrowe i jego właściwości

- Odkrycie zjawiska promieniotwórczości
- Rodzaje promieniowania jądrowego
- Właściwości promieniowania α , β , γ

Przypomnij sobie wiadomości o ruchu naładowanych cząstek w polu elektrycznym i magnetycznym.

W 1896 roku Henri Becquerel (czytaj: ą-ri Bekerel), francuski fizyk i chemik (rys. 17.1), podczas badania właściwości promieni X odkrytych kilka miesięcy wcześniej przez Röntgena zauważył, że związki uranu **samorzutnie** wysyłają promieniowanie, które zaczernia kliszę fotograficzną (rys. 17.2) i jonizuje powietrze. Zjawisko to nazwano **promieniotwórczością**, a emitowane promieniowanie – **promieniowaniem jonizującym**.



Rys. 17.1 Henri Becquerel (1852–1908) w laboratorium

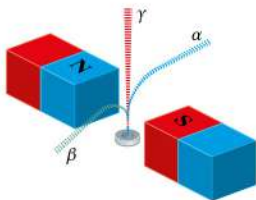


Rys. 17.2 Klisza fotograficzna naświetlona przez promieniowanie emitowane z próbki rudy uranowej

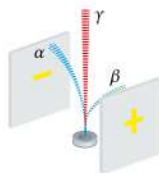
Badaniem zjawiska promieniotwórczości zajęli się **Maria Skłodowska-Curie** (która studia nad promieniami Becquerela wybrała jako temat swojej rozprawy doktorskiej) i jej mąż Piotr Curie. Żmudna, wyczerpująca fizycznie czteroletnia praca zaowocowała przełomowymi wynikami, które zapoczątkowały światową karierę naukową naszej rodaczki. Z badanej rudy uranu wyodrębniono nieznany dotąd, bardzo aktywny pierwiastek o właściwościach chemicznych zbliżonych do bizmutu. Na cześć ojczyzny Marii Skłodowskiej-Curie pierwiastek ten nazwano **polonem**. Polon jest metalem o srebrzy-

stobiałej barwie i gęstości 9200 kg/m^3 . Drugim pierwiastkiem promieniotwórczym, odkrytym kilka miesięcy później, był **rad**, srebrzystobiały metal o gęstości 5000 kg/m^3 . Za badania zjawiska promieniotwórczości Maria Skłodowska-Curie, Piotr Curie oraz Henri Becquerel otrzymali w 1903 roku Nagrodę Nobla z fizyki. Po raz drugi Marię Skłodowską-Curie uhonorowano w 1911 roku Nagrodą Nobla z chemii za wydzielenie czystego radu. Wielka polska uczona była pierwszą kobietą, która otrzymała Nagrodę Nobla. Jest jedną z zaledwie czworga dwukrotnych laureatów tej nagrody.

Istnienie w przyrodzie **pierwiotwórczych**, których **atomy samorzutnie emitują promieniowanie**, wywołało wielkie zainteresowanie w świecie naukowym. Zbadano właściwości promieniowania wysyłanego przez różne pierwiastki promieniotwórcze w polu magnetycznym (rys. 17.3) i elektrycznym (rys. 17.4). Stwierdzono, że promieniowanie to występuje w trzech odmianach – α , β i γ – istotnie różniących się właściwościami.



Rys. 17.3 Promieniowanie α , β i γ w polu magnetycznym



Rys. 17.4 Promieniowanie α , β i γ w polu elektrycznym

Promieniowanie α składa się z cząstek o dodatnim ładunku, dwukrotnie większym od ładunku elementarnego, oraz o masie ok. 7300 razy większej od masy elektronu. Cząstki te są identyczne z jądrami helu.

Promieniowanie β składa się z cząstek ujemnie naładowanych. Ustalono, że są to elektrony o energii znacznie większej od energii jonizacji, a więc i od energii elektronów w atomach. Oznacza to, że elektrony te nie pochodzą z powłok atomowych.

Promieniowanie γ to promieniowanie elektromagnetyczne, którego częstotliwość jest wielokrotnie większa nie tylko od częstotliwości promieniowania widzialnego czy ultrafioletowego, lecz także od częstotliwości promieniowania X wysyłanego przez wzbudzone atomy.

Dalsze badania, trwające kilkanaście kolejnych lat, wykazały, że źródłem promieniowania α , β , γ są jądra atomowe pierwiastków promieniotwórczych. Promieniowanie to nazwano więc **promieniowaniem jądrowym**.

O MARII SKŁODOWSKIEJ-CURIE

„Pani Curie jest – ze wszystkich ludzi na świecie – jedynym niezaprzeczalnym przez całą historię człowiekiem.”

Albert Einstein

Maria Skłodowska urodziła się 7 listopada 1867 r. w Warszawie. Po ukończeniu gimnazjum pracowała przez trzy lata jako guwernantka, żeby zgromadzić środki na studia za granicą. W 1891 r. rozpoczęła studia z fizyki i matematyki na paryskiej Sorbonie i uzyskała stopień licencjata na obu kierunkach. W 1895 r. została żoną francuskiego fizyka Piotra Curie, odkrywcy zjawiska piezoelektryczności.

Jako temat rozprawy doktorskiej wybrała studia nad promieniami Becquerela. Celem badań było sprawdzenie, czy wśród ciężkich pierwiastków są (oprócz uranu) także inne pierwiastki wysyłające naturalne promieniowanie, podobne do promieniowania uranowego. Do badań dołączył wkrótce jej mąż. W lipcu 1898 r. małżonkowie Curie ogłosili odkrycie polonu, a 26 grudnia 1898 r. – radu. Odkrycia te, uhonorowane Nagrodą Nobla w 1903 r., zdecydowały o dalszym, rewolucyjnym rozwoju fizyki i chemii.

Po tragicznej śmierci Piotra Curie w 1906 r. Marii powierzono stanowisko profesora i katedrę fizyki na Sorbonie. Rok 1910 przyniósł kolejny sukces – badaczka uzyskała czysty, metaliczny rad, za co nagrodzono ją w 1911 r. indywidualną Nagrodą Nobla z chemii.

Oprócz pracy naukowej i wychowywania córek – Ireny i Ewy – Maria udzielała się społecznie. Dzięki jej staraniom w 1914 r. w Paryżu powstał Instytut Radowy z działem badań nad substancjami promieniotwórczymi i działem biologicznym. W 1916 r. otwarto tam oddział radioterapii. Podczas I wojny światowej uczona organizowała i prowadziła badania radiologiczne, a ponadto szkolila pielęgniarki. Podczas pierwszej podróży do USA uzyskała fundusze na zakup 1 g radu dla Instytutu Radowego w Paryżu, a podczas drugiej – fundusze dla Instytutu Radowego w Warszawie, otwartego w 1932 r.

Zmarła 4 lipca 1934 r. w klinice w Szwajcarii na ostrą białaczkę, spowodowaną długotrwałym działaniem promieniowania jonizującego.

MARIA SKŁODOWSKA-CURIE BYŁA
PIERWSZĄ KOBIETĄ, KTÓRA:

1. NA SORBONIE

- uzyskała tytuł licencjata z fizyki i matematyki
- uzyskała stopień doktora fizyki
- otrzymała tytuł profesorski

2. OTRZYMAŁA DWIE NAGRODY NOBLA

z dwóch różnych dziedzin – fizyki i chemii

3. SPOCZYŁA W PARYSKIM PANTEONIE

w dowód uznania zasług na polu naukowym



W czasie I wojny światowej

Notatnik uczonnej
– wciąż radioaktywny



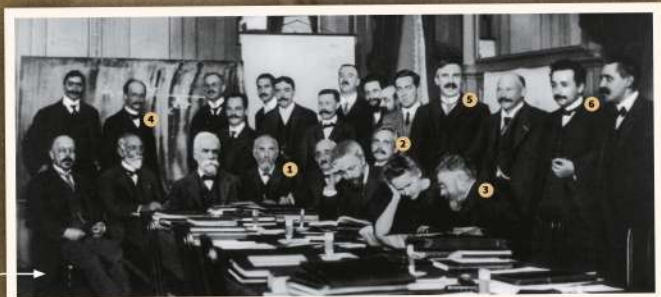
Najważniejsze

OSIĄGNIĘCIA NAUKOWE

Marii Skłodowskiej-Curie

Aparatura
badawcza

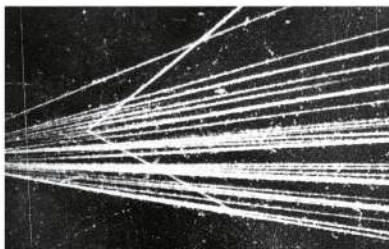
- 1 Wprowadzenie nazwy **radioaktywność** (promieniotwórczość) dla zjawiska odkrytego przez Becquerela.
- 2 Nowa metoda **pomiaru aktywności** promieniotwórczej i ilościowe przedstawianie wyników.
- 3 Wykazanie, że promieniotwórczość ma **źródło we wnętrzu atomów**.
- 4 Odkrycie, wydzielenie oraz zbadanie właściwości fizycznych i chemicznych polonu i radu.
- 5 Opracowanie metody **wydzielania radu w ilościach przemysłowych**.
- 6 Stwierdzenie, że **rozpad promieniotwórczy może być ilościowo opisany dla wielkiej liczby atomów**, chociaż rozpady promieniotwórcze następują we wnętrzu pojedynczego atomu.
- 7 Stworzenie podstaw do przyszłego wykorzystania energii jądrowej – wykazanie, że **reakcje rozpadów promieniotwórczych są źródłem energii**.
- 8 Upowszechnienie **diagnostyki promieniami rentgenowskimi i radioterapii**.
- 9 Wskazanie możliwych **zastosowań izotopów** promieniotwórczych w badaniach naukowych i w praktyce.



Uczestnicy kongresu naukowego w Brukseli w 1911 r. Oprócz Marii Skłodowskiej-Curie w tym podręczniku zostali wymienieni: H. Lorentz (1), W. Wien (2), H. Poincaré (3), M. Planck (4), E. Rutherford (5), A. Einstein (6)

Promieniowanie α , β i γ jest niewidzialne, więc do jego wykrywania stosuje się specjalnie skonstruowane detektory.

Pierwszy z nich zaprojektował szkocki fizyk Charles Wilson na początku XX wieku. Była to komora mgłowa, a fotografie śladów cząstek (rys. 17.5) w tej komorze były przekonującym dowodem ich istnienia. W komorze Wilsona na trasie przelotu cząstek powstają jony, tworzące tzw. jądra kondensacji, na których skrapla się wypełniająca komorę para nasycona (lub przesycona).



Rys. 17.5 Fotografia śladów promieniowania jonizującego w komorze Wilsona

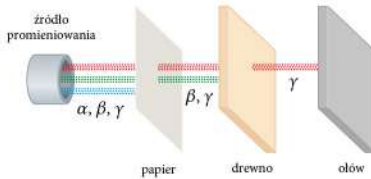
W drugiej połowie XX wieku skonstruowano komorę pęcherzykową. Wewnątrz komory znajduje się ciecz o temperaturze wyższej niż temperatura wrzenia (tzw. ciecz przegrzana). Przelot cząstki powoduje jonizację cieczy. Na jonach następuje gwałtowne przejście wody w stan pary. Ślad przelatującej cząstki – podobnie jak w komorze Wilsona – można sfotografować (patrz s. 165).

Różne rodzaje promieniowania jądrowego są w różnym stopniu pochłaniane przez materię. Przez **pochłanianie** rozumiemy proces, podczas którego cząstki α i β oraz kwanty γ tracą stopniowo energię kinetyczną, gdyż przekazują ją w zderzeniach elektronom atomów materii. Liczba atomów jonizowanych na torach tej samej długości przez różne rodzaje promieniowania (o tej samej początkowej energii) oraz zasięg (czyli maksymalna odległość przebyta w tej samej materii) istotnie się różnią. Mówimy, że im mniejszy jest zasięg promieniowania, tym mniejsza jest jego **przenikliwość**. Badania oddziaływania promieniowania z materią pozwoliły na poczynienie poniższych ustaleń.

- Najsilniej absorbowane w materii, czyli najmniej przenikliwe, jest promieniowanie α . Jego zasięg w powietrzu jest rzędu centymetrów. Cząstki α są całkowicie pochłaniane przez pojedyncze kartki papieru.
- Promieniowanie β z łatwością przenika przez warstwy papieru, ale już cienka drewniana deseczka, szkło lub kilkumilimetrowa warstwa aluminium stanowią dla niego przeszkodę nie do pokonania. Jest bardziej przenikliwe niż promieniowanie α . W powietrzu przebywa średnio odległość kilku metrów.

- Najbardziej przenikliwe jest promieniowanie γ . W powietrzu przemieszcza się na bardzo wielkie odległości, przenika przez warstwy wody, szkła czy metalowe blachy. Zatrzymują je dopiero kilkunastocentymetrowe warstwy ołowiu lub grube betonowe ściany.

Pochłanianie promieniowania przez materię przedstawiono symbolicznie na rysunku 17.6.



Rys. 17.6 Osłony przed promieniowaniem α , β i γ

O działaniu promieniowania na organizmy będziemy mówili w rozdziale 26.

ZADANIA

- Życie prywatne, praca naukowa i wielkie odkrycia Marii Skłodowskiej-Curie są tematem dwu znakomitych książek biograficznych: *Maria Curie* Ewy Curie i *Życie Marii Curie* Susan Quinn. Przeczytaj rozdział poświęcony historii odkrycia polonu i radu w jednej z tych książek. Napisz notatkę na ten temat lub przygotuj wypowiedź.
- Masa cząstki α jest ok. 7300 razy większa od masy elektronu (cząstki β). Oblicz, ile razy mniejsza jest szybkość cząstki α od szybkości elektronu, jeśli mają taką samą energię kinetyczną, a ich szybkości są znacznie mniejsze od szybkości światła.



18. Jądro atomowe i jego budowa

- Doświadczenie Rutherforda
- Składniki jądra atomowego
- Siły jądrowe

Przypomnij sobie wiadomości o budowie materii oraz o modelach budowy atomu.

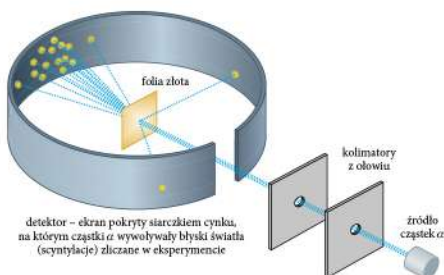
Doświadczenie Rutherforda

Przez 15 lat po odkryciu zjawiska promieniotwórczości w fizyce wciąż obowiązywał model atomu zaproponowany przez Thomsona, a pytanie, jak powstaje promieniowanie α , β i γ , nadal pozostawało bez odpowiedzi. Pierwszym krokiem na drodze do poznania wnętrza atomu było doświadczenie wykonane w 1911 roku przez brytyjskiego fizyka Ernesta Rutherforda (rys. 18.1). Doświadczenie to zaliczane jest do dziesięciu najpiękniejszych eksperymentów w historii fizyki.

Celem doświadczenia było sprawdzenie hipotezy Thomsona (o której mówiliśmy już w rozdziale 8) i poprawności jego modelu budowy atomu, zwanego modelem ciasta z rodzynkami. Eksperyment polegał na bombardowaniu cząstkami α wykonanej ze złota folii o grubości ok. jednej tysięcznej milimetra. Na rysunku 18.2 przedstawiono schemat doświadczenia.

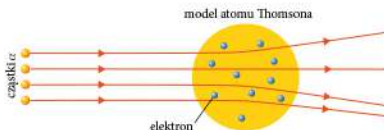


Rys. 18.1 Ernest Rutherford (1871–1937)



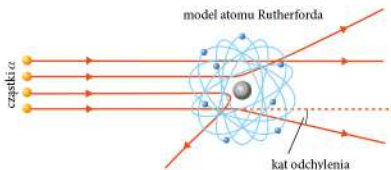
Rys. 18.2 Schemat doświadczenia Rutherforda

Jeśli hipoteza Thomsona byłaby słuszna, to należało oczekiwać, że cząstki α odchyla się najwyżej o kilka stopni od pierwotnego kierunku ruchu (rys. 18.3).



Rys. 18.3 Przewidywane torów cząstek α po zderzeniu z atomem złota, zbudowanym według modelu Thomsona

Wyniki okazały się jednak zupełnie inne. Oprócz przypadków niewielkich odchyśleń torów cząstek zarejestrowano też takie, których kąt odchylenia był większy od 90° (rys. 18.4).



Rys. 18.4 Tory cząstek α po zderzeniu z atomem złota

Rutherford skomentował to obrazowo: napisał, że było to równie nieprawdopodobne jak odbicie kuli armatniej od kartki papieru. Aby wyjaśnić wyniki doświadczenia, należało przyjąć, że niemal cała masa atomu (oprócz małego ułamka przypadającego na elektrony) i cały dodatni ładunek zawarte są w znikomym małej objętości, o wiele rzędów wielkości mniejszej od objętości atomu, czyli w **jądrze atomu**. Dziś wiemy, że średnice jąder są rzędu 10^{-15} m, czyli są ok. 10^5 razy mniejsze od średnicy atomu. Po udowodnieniu istnienia jądra atomowego przyjęto tzw. **planetarny model atomu Bohra**, w którym elektrony krążą wokół jądra po orbitach kołowych, tak jak planety wokół Słońca.

Jak są zbudowane jądra atomowe?

Atom najlżejszego pierwiastka – wodoru – składa się z jednego protonu i jednego elektronu. Natomiast z porównania mas i ładunków jąder innych pierwiastków wynikało, że jądra nie mogą być zbudowane tylko z protonów. Stwierdzono, że jądro drugiego kolejnego pierwiastka z układu okresowego – helu – ma ładunek dwukrotnie większy od protonu, ale masę niemal czterokrotnie większą, a dla cięższych pierwiastków stosunek masy do ładunku jest jeszcze większy. Oznaczało to, że w skład jąder atomów cięższych od jądra wodoru wchodzi jeszcze jakieś cząstki neutralne elektrycznie. Cząstkę

taką, nazwaną później **neutronem**, odkrył w 1932 roku fizyk angielski James Chadwick (rys. 18.5), laureat Nagrody Nobla z 1935 roku.

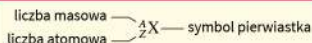
Neutron ma masę $m_n = 1,67492728(29) \cdot 10^{-27}$ kg, w przybliżeniu równą masie protonu $m_p = 1,672621637(83) \cdot 10^{-27}$ kg, a ok. 1839 razy większą od masy elektronu.

Jądro atomu helu składa się z 2 protonów oraz 2 neutronów i to właśnie jest cząstka α ! Wobec tego **promieniowanie α pochodzi z jąder atomowych pierwiastków promieniotwórczych**, więc jest promieniowaniem jądrowym.

Liczba protonów w jądrze atomu jest inna dla każdego pierwiastka. Nazywamy ją **liczbą atomową** (lub porządkową, bo jest ona równa numerowi danego pierwiastka w układzie okresowym) i oznaczamy symbolem Z . Protony i neutrony mają wspólną nazwę – **nukleony**. Liczbę nukleonów w jądrze nazywamy **liczbą masową** i oznaczamy literą A . Litery Z i A umieszczamy przy symbolu pierwiastka X i zapisujemy:



Rys. 18.5 James Chadwick (1891–1974)



Przykładowo dla helu $Z = 2$, $A = 4$, co zapisujemy jako ${}^4_2\text{He}$ (lub ${}^4_2\alpha$). Analogiczny zapis przyjęto dla innych cząstek, więc np. proton oznaczamy jako ${}^1_1\text{p}$ (lub ${}^1_1\text{H}$), neutron jako ${}^1_0\text{n}$, a elektron jako ${}^0_{-1}\text{e}$.

Jak oddziałują ze sobą składniki jądra atomowego?

W jądrach atomów pierwiastków cięższych od wodoru w znikomo małej objętości znajduje się od kilku do kilkudziesięciu protonów, które odpychają się wzajemnie siłami elektrostatycznymi. Oczywiście jest więc, że między nukleonami muszą działać jakieś inne siły, siły przyciągania utrzymujące je w jądrze. Siły te nazywamy **siłami jądrowymi**. Są to siły **krótkozasięgowe**, gdyż ich wartości maleją bardzo szybko, gdy wzrasta odległość między nukleonami, i już dla odległości rzędu rozmiarów atomu można je pominąć w porównaniu z wartościami sił elektrostatycznych. Dla odległości rzędu rozmiarów jądra siły jądrowe dominują nad elektrostatycznymi. Sprawdzono doświadczalnie, że **siły jądrowe „nie rozróżniają” nukleonów: dwa protony, proton i neutron lub dwa neutrony oddziałują takimi samymi siłami jądrowymi**.

Opis oddziaływań nukleonów ciasno upakowanych w jądrze wymaga stosowania praw mechaniki kwantowej i jest bardzo skomplikowany. Podamy więc tylko kilka faktów dotyczących energii jądra jako układu wielu nukleonów.

- Energia takiego układu jest najmniejsza, gdy liczba protonów jest równa liczbie neutronów lub nieco od niej mniejsza. Jądro atomu (podobnie jak atom) może znajdować się w stanie podstawowym lub w jednym ze stanów wzbudzonych. Podczas

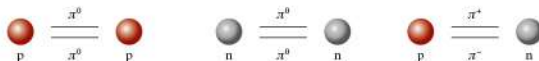
przechodzenia ze stanu wzbudzonego do stanu podstawowego jądro oddaje nadmiar energii w postaci promieniowania elektromagnetycznego – promieniowania γ .

- Krótki zasięg sił jądrowych powoduje, że dla układu zbyt wielu nukleonów jądrowe siły przyciągania nie mogą zrównoważyć sił wzajemnego odpychania elektrostatycznego protonów. Jądra atomów, których liczba atomowa przekracza 83, ulegają rozpadom. Nie oznacza to, że atomy takich pierwiastków nie występują w przyrodzie. Mogą one powstawać w różnych procesach, o których będzie jeszcze mowa, a przed rozpadem promieniotwórczym mogą żyć nawet miliony lat.

WIEDZIEĆ WIĘCEJ

Kwarki – najmniejsze „cegietki” materii

Siły jądrowe, które utrzymują protony i neutrony w jądrach, są przejawem oddziaływań nazywanych **oddziaływaniami silnymi**. Oddziaływania te można opisywać, gdy przyjmie się, że pośredniczy w nich odkryta w połowie XX wieku cząstka zwana **mezonem π** (od greckiego słowa *mezos* – pośredni, występująca w przyrodzie jako π^0 , π^+ i π^-); mezony π są wymieniane między nukleonami podczas oddziaływania silnego, co symbolicznie przedstawiono na rysunku 18.6.



Rys. 18.6 Schemat oddziaływań silnych między nukleonami

Wszystkie cząstki, które oddziałują silnie, nazywamy **hadronami** (w drugiej połowie XX wieku odkryto setki nietrwałych cząstek tego typu). Elektron i inne, odkryte później cząstki, które nie oddziałują silnie, nazwano **leptonami**.

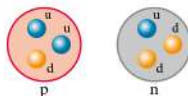
Obecnie wiemy, że hadrony nie są cząstkami elementarnymi, lecz związanymi układami oddziałujących silnie obiektów elementarnych, zwanych **kwarkami**.

Rozróżniamy sześć rodzajów kwarków, opisanych w poniższej tabeli.

Tabela 18.1 Kwarki

Symbol	Nazwa (z języka angielskiego)	Ładunek
u	<i>up</i>	$\frac{2}{3}e$
d	<i>down</i>	$-\frac{1}{3}e$
c	<i>charm</i>	$\frac{2}{3}e$
s	<i>strange</i>	$-\frac{1}{3}e$
t	<i>top</i>	$\frac{2}{3}e$
b	<i>bottom</i>	$-\frac{1}{3}e$

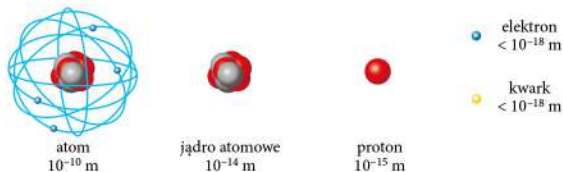
Proton złożony jest z dwóch kwarków u i jednego kwarka d , a neutron z jednego kwarka u i dwóch kwarków d (rys. 18.7).



Rys. 18.7 Schematyczne przedstawienie protonu i neutronu jako układów kwarków

Kwarki nie występują jako cząstki swobodne. Przyjmuje się, że cząstkami pośredniczącymi w oddziaływaniach między nimi są bezmasowe cząstki **gluony** (ang. *glue* – klej), „wiążące” je („sklejające”) w hadrony. Mówimy, że **kwarki są uwięzione w hadronach**.

Według dzisiejszego stanu wiedzy najmniejsze elementarne „cegiełki” materii, czyli kwarki i leptoni, uważa się za cząstki punktowe. Jeśli okazałoby się, że jest inaczej, to promień kwarków musiałby być mniejszy od 10^{-18} m. Na rysunku 18.8 przedstawiono dla porównania „rozmiary” składników materii.



Rys. 18.8 Porównanie rozmiarów najmniejszych składników materii

ZADANIA

1. W doświadczeniu Rutherforda użyto cząstek α o takiej energii, że ich oddziaływanie z jądrami złota było tylko oddziaływaniem elektrostatycznym. Oblicz najmniejszą odległość $r_{\min}$, na którą zbliżył się do jądra złota cząstka α o energii kinetycznej $E_k = 5$ MeV. Początkowa odległość cząstki od jądra była tak duża, że jej elektrostatyczną energię potencjalną w tej odległości można przyjąć za równą zero. Przyjmij założenie, że jądro złota jest związane w sieci krystalicznej, więc jest nieruchome.

2. Jądro atomowe można traktować jak kulę o promieniu:

$$R = 1,2 \cdot 10^{-15} \text{ m} \cdot \sqrt[3]{A}$$

gdzie A jest liczbą masową jądra.

- a) Wykaż, że średnia gęstość materii jądrowej nie zależy od liczby masowej.
- b) Oszacuj gęstość materii jądrowej. Podaj rząd wielkości w kg/m^3 .



19. Rozpady promieniotwórcze

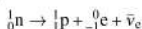
- Pojęcie izotopu
- Rozpady alfa i beta
- Jądra wzbudzone i emisja gamma

Przypomnij sobie wiadomości o budowie jądra atomowego, zjawisku promieniotwórczości i promieniowaniu α , β i γ .

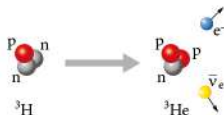
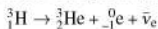
Precyzyjne doświadczenia wykazały, że jądra atomów większości pierwiastków mogą występować w odmianach różniących się liczbą neutronów. Odmiany te nazywamy **izotopami**. Skład izotopowy pierwiastków podano w układzie okresowym (na końcu podręcznika).

Jądra wszystkich izotopów danego pierwiastka mają tę samą liczbę atomową Z , ale różnią się liczbą masową A .

Nawet wodór występuje w trzech odmianach. W odmianie zwanej **deuterem** jądro jest układem proton–neutron, a w odmianie zwanej **trytem** oprócz protonu w jądrze są dwa neutrony. Jednak jądro trytu spontanicznie ulega rozpadowi, w którym jeden z neutronów „zmienia się” w proton, emitując przy tym elektron ${}^0_{-1}\text{e}$ i neutralną cząstkę (**antyneutrino elektronowe** $\bar{\nu}_e$), która niezwykle słabo oddziałuje z materią. Przemianę neutronu w proton opisujemy równaniem:



Przemiana jednego z neutronów jądra trytu ${}^3_1\text{H}$ powoduje zmianę tego jądra w jądro helu ${}^3_2\text{He}$ (rys. 19.1) z emisją elektronu i antyneutrino elektronowego, co zapisujemy:



Rys. 19.1 Rozpad beta minus

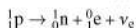
Rozpad trytu jest przykładem **promieniotwórczego rozpadu beta**, a ściślej **beta minus**, bo podczas rozpadu emitowany jest elektron.

Należy pamiętać, że **ani elektronu, ani antyneutrino nie ma w jądrze przed rozpadem**. Powstają one dopiero podczas rozpadu.

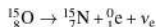
Innym przykładem rozpadu beta minus jest przemiana izotopu ołowiu $^{214}_{82}\text{Pb}$ w izotop bizmutu $^{214}_{83}\text{Bi}$:



W przyrodzie zachodzą również **rozpady beta plus**. Podczas takiego rozpadu następuje przemiana jednego ze znajdujących się w jądrze protonów w neutron przy jednoczesnej emisji dodatnio naładowanej cząstki – **pozytonu** ${}^0_1\text{e}$, różniącej się od elektronu **tylko znakiem ładunku**. Pozyton jest antycząstką elektronu. W rozpadzie beta plus emitowane jest również **neutrino elektronowe** ν_e (którego antycząstką jest antyneutrino elektronowe, emitowane np. w rozpadzie beta minus jądra trytu).



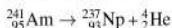
Przykładem rozpadu beta plus jest przemiana jądra izotopu tlenu $^{15}_8\text{O}$ w jądro izotopu azotu $^{15}_7\text{N}$ (rys. 19.2):



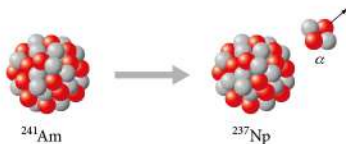
Rys. 19.2 Rozpad beta plus

Jądra o bardzo dużej liczbie protonów i neutronów (jak np. jądro uranu) nie mają żadnego izotopu, który nie ulegałby rozpadowi. Te, które „żyją” najdłużej, rozpadają się, emitując cząstki α . Taką spontaniczną przemianę jąder nazywamy **promieniotwórczym rozpadem alfa**.

Przykładem rozpadu alfa jest przemiana jądra ameryku $^{241}_{95}\text{Am}$ w jądro neptunu $^{237}_{93}\text{Np}$:



Schemat tego rozpadu przedstawiono na rysunku 19.3.



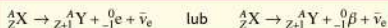
Rys. 19.3 Rozpad alfa

Nietrwałe jądra, które ulegają rozpadowi, to **jądra niestabilne** w odróżnieniu od jąder trwałych, niepodlegających samorzutnym przemianom. Te ostatnie nazywamy **jądra-mi stabilnymi**.

Większość pierwiastków posiada jeden lub dwa izotopy stabilne oraz izotopy nietrwałe. Rozpady promieniotwórcze są jednym z rodzajów reakcji jądrowych.

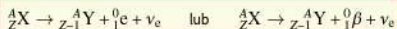
Jakie reguły rządzą przemianami jąder pierwiastków w rozpadach promieniotwórczych?

Po rozpadzie beta minus liczba protonów w jądrze, czyli liczba atomowa Z , zwiększa się o 1. Liczba masowa nie zmienia się, ponieważ liczba nukleonów pozostaje taka sama. Jądro atomowe X ulega przemianie w jądro Y innego pierwiastka. **Równanie reakcji rozpadu beta minus** zapisujemy następująco:



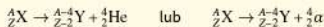
Dla antyneutrino elektronowego $A = Z = 0$.

Po rozpadzie beta plus liczba protonów w jądrze, czyli liczba atomowa Z , zmniejsza się o 1. Liczba masowa nie zmienia się, ponieważ liczba nukleonów pozostaje taka sama. Jądro atomowe X ulega przemianie w jądro Y innego pierwiastka. **Równanie reakcji rozpadu beta plus** ma postać:



Dla neutrino elektronowego $A = Z = 0$.

Po rozpadzie alfa liczba Z protonów w jądrze zmniejsza się o 2, a liczba A nukleonów o 4, co powoduje przemianę jądra ${}_Z^AX$ w jądro ${}_{Z-2}^{A-4}Y$. **Równanie reakcji rozpadu alfa** ma postać:



W wyniku rozpadów alfa i beta następują przesunięcia w układzie okresowym według tzw. **reguły przesunięć Soddy'ego i Fajansa**. Nazwa reguły pochodzi od nazwisk dwóch uczonych, którzy sformułowali ją niezależnie od siebie: angielskiego chemika Fredericka Soddy'ego (1913 rok) i fizykochemika polskiego pochodzenia Kazimierza Fajansa (1912 rok).

Sprawdź, posługując się układem okresowym zamieszczonym w podręczniku, że:

- w wyniku rozpadu beta minus jądro pierwiastka zmienia się w jądro znajdujące się w układzie okresowym o jedno miejsce dalej od początku układu;
- w wyniku rozpadu beta plus jądro pierwiastka zmienia się w jądro znajdujące się w układzie okresowym o jedno miejsce bliżej początku układu;
- w wyniku rozpadu alfa jądro pierwiastka zmienia się w jądro znajdujące się w układzie okresowym o dwa miejsca bliżej początku układu.

Jądra powstające w wyniku rozpadu alfa lub beta często posiadają nadmiar energii, czyli są w **stanie wzbudzonym**. Energię tę szybko wypromieniowują w postaci promieniowania γ i przechodzą do stanu podstawowego.

Przykład 19.1

Rozpad beta minus z emisją dwóch kwantów gamma

W wyniku rozpadu beta minus izotopu kobaltu ${}^{60}_{27}\text{Co}$ powstają jądra niklu ${}^{60}_{28}\text{Ni}$, które są w stanie wzbudzonym. Fakt ten zaznaczamy gwiazdką przy symbolu chemicznym niklu.



Wzbudzone jądra niklu wysyłają nadmiar energii w postaci kwantów gamma o energiach w przybliżeniu równych 1,17 MeV i 1,33 MeV. Oznacza to, że jądro wzbudzone przechodzi najpierw do tzw. pośredniego stanu wzbudzonego o energii mniejszej o 1,17 MeV od energii początkowej, a do stanu podstawowego (niewzbudzonego) powraca dopiero po emisji drugiego kwantu gamma.



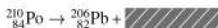
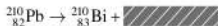
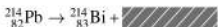
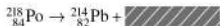
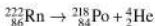
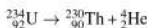
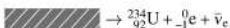
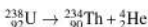
ZADANIA

1. Jedną z metod diagnostyki medycznej jest pozytonowa tomografia emisyjna, w której wykorzystuje się strumień pozytonów. Ich źródłem może być promieniotwórczy izotop fluoru. Przepisz do zeszytu i uzupełnij równanie reakcji:



Podaj nazwę pierwiastka, który powstaje w wyniku powyższej reakcji rozpadu.

2. W wyniku reakcji rozpadu pierwiastków promieniotwórczych bardzo często powstają izotopy, które również są nietrwałe. Tworzą one tzw. **szeregi promieniotwórcze**. Jednym z nich jest podany poniżej szereg rozpoczynający się od uranu ${}^{238}_{92}\text{U}$. Przepisz do zeszytu i uzupełnij przedstawione poniżej równania reakcji rozpadów prowadzące do powstania stabilnego izotopu ołowiu ${}^{206}_{82}\text{Pb}$.



${}^{206}_{82}\text{Pb}$ jest stabilny

3. Chlor ma tylko dwa trwałe izotopy ${}^{37}_{17}\text{Cl}$ i ${}^{35}_{17}\text{Cl}$. Oblicz średnią masę molową chloru jako średnią ważoną, czyli średnią uwzględniającą zawartość procentową izotopów, podaną w układzie okresowym pierwiastków. Masy molowe izotopów chloru są odpowiednio równe 36,97 g/mol i 34,97 g/mol.



20. Prawo rozpadu promieniotwórczego

- Matematyczna postać prawa rozpadu
- Czas połowicznego rozpadu i stała rozpadu
- Aktywność promieniotwórcza
- Statystyczny charakter rozpadu promieniotwórczego
- Metoda datowania izotopowego

Przypomnij sobie wiadomości o rozpadach promieniotwórczych oraz powtórz wiadomości o funkcji wykładniczej.

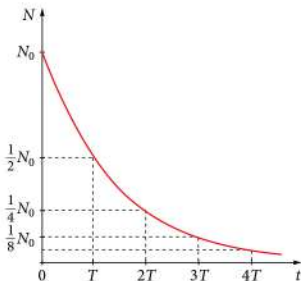
Każda substancja zawierająca atomy niestabilnego izotopu jakiegoś pierwiastka jest **źródłem promieniotwórczym**, w którym w każdej sekundzie dochodzi do wielu rozpadów promieniotwórczych.

Załóżmy, że w pewnej chwili początkowej ($t_0 = 0$) w próbce znajduje się N_0 atomów (a więc i N_0 jąder) **niestabilnego** izotopu. Na skutek rozpadów liczba N_0 maleje z czasem, więc po upływie czasu t od chwili początkowej jąder tych będzie $N < N_0$. To znaczy, że w czasie $\Delta t = t - t_0$ nastąpiła zmiana liczby jąder o $\Delta N = N - N_0 < 0$, a liczba rozpadów promieniotwórczych, które nastąpiły w tym czasie, wynosiła $|\Delta N|$, ponieważ liczba rozpadów jest liczbą dodatnią. O liczbie rozpadów w jednostce czasu informuje ułamek $\frac{|\Delta N|}{\Delta t}$ dla $\Delta t \rightarrow 0$.

Stwierdzono doświadczalnie, że dla danego izotopu liczba rozpadów następujących w jednostce czasu zależy tylko od liczby atomów w próbce i jest do niej wprost proporcjonalna. Współczynnik proporcjonalności oznaczamy literą λ i nazywamy **stałą rozpadu**. Jest to wielkość charakterystyczna dla danego izotopu i nie zależy od żadnych wielkości fizycznych opisujących jego stan.

Odkryte przez Ernesta Rutherforda **prawo rozpadu promieniotwórczego** pozwala obliczyć liczbę atomów (jąder) $N(t)$ danego pierwiastka promieniotwórczego **pozostałych w próbce** z pierwotnej liczby N_0 po upływie czasu t od chwili początkowej.

Wykres zależności $N(t)$ przedstawiono na rysunku 20.1.



Rys. 20.1 Wykres zależności $N(t)$

Czas, po którego upływie w próbce pozostała połowa początkowej liczby atomów (jąder), nazywamy **czasem połowicznego rozpadu** i oznaczamy jako T (lub $T_{1/2}$). Czas ten dla jąder różnych izotopów i różnych rozpadów może być zarówno rzędu bilionowych części sekundy, jak i miliardów lat.

Można wykazać, że dla każdego pierwiastka promieniotwórczego między stałą rozpadu λ a czasem połowicznego rozpadu T zachodzi związek:

$$\lambda T = \ln 2 \quad \ln 2 \approx 0,693$$

(symbolem $\ln$ oznaczamy logarytm naturalny, czyli logarytm o podstawie $e \approx 2,718$).

WIEDZIEĆ WIĘCEJ

Wyprowadzenie prawa rozpadu

Zapisany ściśle matematycznie związek między liczbą rozpadów następujących w jednostce czasu a liczbą jąder promieniotwórczych w próbce ma postać:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N$$

Rozwiązaniem tego równania jest **funkcja wykładnicza** $N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$.

Dla $t = T$:

$$N(T) = \frac{1}{2} N_0 \quad \frac{1}{2} N_0 = N_0 e^{-\lambda T} \Rightarrow \frac{1}{2} = e^{-\lambda T}$$

$$\ln \frac{1}{2} = \ln e^{-\lambda T} = -\lambda T \Rightarrow \lambda T = \ln 2$$

Wobec tego:

$$N(t) = N_0 e^{(-\ln 2) \frac{t}{T}} = N_0 e^{\left(\ln \frac{1}{2}\right) \frac{t}{T}} = N_0 \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{t}{T}}$$

Prawo rozpadu można zapisać w postaci:

$$N(t) = N_0 \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{t}{T}} \quad (20.1)$$

Sprawdź, że po wstawieniu do wzoru (20.1) w miejsce t kolejno 0 , T , $2T$, $3T$ itd. otrzymasz odpowiednio N_0 , $\frac{1}{2}N_0$, $\frac{1}{4}N_0$, $\frac{1}{8}N_0$ itd.

W tabeli 20.1 podano czasy połowicznego rozpadu wybranych izotopów różnych pierwiastków.

Tabela 20.1

Izotop	Czas połowicznego rozpadu	Izotop	Czas połowicznego rozpadu
^{14}C	5730 lat	^{131}I	8,02 dnia
^{226}Ra	1600 lat	^{222}Rn	3,82 dnia
^{210}Pb	22,3 roku	^{218}Po	3,10 min
^{60}Co	5,27 roku	^{214}Po	0,164 ms
^{210}Po	138 dni	^8Be	$8,2 \cdot 10^{-17}$ s

Przykład 20.1

Rozpad promieniotwórczy

Próbka kobaltu o masie 20 g zawiera 10% izotopu promieniotwórczego $^{60}_{27}\text{Co}$. Pozostała część masy próbki to trwałe izotopy kobaltu. Czas T połowicznego rozpadu izotopu $^{60}_{27}\text{Co}$ w latach wynosi 5,3.

Obliczmy jego masę w próbce po czasie 15,9 roku oraz masę całej próbki po tym czasie.

Masa promieniotwórczego izotopu w próbce $m_0 = 0,1 \cdot 20 \text{ g} = 2 \text{ g}$, a czas $t = 15,9 \text{ roku} = 3T$. Masę izotopu pozostałego w próbce po tym czasie można obliczyć dwoma sposobami.

Sposób I

Przez pierwsze 5,3 roku rozpadowi ulegnie połowa początkowej liczby jąder $^{60}_{27}\text{Co}$, co odpowiada $\frac{1}{2}m_0$. Po kolejnym czasie T – rozpadowi ulegnie $\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}m_0\right) = \frac{1}{4}m_0$, a po następnym czasie T rozpadnie się $\frac{1}{2}\left(\frac{1}{4}m_0\right) = \frac{1}{8}m_0$. Wobec tego po czasie 15,9 roku pozostanie w próbce $m = m_0 - \frac{1}{2}m_0 - \frac{1}{4}m_0 - \frac{1}{8}m_0 = \frac{1}{8}m_0 = 0,25 \text{ g}$ izotopu $^{60}_{27}\text{Co}$.

Sposób II

Korzystamy z prawa rozpadu promieniotwórczego: $N(t) = N_0 \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{t}{T}}$ i obliczamy liczbę jąder izotopu $^{60}_{27}\text{Co}$ pozostałych w próbce po czasie $t = 3T$:

$$N(t) = N_0 \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{3T}{T}} = N_0 \left(\frac{1}{2}\right)^3 = \frac{1}{8}N_0$$

Taka liczba jąder znajduje się w próbce o masie $m = \frac{1}{8}m_0 = 0,25 \text{ g}$.

W próbce pozostanie $20 \text{ g} - 2 \text{ g} + 0,25 \text{ g} = 18,25 \text{ g}$ kobaltu, a pozostałą część, czyli 1,75 g, będzie stanowił izotop $^{60}_{28}\text{Ni}$ (patrz przykład 19.1).

W miarę upływu czasu w źródłach promieniotwórczych następuje coraz mniej rozpadów, więc źródło jest coraz mniej aktywne. Do opisu tego faktu wprowadzamy wielkość fizyczną zwaną **aktywnością promieniotwórczą** A źródła. Aktywność promieniotwórcza to iloraz liczby rozpadów $|\Delta N|$ następujących w pewnym czasie Δt i tego czasu:

$$A = \frac{|\Delta N|}{\Delta t} \quad \text{dla} \quad \Delta t \rightarrow 0$$

Aktywność A informuje nas, ile rozpadów zachodzi w źródle w jednostce czasu. Jednostką aktywności jest **bekkerel** (1 Bq).

Aktywność źródła jest równa jednemu bekerelowi, jeśli w źródle zachodzi jeden rozpad promieniotwórczy w czasie jednej sekundy.

$$1 \text{ Bq} = 1 \frac{\text{rozpad}}{\text{s}}$$

Zależność aktywności promieniotwórczej od czasu ma taką samą matematyczną postać jak prawo rozpadu promieniotwórczego:

$$A(t) = A_0 \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{t}{T}} \quad (20.2)$$

gdzie A_0 jest aktywnością źródła w chwili początkowej $t_0 = 0$. Im krótszy jest czas połowicznego rozpadu izotopu, tym szybciej (wykładniczo) maleje aktywność próbki zawierającej ten izotop.

Rozpad promieniotwórczy ma charakter statystyczny. Oznacza to, że nie potrafimy przewidzieć, które jądro i kiedy ulegnie rozpadowi. Dla próbki złożonej z bardzo wielu jednakowych jąder promieniotwórczych możemy tylko z dobrym przybliżeniem określić, jak będzie się zmieniała z upływem czasu ich liczba.

Przykład 20.2

Aktywność promieniotwórcza

Na skutek awarii reaktora w elektrowni jądrowej w Czarnobylu do atmosfery dostały się promieniotwórcze izotopy jodu $^{131}_{53}\text{I}$ o czasie połowicznego rozpadu $T_1 = 8$ dni oraz cezu $^{137}_{55}\text{Cs}$ o czasie połowicznego rozpadu $T_2 = 30$ lat. 28 kwietnia 1986 roku w Warszawie aktywność jodu przy powierzchni gruntu (aktywność powierzchniowa) wynosiła $100 \frac{\text{Bq}}{\text{m}^2}$, a przed awarią pierwiastek ten był niewykrywalny. Tego samego dnia aktywność cezu wynosiła $3,3 \text{ Bq (na } 1 \text{ m}^2)$ i była 80 000 razy większa niż przed awarią.

a) Obliczmy aktywność A_1 jodu w 2021 roku, czyli 35 lat po awarii.

$$t = 365 \text{ dni} \cdot 35 = 12\,775 \text{ dni}$$

$$\frac{t}{T_1} = \frac{12\,775 \text{ dni}}{8 \text{ dni}} \approx 1597$$

$$A_1 = A_{01} \left(\frac{1}{2} \right)^{1597} \approx 0$$

Aktywność jodu pochodzącego z awarii reaktora w Czarnobylu jest obecnie niewykrywalna.

b) Oszacujemy czas t , po którego upływie zmierzona po awarii aktywność A_{Cs} cezu wróci do stanu sprzed awarii, czyli $A_{0\text{Cs}}$.

$$\frac{A_{\text{Cs}}}{A_{0\text{Cs}}} = 80\,000 \approx 2^{16}$$

$$A_{\text{Cs}} \approx 2^{16} A_{0\text{Cs}}$$

Korzystamy ze wzoru (20.2):

$$A_{0\text{Cs}} = A_{\text{Cs}} \left(\frac{1}{2} \right)^{\frac{t}{T}}$$

$$A_{0\text{Cs}} \approx 2^{16} A_{0\text{Cs}} \left(\frac{1}{2} \right)^{\frac{t}{T}}$$

$$\frac{1}{2^{16}} \approx \left(\frac{1}{2} \right)^{\frac{t}{T}}$$

$$2^{\frac{t}{T}} \approx 2^{16}$$

Stąd otrzymujemy:

$$\frac{t}{T} \approx 16 \quad t \approx 16 \cdot 30 \text{ lat} \approx 500 \text{ lat}$$

Aktywność cezu pochodzącego z awarii reaktora w Czarnobylu powróci do wartości sprzed awarii dopiero po upływie pięciuset lat!

Działalność człowieka powoduje podwyższenie poziomu promieniowania w środowisku. W Polsce w następstwie spalania ok. 150 milionów ton węgla kamiennego rocznie do środowiska trafia ok. 150 ton promieniotwórczego uranu i 300 ton promieniotwórczego toru, głównie w postaci popiołów, których aktywność (określona dla 1 kg substancji) może przekraczać nawet 2000 Bq.

W tabeli 20.2 podano średnie aktywności różnych substancji.

Tabela 20.2

Materiał, obiekt	Aktywność (Bq)	Źródło promieniowania
woda pitna, 1 cm ³	0,4–40	²²² Rn i produkty jego przemiany
powietrze w pomieszczeniach mieszkalnych, 1 m ³ , Polska	ok. 50	²²² Rn
żywność tzw. sucha, 1 kg	100–1000	⁴⁰ K, ¹⁴ C
nawozy fosforowe (superfosfat), 1 kg	ok. 5000	²³⁸ U
ciało człowieka, 70 kg	ok. 7000	⁴⁰ K, ¹⁴ C
ruda uranowa, 1 kg, 0,3% zawartości ²³⁸ U	ok. 500 000	²³⁸ U

Metoda datowania izotopowego

W archeologii, historii, geologii i biologii ważną rolę odgrywa nietrwały izotop węgla ¹⁴C o czasie połowicznego rozpadu 5730 lat. Zawartość tego izotopu stanowi zaledwie ok. $1,2 \cdot 10^{-10}\%$ węgla występującego w przyrodzie. Pozostałe dwa izotopy węgla ¹²C i ¹³C są stabilne, a ich zawartość wynosi odpowiednio ok. 98,9% i ok. 1,1%. Zawartość względna ¹⁴C/¹²C jest zatem w dobrym przybliżeniu równa $1,2 \cdot 10^{-12}$.

Wszystkie trzy izotopy węgla są pochłaniane przez organizmy. W chwili śmierci organizmu ustaje absorpcja węgla z otoczenia. Od tej chwili zawartość stabilnych izotopów w szczątkach organicznych nie ulega zmianie, a zawartość izotopu ¹⁴C maleje na skutek rozpadów promieniotwórczych.

W celu zbadania wieku próbki pochodzenia organicznego (np. drewnianego narzędzia, kości ludzi czy zwierząt) wyznacza się zawartość względną węgla ¹⁴C/¹²C w tej próbce i porównuje z zawartością względną w żyjącym organizmie, w którym ¹⁴C/¹²C = $1,2 \cdot 10^{-12}$. Załóżmy, że zawartość względną ¹⁴C/¹²C w odnalezionym podczas wykopaliisk archeologicznych drewnianym narzędziu jest czterokrotnie mniejsza niż w rosnącym drzewie, czyli wynosi $0,3 \cdot 10^{-12}$. Możemy z łatwością obliczyć, że narzędzie wykonano ok. 11 460 lat temu, ponieważ po upływie 5730 lat ilość izotopu ¹⁴C zmalała do połowy, a po następnych 5730 latach do połowy z połowy, czyli do 1/4. Opisaną metodę nazywamy **datowaniem substancji na podstawie ich składu izotopowego** lub (krócej) **metodą datowania izotopowego**.

Za pomocą tej metody oszacowano na 5300 lat wiek mumii człowieka znalezionej pod koniec XX wieku w alpejskim lodowcu (rys. 20.2).



Rys. 20.2 Szczątki „człowieka lodu” (zwanego również Ötzi), znajdujące się w muzeum archeologicznym w Bolzano we Włoszech

Do zastosowania metody datowania izotopowego wystarczy zaledwie kilka miligramów substancji, więc badanie nie niszczy (niekiedy bardzo cennych) próbek.

ZADANIA

1. Czas połowicznego rozpadu dla izotopu kobaltu wynosi ok. 5 lat, a dla izotopu fosforu – ok. 130 sekund. Oblicz iloraz stałych rozpadu izotopu kobaltu i fosforu.
2. Jedną z metod badania funkcjonowania tarczycy jest scyntygrafia. W tym badaniu stosuje się izotop jodu $^{131}_{53}\text{I}$ o czasie połowicznego rozpadu równym 8 dni. Pacjentowi podano preparat zawierający 0,14 g tego izotopu.
 - a) Oblicz czas, po którego upływie aktywność preparatu w organizmie pacjenta będzie 32 razy mniejsza niż w chwili podania.
 - b) Narysuj na papierze milimetrowym wykres przedstawiający zależność masy izotopu jodu $^{131}_{53}\text{I}$ od czasu w ciągu 32 dni.
 - c) Odczytaj z wykresu masę izotopu po 20 dniach od chwili podania preparatu.
3. Najbardziej rozpowszechnionym w przyrodzie izotopem radonu jest $^{222}_{86}\text{Rn}$, który powstaje z radu $^{226}_{88}\text{Ra}$ przez rozpad alfa. Czas połowicznego rozpadu radonu wynosi $T = 3,8$ dnia. Podczas badania powietrza w kopalni stwierdzono, że w objętości 1 m^3 znajduje się $4 \cdot 10^{13}$ atomów $^{222}_{86}\text{Rn}$.
 - a) Zapisz równanie reakcji, w której wyniku z radu powstaje izotop radonu $^{222}_{86}\text{Rn}$.
 - b) Zapisz równanie reakcji rozpadu alfa radonu $^{222}_{86}\text{Rn}$.
 - c) Oblicz czas, po którego upływie liczba atomów radonu w 1 m^3 powietrza zmaleje do $2,5 \cdot 10^{12}$.
4. Podczas wykopalisk archeologicznych znaleziono fragmenty kości. Pomiary wykazały, że względna zawartość izotopu $^{14}_6\text{C}$ jest w nich trzykrotnie niższa niż w obecnie żyjących organizmach. Oszacuj wiek znalezionych szczątków.



21. Energia wiązania

- Deficyt masy
- Związek energii wiązania z deficytem masy
- Energia wiązania jąder atomowych
- Najważniejszy wykres na świecie

Przypomnij sobie pojęcie energii spoczynkowej oraz wiadomości o równoważności masy i energii spoczynkowej.

W rozdziale 15 omówiliśmy zagadnienie równoważności masy i energii. Zgodnie ze szczególną teorią względności swobodne ciało o masie m , spoczywające w danym układzie odniesienia, ma różną od zera **energię spoczynkową**, wyrażoną wzorem:

$$E_s = mc^2$$

Równoważność energii i masy ma poważne konsekwencje fizyczne. Jak wiesz, ciała oddziałujące siłami grawitacyjnymi czy też ładunki różnoimienne oddziałujące siłami elektrostatycznymi są układami złożonymi, związanymi siłami przyciągania. Aby takie układy rozdzielić na nieoddziałujące składniki, trzeba dostarczyć im odpowiednią energię.

Najmniejszą energię, którą trzeba dostarczyć układowi związanemu, aby jego składniki nie oddziaływały ze sobą (stały się swobodne), nazywamy **energią wiązania** układu.

Dla układu złożonego z dwóch składników:

$$E_{s \text{ układu}} + E_{\text{wiązania}} = E_{s1} + E_{s2} \quad (21.1)$$

Wobec tego całkowita energia spoczywającego układu związanego jest mniejsza od sumy energii spoczynkowych jego składników po rozdzieleniu o energię wiązania układu.

$$E_{s \text{ układu}} < E_{s1} + E_{s2}$$

$$M_{\text{układu}} c^2 < m_1 c^2 + m_2 c^2 \quad \Rightarrow \quad M_{\text{układu}} < m_1 + m_2$$

Różnicę pomiędzy sumą mas składników układu a masą układu nazywamy **deficytem masy** i oznaczamy symbolem Δm .

$$\Delta m = m_1 + m_2 - M_{\text{układu}}$$

Aby znaleźć związek pomiędzy energią wiązania i deficytem masy, korzystamy ze wzoru (21.1) oraz równoważności masy i energii.

Otrzymujemy:

$$E_{\text{wiązania}} = \Delta mc^2 \Rightarrow \Delta m = \frac{E_{\text{wiązania}}}{c^2}$$

Jądra atomów są związanymi układami nukleonów. Deficyt masy jądra atomowego o liczbie masowej A i liczbie atomowej Z :

$$\Delta m = Z \cdot m_p + (A - Z) \cdot m_n - m_j$$

gdzie m_p jest masą protonu, m_n – masą neutronu, a m_j – masą jądra atomowego.

Energię wiązania E_w jądra atomowego możemy więc zapisać wzorem:

$$E_w = (Z \cdot m_p + (A - Z) \cdot m_n - m_j)c^2$$

W fizyce jądrowej masy nukleonów i jąder atomowych wyrażamy w **jednostkach masy atomowej (u)** albo podajemy wartości liczbowe ich energii spoczynkowych wyrażone w elektronowoltach lub ich wielokrotnościach.

Jednostka masy atomowej (u) jest równa 1/12 masy atomu węgla $^{12}_6\text{C}$.

$$1 \text{ u} \approx 1,661 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$$

Obliczmy energię spoczynkową równoważną jednostce masy atomowej u.

$$E_s = 1 \text{ u} \cdot c^2 \approx 1,661 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \cdot \left(2,998 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}\right)^2 \approx 14,929 \cdot 10^{-11} \text{ J}$$

Ponieważ $1 \text{ J} \approx 0,624 \cdot 10^{13} \text{ MeV}$, to:

$$E_s \approx 14,929 \cdot 10^{-11} \cdot 0,624 \cdot 10^{13} \text{ MeV} \approx 931,5 \text{ MeV}$$

Energia równoważna jednostce masy atomowej u jest równa w przybliżeniu 931,5 MeV. Możemy więc zapisać:

$$1 \text{ u} \approx 931,5 \text{ MeV}/c^2$$

Przykład 21.1

Energia wiązania jądra helu

Obliczmy energię wiązania jądra atomu helu ^4_2He składającego się z 2 protonów i 2 neutronów. Masa protonu $m_p = 1,0073 \text{ u}$, a masa neutronu $m_n = 1,0087 \text{ u}$. Suma mas składników jądra jest więc równa:

$$2m_p + 2m_n = 2 \cdot 1,0073 \text{ u} + 2 \cdot 1,0087 \text{ u} = 4,0320 \text{ u}$$

Masa jądra atomu ^4_2He wynosi 4,0015 u, a zatem deficyt masy jądra atomu helu to:

$$\Delta m = 4,0320 \text{ u} - 4,0015 \text{ u} = 0,0305 \text{ u}$$

a energia wiązania to:

$$E_w = \Delta mc^2 = 0,0305 \cdot 931,5 \text{ MeV} \approx 28,4 \text{ MeV}$$

WIEDZIEĆ WIĘCEJ

Energia wiązania a energia spoczynkowa

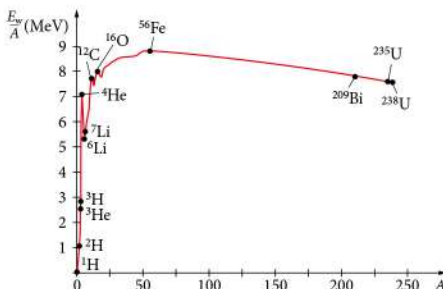
Energie wiązania elektronów w atomach są rzędu jednej stutysięcznej energii spoczynkowej elektronu; np. w atomie wodoru:

$$E_w = 3 \cdot 10^{-5} m_e c^2$$

Energie wiązania atomów w cząsteczkach są tego samego rzędu (lub mniejsze), więc w porównaniu z energiami spoczynkowymi cząsteczek są znikomo małe; np. masa cząsteczki wody jest ponad 36 000 razy większa od masy elektronu, a miliardy razy większa od deficytu masy. Oznacza to, że żadne zwykłe metody pomiaru masy nie pozwalają w tym wypadku na pomiar Δm .

Energie wiązania typowych układów związanych przez oddziaływania grawitacyjne (w Układzie Słonecznym, dla satelitów krążących wokół Ziemi itp.) stanowią jeszcze mniejszy ułamek energii spoczynkowej układu. Tylko w gwiazdach (zwłaszcza najcięższych) sytuacja jest inna i bilans energii, decydujący o ich ewolucji, jest zdominowany przez energię oddziaływania grawitacyjnego.

Im większa jest masa jądra atomowego, tym większa jest jego energia wiązania E_w . O trwałości jądra nie decyduje jednak jego całkowita energia wiązania E_w , lecz energia wiązania przypadająca na jeden nukleon: E_w/A . Im większa jest bowiem energia wiązania przypadająca na jeden nukleon, tym trudniej oderwać nukleon od jądra. Na rysunku 21.1 przedstawiono wykres zależności E_w/A od A . Wielu fizyków nazywa go „najważniejszym wykresem na świecie”, bo – jak się wkrótce przekonasz – wynika z niego możliwość wykorzystania energii jądrowej.



Rys. 21.1 Wykres zależności energii wiązania na jeden nukleon od liczby nukleonów w jądrze atomu

Energia wiązania przypadająca na jeden nukleon dla bardzo lekkich jąder szybko rośnie ze wzrostem liczby masowej A , dla jąder zbudowanych w przybliżeniu z 30 do 150 nukleonów ma wartość liczbową zawartą w granicach 8–9 MeV, dla jądra żelaza $^{56}_{26}\text{Fe}$

osiąga maksimum, a następnie maleje. Wykres kończy się przy takich A , dla których nie ma już stabilnych jąder. Masa jąder A_ZX cięższych od jądra bizmutu jest z reguły większa od sumy mas cząstki α i jądra pierwiastka ${}^{A-4}_{Z-2}X'$. Dla tych jąder możliwy jest więc samorzutny rozpad α .

Energie wiązania jąder są znacznie większe od energii wiązania atomów i cząstek. Nawet dla wyjątkowo słabo związanego jądra deuteru energia wiązania protonu i neutronu stanowi ponad 0,1% energii spoczynkowej jądra. Dla jądra helu E_w/A to ok. 0,8% energii spoczynkowej protonu lub neutronu, a dla jądra żelaza niemal 1%. To znaczy, że deficyt masy jąder może być rzędu 1% masy – to miliony razy więcej niż dla innych układów związanych!

Duże różnice stosunku E_w/A dla różnych jąder oznaczają możliwość wykorzystania ogromnej energii zmagazynowanej w jądrach. Będziemy o tym mówić w rozdziale 23.

ZADANIA

1. W jądrze atomu ołowiu jest ponad 200 nukleonów, a deficyt masy stanowi ponad 0,5% masy jądra. Ustal, czy przy znanej masie jądra możemy poprawnie obliczyć liczbę nukleonów w jądrze, jeśli zapomnimy o deficycie masy.
2. Oblicz energię wiązania jądra deuteru. Przyjmij, że masa protonu $m_p = 1,0073$ u, masa neutronu $m_n = 1,0087$ u, zaś masa jądra deuteru $m_d = 2,0136$ u.
3. Zjawisko występowania deficytu masy jest związane nie tylko z oddziaływaniem jądrowym, lecz także z oddziaływaniami elektrostatycznymi czy też grawitacyjnymi. Oblicz deficyt masy będący efektem utworzenia cząsteczki wodoru z dwóch atomów wodoru. Energia wiązania cząsteczki wodoru $E_w = 4,52$ eV. Porównaj obliczony deficyt masy z masą protonu.

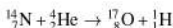
22. Reakcje jądrowe. Kreacja i anihilacja

- Zasady zachowania w reakcjach jądrowych
- Zderzenia cząstek z jądrami atomowymi
- Kreacja pary elektron-pozyton
- Anihilacja elektronu i pozytonu

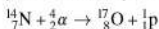
Przypomnij sobie wiadomości o rozpadach promieniotwórczych.

Niektóre jądra atomowe są stabilne, a inne ulegają samorzutnym rozpadom. Wszystkie jądra mogą jednak brać udział w procesach zderzeń i w ich wyniku ulegać różnym przemianom. Procesy te obejmujemy ogólną nazwą **reakcji jądrowych**. Należą do nich znane ci już reakcje rozpadów promieniotwórczych. W kolejnych rozdziałach poznasz następne reakcje jądrowe.

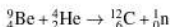
Pierwszą reakcję jądrową odkrył Rutherford w 1919 roku. Stwierdził on, że przy bombardowaniu azotu cząstkami α pojawiają się swobodne protony. Ustalono, że zachodzi wówczas reakcja:



Dla jednolitości zapisu cząstkę α i proton oznaczyliśmy symbolami odpowiednich pierwiastków: helu i wodoru, ale oczywiście można tę reakcję zapisać również w postaci:



Inna reakcja jądrowa doprowadziła do odkrycia neutronu: cząstkami α ostrzeliwano beryl.



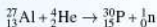
Reakcję tę badali Fryderyk i Irena Joliot-Curie (czytaj: Żoliot-Kiri), córka Marii Skłodowskiej-Curie, ale (jak już wspominaliśmy) odkrywcą neutronu został Chadwick. On jako pierwszy ustalił, że neutralne cząstki unoszące część energii w tej reakcji nie są fotonami wielkiej energii (promieniowaniem γ), lecz mają masę zbliżoną do masy protonu.

We wszystkich znanych reakcjach jądrowych zachowane są całkowity ładunek i całkowita liczba nukleonów.

Wobec tego suma liczb A i suma liczb Z jąder i cząstek biorących udział w reakcji oraz jąder i cząstek powstających w wyniku tej reakcji jest taka sama. Te prawa zachowania służą do tzw. uzgadniania reakcji, czyli ustalania wartości A i Z powstających jąder oraz identyfikowania cząstek.

Przykład 22.1**Zderzenie cząstki α z jądrem glinu**

Cząstka ${}^4_2\alpha$ uderza w jądro glinu ${}^{27}_{13}\text{Al}$ i zmienia je w jądro nietrwałego izotopu fosforu oraz pojedynczy neutron. Nie musimy sprawdzać w układzie okresowym pierwiastków, jaka jest liczba porządkowa fosforu i liczba masowa tego izotopu, bo w stanie początkowym $A_1 + A_2 = 27 + 4 = 31$, $Z_1 + Z_2 = 13 + 2 = 15$, więc powstające jądro ma $A = 31 - 1 = 30$, $Z = 15 - 0 = 15$; jest to jądro atomu ${}^{30}_{15}\text{P}$. Zapisujemy to następująco:



Izotop fosforu ${}^{30}_{15}\text{P}$ jest nietrwały. Jego czas połowicznego rozpadu wynosi 2,5 min.

Promieniotwórcze izotopy fosforu są stosowane jako wskaźniki izotopowe w badaniach biologicznych i medycynie. Wytworzenie takich izotopów stanowi ważną grupę użytecznych reakcji jądrowych.

Aby przeprowadzić reakcję jądrową, należy zderzyć „pocisk” z „tarczą”, bo dla odległości znacznie większych od rozmiarów jąder oddziaływania jądrowe można pominąć. Zderzające się jądra odpychają się siłami elektrostatycznymi, których wartości, zgodnie z prawem Coulomba, rosną jak $1/r^2$, gdy maleje odległość r między jądrami. Należy więc nadać przynajmniej jednemu z jąder energię kinetyczną wystarczającą do pokonania tej „bariery kulombowskiej” i zbliżenia jąder na tak małą odległość, aby oddziaływanie jądrowe mogło doprowadzić do reakcji. Dziś do tego celu używamy zwykle urządzeń przyspieszających cząstki i jądra, czyli **akceleratorów**. W latach dwudziestych XX wieku, gdy odkryto reakcje jądrowe, fizycy dysponowali tylko cząstkami pochodzącymi z rozpadów jąder izotopów pierwiastków ciężkich, które miały zwykle energię rzędu kilku MeV.

Przykład 22.2**Zderzenie cząstki α z jądrem złota**

Obliczmy energię kinetyczną, którą trzeba byłoby nadać cząstce α , aby zbliżyła się do jądra złota (unieruchomionego w sieci krystalicznej) na odległość $r = 8 \cdot 10^{-15}$ m (niewiele większą od promienia jądra tego atomu), co z dużym prawdopodobieństwem spowodowałoby reakcję jądrową.

W bardzo dużej odległości od jądra cząstka α z nim nie oddziałuje, więc możemy przyjąć, że jej elektrostatyczna energia potencjalna $E_p = 0$. W odległości r , w której cząstka się zatrzymuje, jej energia kinetyczna jest równa zeru, a elektrostatyczna energia potencjalna wyraża się wzorem:

$$E_p = k \frac{2e \cdot Ze}{r}$$

gdzie Ze to ładunek jądra atomu złota, a $2e$ – ładunek cząstki α .

Z prawa zachowania energii $E_k + 0 = 0 + E_p$ wynika, że energia kinetyczna jest równa:

$$E_k = \frac{2kZe^2}{r}$$

Po podstawieniu: $Z = 79$, $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$, $k = 9,0 \cdot 10^9 \text{ N m}^2/\text{C}^2$ otrzymujemy:

$$E_k \approx 28 \text{ MeV}$$

W doświadczeniu Rutherforda (opisanym na s. 146), w którym użyto cząstek o energii w przybliżeniu 5-krotnie mniejszej, obserwowano więc tylko rozpraszanie wynikające z oddziaływania elektrostatycznego.

Problem sił elektrostatycznych nie występuje oczywiście dla reakcji inicjowanych przez neutrony, które nie mają ładunku.

W reakcjach omówionych powyżej jądra zmieniały się w wyniku zderzeń z cząstkami α . Teraz omówimy procesy, w których udział jądra jest konieczny, ale jądro nie zmienia swojego składu.

Kreacja pary elektron-pozyton

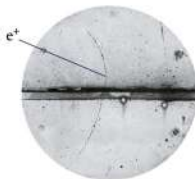
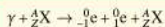
Przejęciu promieniowania gamma przez materię może towarzyszyć niezwykle zjawisko polegające na wytworzeniu, czyli kreacji, pary złożonej z elektronu i pozytonu (cząstki i jej antycząstki). Zjawisko to przewidział teoretycznie Albert Einstein.

Pozyton został zaobserwowany po raz pierwszy w 1932 roku przez amerykańskiego fizyka Carla Davida Andersona, za co uhonorowano go w 1936 roku Nagrodą Nobla. Podczas badania promieniowania kosmicznego w komorze Wilsona zauważył on tor o identycznym kształcie jak tor elektronu, ale zakrzywiony w polu magnetycznym w przeciwną stronę. Był to ślad pozostawiony przez nieznaną cząstkę (rys. 22.1). Jak się okazało, ślad ten pozostawiła cząstka o masie równej masie elektronu i o dodatnim ładunku e . Już wiesz, że cząstką o takich cechach jest pozyton.

W jaki sposób, pozornie „z niczego”, na trasie przelotu promieniowania kosmicznego mogą powstać elektron i pozyton?

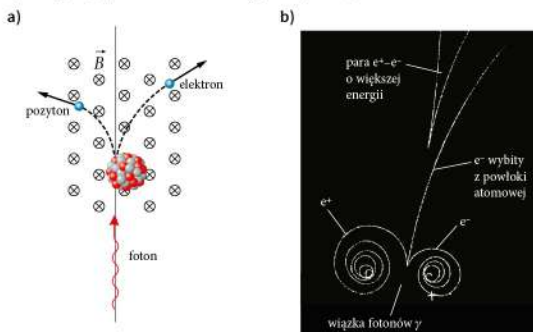
Cząstki te mogą powstać w procesie oddziaływania (zderzenia) kwantu gamma z jądrem atomu materii, obok którego ten kwant przelatuje. W zderzeniu z jądrem foton traci całą energię i przestaje istnieć. Koszt energii fotonu powstają cząstka i jej antycząstka, a pozostałą część energii uzyskuje jądro, które nie ulega przy tym zmianie. Ponieważ masa jądra atomowego jest ogromna w porównaniu z masą elektronu, energia przekazywana jądro jest pomijalnie mała.

Kreację pary elektron-pozyton, która nastąpiła w procesie oddziaływania z jądrem atomu ${}^A_Z\text{X}$, możemy opisać równaniem:



Rys. 22.1 Tor pozytonu w komorze Wilsona

Zjawisko kreacji przedstawiono schematycznie na rysunku 22.2a, a na rysunku 22.2b widzimy fotografię zjawiska w komorze pęcherzykowej.



Rys. 22.2 Kreacja pary elektron-pozyton: schemat (a), fotografia torów cząstek w komorze pęcherzykowej (b)

W zjawisku kreacji muszą być zachowane ładunek elektryczny, energia i pęd.

Suma ładunków elektronu i pozytonu jest równa zero. Foton nie niesie ładunku, więc warunek zachowania ładunku elektrycznego jest spełniony.

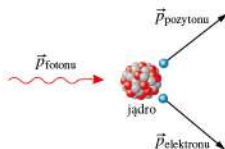
Energia fotonu $h\nu$ zamienia się na energie spoczynkowe elektronu i pozytonu, ich energie kinetyczne oraz energię kinetyczną jądra. Wobec tego z zasady zachowania energii:

$$h\nu = m_{\text{elektronu}}c^2 + m_{\text{pozytonu}}c^2 + E_k \text{ elektronu} + E_k \text{ pozytonu} + E_k \text{ jądra}$$

Energię kinetyczną jądra zazwyczaj można pominąć, więc:

$$h\nu \approx m_{\text{elektronu}}c^2 + m_{\text{pozytonu}}c^2 + E_k \text{ elektronu} + E_k \text{ pozytonu}$$

Natomiast całkowity pęd układu przed kreacją jest sumą pędów fotonu i jądra atomowego, a po kreacji sumą pędów powstających cząstek i jądra, z którym zderzył się foton (rys. 22.3).



Rys. 22.3 Pęd fotonu przed kreacją oraz pędy elektronu i pozytonu po kreacji

Jeśli jądro początkowo spoczywało, to zasada zachowania pędu ma postać:

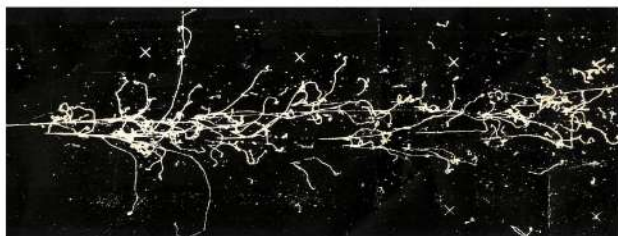
$$\vec{p}_{\text{fotonu}} = \vec{p}_{\text{elektronu}} + \vec{p}_{\text{pozytonu}} + \vec{p}_{\text{jądra}}$$

Zjawisko krecji par nie może zajść w próżni, bo bez udziału jądra atomowego nie mogłyby być zachowane jednocześnie energia i pęd. Krecja par zachodzi więc wtedy, gdy promieniowanie gamma przechodzi przez materię.

Obliczmy teraz **minimalną** energię, którą musi mieć foton, aby nastąpiła krecja pary elektron–pozyton. Minimalna energia jest równa tylko sumie (jednakowych!) energii spoczynkowych elektronu i pozytonu:

$$(h\nu)_{\min} = 2m_e c^2 \approx 2 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg} \cdot 9 \cdot \frac{10^{16} \text{ m}^2}{\text{s}^2} \approx 1,02 \text{ MeV} \quad (22.1)$$

Fotony o energiach $h\nu > 1,02 \text{ MeV}$ należą do zakresu promieniowania gamma. Im większa jest energia fotonu i liczba atomowa jądra, z którym zderza się foton, tym większe jest prawdopodobieństwo krecji pary elektron–pozyton. Jeśli energie fotonów są rzędu setek MeV lub większe, to cząstki te mogą uzyskiwać ogromne energie kinetyczne i podczas hamowania w materii wysyłać promieniowanie gamma o energii wystarczającej do krecji kolejnych par. Na rysunku 22.4 pokazano lawinowy przebieg takich procesów, zainicjowanych przez dwa wysokoenergetyczne fotony gamma.



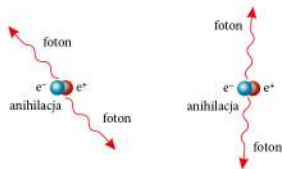
Rys. 22.4 Procesy krecji par elektron–pozyton

Anihilacja elektronu i pozytonu

Drugim, obok krecji par cząstka–antycząstka, zjawiskiem wynikającym z równoważności masy i energii jest **anihilacja** (unicestwienie). Podczas spotkania cząstki z antycząstką obie znikają, ale pojawia się odpowiednia energia w postaci fotonów, więc zasada zachowania energii jest spełniona. Anihilację elektronu i pozytonu warto omówić dokładniej. Gdy pozyton powstający np. w rozpadzie beta napotka elektron (a o to w materii nie jest trudno, zwłaszcza że cząstki te przyciągają się siłami elektrycznymi), tworzy z nim układ (tzw. pozytonium) na czas rzędu 10^{-7} s . W układzie tym elektron i pozyton poruszają się wokół środka masy układu z pędami o przeciwnych zwrotach i jednakowych wartościach, zbliżają się do siebie, znikają, a w ich miejsce pojawiają się **co najmniej dwa fotony** o odpowiedniej energii.

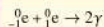
Fakt, że w procesie anihilacji nie może powstać tylko jeden foton, wynika z zasady zachowania pędu. Jeśli suma pędów elektronu i pozytonu przed anihilacją była równa

zeru, to po anihilacji pędy powstających fotonów muszą być wektorami przeciwnymi (rys. 22.5), o wartości $p = \frac{h}{\lambda} = \frac{h\nu}{c}$ i dowolnym, przypadkowym kierunku obu tych wektorów.



Rys. 22.5 Przykładowe schematy emisji pary fotonów w wyniku anihilacji elektronu i pozytonu

Równanie opisujące **proces anihilacji elektronu i pozytonu** ma postać:



Minimalna energia dwóch powstających fotonów jest równa sumie energii spoczynkowych elektronu i pozytonu, czyli 1,02 MeV, a zatem każdy foton unosi energię równą w przybliżeniu 0,51 MeV.

Jeśli przed anihilacją energie kinetyczne elektronu i pozytonu byłyby większe od zera, to energia fotonów gamma powstałych podczas anihilacji miałaby nieco większą wartość. Ponieważ jednak energie kinetyczne anihilujących cząstek są znacznie mniejsze od ich energii spoczynkowych, można je pominąć w bilansie energii.

ZADANIA

1. Oblicz maksymalną długość fali odpowiadającej fotonowi, który może spowodować kreację par elektron-pozyton.
2. Oblicz maksymalną długość fali promieniowania gamma, którego fotony powstały w wyniku anihilacji elektronu i pozytonu. Wynik podaj z dokładnością do dwóch cyfr znaczących.
3. Oszacuj łączną masę elektronów i pozytonów, które musiałyby ulec anihilacji, aby uzyskana energia (gdyby można było ją wykorzystać do celów przemysłowych) zaspokoiła światowe potrzeby na energię elektryczną w ciągu roku, równe ok. 10^{20} J.
4. Procesy anihilacji i kreacji występują w przyrodzie nie tylko dla elektronu i pozytonu, lecz także dla innych par cząstka-antycząstka.
Oblicz minimalną energię fotonów gamma powstających w wyniku anihilacji protonu i antyprotonu.



23. Reakcje rozszczepienia

- Reakcje rozszczepienia jąder jako źródło energii
- Reakcja łańcuchowa
- Masa krytyczna

Przypomnij sobie wykres zależności energii wiązania przypadającej na jeden nukleon od liczby nukleonów i wynikające z niego wnioski.

Szczególnym rodzajem reakcji jądrowych są reakcje rozszczepienia.

Reakcją rozszczepienia nazywamy taką przemianę ciężkiego jądra atomowego, w której wyniku rozpada się ono na lżejsze jądra.

Zdecydowana większość reakcji rozszczepienia następuje po zderzeniu z neutronem, który „przykleja się” do ciężkiego jądra na krótką chwilę, a powstałe w ten sposób wzbudzone, nietrwałe jądro szybko rozszczepia się na dwa jądra o porównywalnych (ale zwykle nie identycznych) masach. Co więcej, nie wszystkie neutrony „znajdują miejsce” w nowo powstałych jądrach – zazwyczaj dwa lub trzy z nich wylatują jako cząstki swobodne. Powstające jądra są na ogół w stanie wzbudzonym i w bardzo krótkim czasie oddają nadmiar energii, emitując promieniowanie γ . Następnie ulegają rozpadowi β , ponieważ mają nadmiar neutronów.

Z wykresu na rysunku 21.1 wynika, że średnia energia wiązania przypadająca na jeden nukleon w jądrach pierwiastków zawierających od 30 do 150 nukleonów jest większa niż w jądrach pierwiastków cięższych. Jeśli więc ciężkie jądro (o liczbie masowej większej niż 150) o masie M ulegnie rozszczepieniu na dwa lżejsze fragmenty o masach m_1 i m_2 , to suma ich mas będzie mniejsza od masy jądra początkowego:

$$m_1 + m_2 < M$$

Doświadczenie myślowe 23.1

Ile energii wydzieliliby się podczas tworzenia dwóch jednakowych jąder z nieoddziałujących nukleonów otrzymanych w wyniku rozdzielenia jądra uranu?

Wyobraźmy sobie, że dysponujemy jądrem uranu ${}^{238}_{92}\text{U}$, które chcemy rozdzielić na nieoddziałujące ze sobą nukleony. Jak wiesz, musimy w tym celu wykonać pracę równą energii wiązania E_w tego jądra. Jądro uranu ma 238 nukleonów, a energia wiązania jednego nukleonu w jądrze jest równa ok. 7,5 MeV. Wobec tego:

$$E_w \approx 238 \cdot 7,5 \text{ MeV} \approx 1785 \text{ MeV}$$

Po dostarczeniu jądra uranu takiej energii „rozłożymy” je na 238 nieoddziałujących ze sobą nukleonów: 92 protony i 146 neutronów (rys. 23.1).



Rys. 23.1 Wizualizacja efektu dostarczenia do jądra uranu energii równej energii wiązania

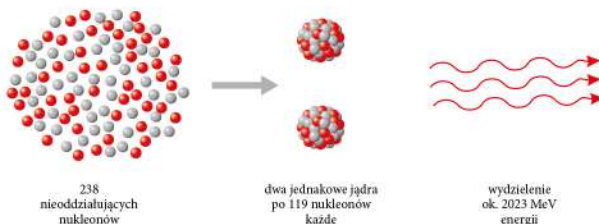
Jeśli teraz połączylibyśmy rozdzielone nukleony w jądro uranu, to wydzieliliby się tyle samo energii, ile poprzednio dostarczyliśmy jądro, czyli ok. 1785 MeV.

Jednak z tych nukleonów moglibyśmy także utworzyć np. dwa jednakowe jądra. Każde z nich zawierałoby 119 nukleonów (46 protonów i 73 neutrony). Jaka energia wydzieliliby się wówczas? Z wykresu zależności E_w/A od A możemy odczytać, że energia wiązania przypadająca na jeden nukleon w jądrze zawierającym 119 nukleonów jest równa ok. 8,5 MeV. Wobec tego podczas tworzenia jednego takiego jądra wydzieliliby się energia:

$$E_{w1} \approx 119 \cdot 8,5 \text{ MeV} = 1011,5 \text{ MeV}$$

Utworzenie dwóch jednakowych jąder spowodowałoby uwolnienie energii:

$$E = 2E_{w1} \approx 2023 \text{ MeV}$$



Rys. 23.2 Wizualizacja efektu utworzenia dwóch jąder z nieoddziałujących nukleonów

Wobec tego w procesie tworzenia dwóch jednakowych jąder (rys. 23.2) uzyskujemy nadwyżkę energii równą:

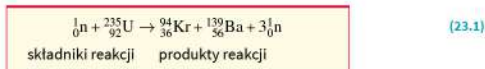
$$\Delta E = 2E_{w1} - E_w \approx 2023 \text{ MeV} - 1785 \text{ MeV} = 238 \text{ MeV}$$

Taka ogromna energia wydzieliliby się w procesie rozszczepienia jądra uranu na dwa jednakowe jądra (rys. 23.3)!



Rys. 23.3 Wizualizacja procesu rozszczepienia jądra uranu na dwa jednakowe jądra

W zderzeniu jądra uranu ^{235}U z neutronem mogą powstać jądra kryptonu i baru oraz neutrony, co zapisujemy następująco:



Całkowita energia jąder i cząstek przed reakcją i po reakcji jest (zgodnie z zasadą zachowania energii) sumą ich energii spoczynkowych E_s i energii kinetycznych E_k (energię potencjalną oddziaływań przed reakcją i po niej można pominąć):

$$E_{s1} + E_{s2} + E_{k1} + E_{k2} = E'_{s1} + E'_{s2} + \dots + E'_{sn'} + E'_{k1} + E'_{k2} + \dots + E'_{kn'}$$

gdzie n' jest liczbą produktów reakcji.

Jeśli suma energii spoczynkowych produktów reakcji jest mniejsza od sumy energii spoczynkowych składników reakcji, to suma energii kinetycznych produktów reakcji jest większa od sumy energii kinetycznych składników reakcji.

$$E_{s1} + E_{s2} > E'_{s1} + E'_{s2} + \dots + E'_{sn'} \Rightarrow E_{k1} + E_{k2} < E'_{k1} + E'_{k2} + \dots + E'_{kn'}$$

Taką reakcję nazywamy **egzoenergetyczną**.

Nadwyżkę energii kinetycznej uzyskaną w reakcji egzoenergetycznej nazywamy **energią jądrową**. Ta nadwyżka pochodzi z części energii spoczynkowej.

W wyniku reakcji rozszczepienia opisanej równaniem (23.1) powstające jądra kryptonu i baru oraz neutrony mają w sumie większą energię kinetyczną niż inicjujący reakcję neutron, uderzający w nieruchome jądro uranu. Mówiliśmy już, że energia wiązania i deficyt masy przypadający na jeden nukleon w ciężkich jądrach (takich jak uran) są mniejsze niż w jądrach „pośrednich” (jak krypton i bar). Wobec tego różnica między sumą mas 235 nukleonów w jądrze atomu uranu i masą jądra tego atomu jest znacznie mniejsza niż różnica między sumą mas 233 nukleonów w jądrach kryptonu i baru i sumą mas tych jąder.

$$92m_p + 143m_n - m_U < 92m_p + 141m_n - m_{Kr} - m_{Ba}$$

skąd:

$$m_U > m_{Kr} + m_{Ba} + 2m_n$$

Po dodaniu m_n do obu stron nierówności otrzymujemy:

$$m_U + m_n > m_{Kr} + m_{Ba} + 3m_n$$

Suma mas ($m_U + m_n$) składników reakcji jest większa od sumy mas produktów reakcji. Reakcja jest egzoenergetyczna, więc może **stanowić źródło energii**.

Energię jądrową można przekształcić w inne formy energii. Zwykle jest ona najpierw przekazywana w zderzeniach atomom jakiejś substancji, co powoduje wzrost energii wewnętrznej (i temperatury) tej substancji, a następnie wykorzystywana w silnikach cieplnych, napędzających np. prądnice wytwarzające prąd elektryczny.

Rozszczepienie jądra uranu może prowadzić do powstawania jąder innych pierwiastków, których suma liczb atomowych (zgodnie z zasadą zachowania ładunku) wynosi 92. Mogą to być np. jądra cezu i rubidu:



Przykład 23.1

Rozszczepienie jądra uranu

Obliczmy energię uwalnianą podczas rozszczepienia jądra uranu ${}_{92}^{235}\text{U}$ w reakcji:



Masa atomowa uranu $m_U = 235,04392$ u, masa atomowa rubidu $m_{Rb} = 92,92157$ u, masa atomowa cezu $m_{Cs} = 140,91963$ u, masa neutronu $m_n = 1,00867$ u.

W zadaniu podane są masy atomów. Czy możemy zastąpić w równaniach masy jąder masami atomów? Czy takie postępowanie wpłynie na wynik obliczeń? Nie wpłynie, ponieważ liczba (i masa) elektronów w atomie uranu jest równa liczbie (i masie) elektronów w jądrach atomów rubidu i cezu.

Masa składników reakcji:

$$m_n + m_U = 1,00867 \text{ u} + 235,04392 \text{ u} = 236,05259 \text{ u}$$

Masa produktów reakcji:

$$m_{Rb} + m_{Cs} + 2m_n = 92,92157 \text{ u} + 140,91963 \text{ u} + 2 \cdot 1,00867 \text{ u} = 235,85854 \text{ u}$$

Wobec tego różnica mas składników reakcji i produktów reakcji $\Delta m = 0,19405$ u, a równoważna jej energia $E = \Delta mc^2 = 0,19405 \text{ u} \cdot c^2$. Ponieważ $1 \text{ u} \approx \frac{931,5 \text{ MeV}}{c^2}$, to:

$$E = \Delta mc^2 \approx 0,19405 \cdot \frac{931,5 \text{ MeV}}{c^2} \cdot c^2 \approx 181 \text{ MeV}$$

Zauważ, że jako masę składników mogliśmy wziąć pod uwagę tylko masę uranu, a w sumie mas produktów reakcji uwzględnić masę tylko jednego neutronu.

WIEDZIEĆ WIĘCEJ

Pierwsza w świecie reakcja rozszczepienia uranu $^{235}_{92}\text{U}$

W połowie lat trzydziestych XX wieku naukowcy prowadzili intensywne badania z zakresu fizyki jądrowej. W ośrodku badawczym w Berlinie pracami kierowała pochodząca z Austrii fizyczka Lise Meitner, z którą współpracowali dwaj niemieccy chemicy Otto Hahn i Fritz Straßmann. Na przełomie 1938 i 1939 roku przeprowadzili oni po raz pierwszy reakcję rozszczepienia uranu $^{235}_{92}\text{U}$. Zaobserwowali pojawienie się w tej reakcji jąder baru. Właściwą interpretację otrzymanych przez nich wyników podała, wspólnie z Ottonem Frischem, pracująca w tym czasie w Szwecji Lise Meitner. Ona też wprowadziła do języka fizyki termin „rozszczepienie jądra atomowego”. Poniżej fotografia (rys. 23.4) zrekonstruowanej aparatury badawczej, której w 1938 roku użył Otto Hahn do uzyskania kontrolowanego rozszczepienia jąder uranu. Aparaturę tę można oglądać w Deutsches Museum w Monachium.



Rys. 23.4 Zrekonstruowana aparatura badawcza, użyta do uzyskania kontrolowanego rozszczepienia jąder uranu

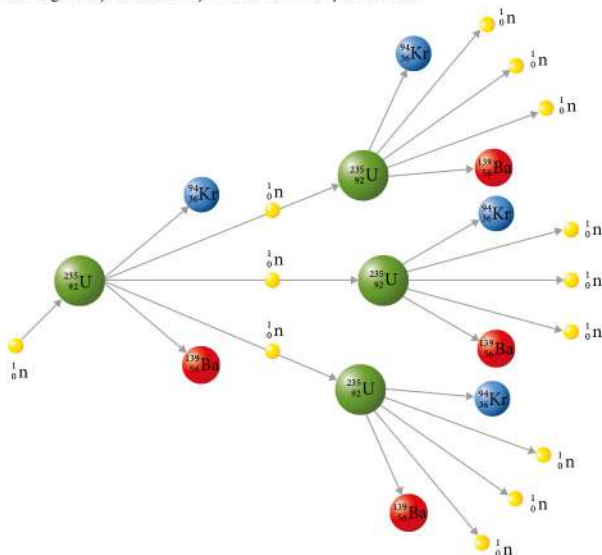
Reakcja łańcuchowa

W reakcji rozszczepienia jąder uranu są emitowane neutrony, które mogą powodować rozszczepienie kolejnych jąder tego pierwiastka. Jeśli średnio tylko jeden neutron emitowany w procesie rozszczepienia doprowadzi do rozszczepienia kolejnego jądra, to liczba neutronów oraz rozszczepianych jąder będzie stała. Jeśli natomiast średnio więcej niż jeden neutron emitowany w procesie rozszczepienia doprowadzi do rozpadu kolejnego jądra, to liczba neutronów oraz rozszczepianych jąder będzie szybko rosła. Taki proces nazywamy **reakcją łańcuchową**¹⁴.

Jeśli przyjmijemy, że w wyniku rozszczepienia jądra są emitowane trzy neutrony i każdy z nich wywołuje rozszczepienie następnego jądra, to w kolejnych etapach rozszczepieniu ulegnie 3, 9, 27, 81 itd. jąder.

¹⁴ Możliwość występowania reakcji łańcuchowej przewidział fizyk pochodzenia węgierskiego Leó Szilárd (czytaj: Leo Silard). Pierwszą reakcję łańcuchową przeprowadził w 1942 roku Enrico Fermi (czytaj: Enriko Fermi).

Przebieg reakcji łańcuchowej zilustrowano na rysunku 23.5.



Rys. 23.5 Schemat reakcji łańcuchowej

Jeśli chcemy wykorzystywać wyzwalaną energię w sposób ciągły, to liczba reakcji na jednostkę czasu powinna być w przybliżeniu stała. Wobec tego średnio jeden neutron z każdej reakcji powinien inicjować kolejne rozszczepienie (ściślej mówiąc, na początku liczba ta powinna być nieco większa, aby reakcja „rozwinęła się”). W naturalnych rudach uranu zawierających różne jego izotopy reakcja łańcuchowa zwykle nie zachodzi, gdyż znajduje się w nich tylko ok. 0,7% uranu $^{235}_{92}\text{U}$. Większość stanowią atomy $^{238}_{92}\text{U}$, które pochłaniają neutrony pochodzące z rozszczepienia uranu $^{235}_{92}\text{U}$, ale nie ulegają rozszczepieniu. W celu stworzenia warunków umożliwiających zajście reakcji łańcuchowej stosuje się **wzbogacanie uranu**, aby zwiększyć zawartość uranu $^{235}_{92}\text{U}$ w uranie naturalnym. Odpowiednia liczba jąder uranu $^{235}_{92}\text{U}$ nie jest jedynym warunkiem koniecznym do zajścia reakcji łańcuchowej. Jeśli masa próbki będzie zbyt mała, większość neutronów wyleci z niej, zanim napotka kolejne jądro uranu $^{235}_{92}\text{U}$. Minimalną masę próbki, w której może zajść reakcja łańcuchowa, nazywamy **masą krytyczną**. Reakcja łańcuchowa jest możliwa tylko w próbce, której masa jest większa od masy krytycznej.

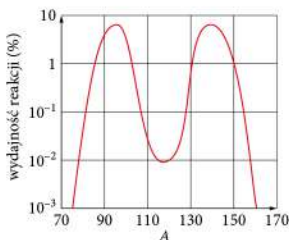
ZADANIA

1. Reakcja rozszczepienia uranu może prowadzić do powstania innych produktów niż krypton i bar.

a) Przepisz do zeszytu i uzupełnij równanie reakcji:



- b) Oblicz energię uwalnianą w powyższej reakcji. Przyjmij, że potrzebne w zadaniu masy atomowe izotopów są odpowiednio równe: uranu $m_{\text{U}} = 235,04392 \text{ u}$, strontu $m_{\text{Sr}} = 93,91536 \text{ u}$, masa drugiego jądra $m = 139,92165 \text{ u}$, a masa neutronu $m_{\text{n}} = 1,00867 \text{ u}$.
2. Najczęściej występujący w przyrodzie izotop uranu to ${}^{238}_{92}\text{U}$. Aby otrzymać uran ${}^{235}_{92}\text{U}$, można (paradoksalnie) najpierw „dodać” do jądra izotopu ${}^{238}_{92}\text{U}$ jeszcze jeden neutron. Otrzymuje się wtedy uran o liczbie masowej 239 oraz foton unoszący nadmiar energii. Następnie po dwóch kolejnych rozpadach β^- i rozpadzie α otrzymuje się pożądaną izotop uranu. Zapisz równania wszystkich wymienionych reakcji jądrowych. Skorzystaj z reguły Soddy’ego–Fajansa.
3. Rozkład liczb masowych jąder powstałych w wyniku rozszczepienia uranu ma dwa maksima: jedno w pobliżu liczby masowej 90, a drugie w pobliżu 140; na rys. 23.6 rozkład ten przedstawiono w skali logarytmicznej.



Rys. 23.6

Oznacza to, że rozszczepienie na dwa identyczne jądra jest mniej prawdopodobne od rozszczepienia „asymetrycznego”. Odczytaj w układzie okresowym liczby atomowe pierwiastków, które mają trwałe izotopy o takich liczbach masowych. Czy suma tych liczb atomowych jest równa 92 (liczbie atomowej uranu)? Sformułuj wniosek.

4. Rozważmy rozszczepienie przez powolny neutron (o pomijalnej energii kinetycznej) jądra o liczbie masowej A i liczbie atomowej Z na dwa jądra o liczbach masowych A_1 i A_2 oraz liczbach atomowych Z_1 i Z_2 z emisją dwóch neutronów.
- a) Zapisz równanie tej reakcji i wyraż A_2 przez A i A_1 , a Z_2 przez Z i Z_1 .
- b) Załóż, że energia wiązania na nukleon w jądrze pierwotnym wynosi B , a w każdym z obu jąder stanu końcowego $B' > B$. Oszacuj ubytek energii spoczynkowej, która zmieni się w energię kinetyczną produktów tej reakcji. Przyjmij, że $B = 7,5 \text{ MeV}$, $B' = 8,5 \text{ MeV}$, $A = 235$.



24. Energetyka jądrowa. Wykorzystanie energii jądrowej

- Budowa i zasada działania reaktora jądrowego
- Budowa i zasada działania bomby atomowej
- Korzyści i zagrożenia płynące z energetyki jądrowej

F

Przypomnij sobie wiadomości o reakcjach rozszczepienia jąder atomowych.

Urządzenie, w którym w sposób ciągły wykorzystuje się energię wyzwalaną w **kontrolowanych** procesach rozszczepienia jąder atomowych, nazywamy **reaktorem jądrowym**. W reaktorach jądrowych **paliwem** jest najczęściej wzbogacony uran, umieszczony wewnątrz reaktora w postaci **prętów paliwowych** złożonych z pastylek (rys. 24.1). W nich właśnie zachodzi **kontrolowana reakcja łańcuchowa**. Liczba i wielkość elementów paliwowych decydują o mocy reaktora. W przeciętnym reaktorze jest ich kilkaset.



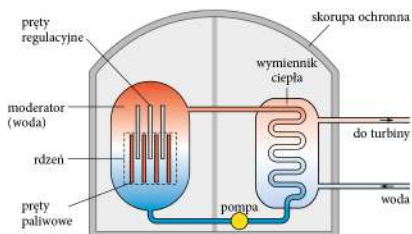
Rys. 24.1 „Tabletki” tlenku uranu wykorzystywane jako paliwo w reaktorach jądrowych. Z tabletki o masie 4,5 g uzyskuje się energię porównywalną z energią uzyskaną z 400 kg węgla w elektrowni węglowej

W większości pracujących reaktorów reakcje rozszczepienia są spowodowane przez **powolne neutrony**, których energie kinetyczne są o dziesięć rzędów wielkości mniejsze od energii spoczynkowych. Wartości prędkości takich neutronów są rzędu kilku km/s. Takiego samego rzędu są szybkości termicznych ruchów cząsteczek, więc fizycy nazywają powolne neutrony **neutronami termicznymi**. Strumień neutronów termicznych można kontrolować przez pochłanianie ich nadwyżki w niektórych materiałach (np. w kadmie lub borze, w których pochłanianie jest wyjątkowo wysokie). Intensywność reakcji można regulować także przez spowalnianie neutronów w różnym stopniu. Jako spowalniacza neutronów, czyli **moderatora**, używa się wody, wody ciężkiej (w której zwykły wodór zastąpiono deuterem), berylu lub grafitu. Moderator oddziela elementy paliwa. Paliwo, moderator i materiały pochłaniające w postaci **prętów regulacyjnych**

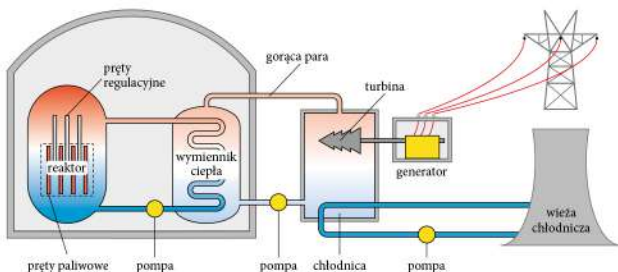
(kontrolnych), których wsuwanie i wysuwanie zmniejsza lub zwiększa liczbę rozszczepień na sekundę, tworzą **rdzeń reaktora**. Przez rdzeń – od dołu ku górze – przepływa też **chłodziwo** (którym w ponad 80% elektrowni jądrowych na świecie jest woda), odbierające energię wyzwalaną w reaktorze i przekazujące ją do **wymiennika ciepła**. Rdzeń jest umieszczony w zbiorniku oddzielającym radioaktywne paliwo i produkty rozszczepienia od otoczenia.

Dodatkowo oprócz prętów regulacyjnych stosuje się **pręty bezpieczeństwa**. W sytuacji grożącej przegrzaniem reaktora są one wpuszczane pomiędzy pręty paliwowe, pochłaniają neutrony i reakcja łańcuchowa zostaje przerwana. Ściany zbiornika obudowane są dodatkowymi warstwami tzw. reflektorów neutronów i osłonami biologicznymi pochłaniającymi inne rodzaje promieniowania. W wielu reaktorach rdzeń jest zanurzony w wodzie, która odgrywa rolę nie tylko moderatora i chłodziwa, ale jest też reflektorem odbijającym neutrony i zapobiegającym ich ucieczce na zewnątrz.

Cały reaktor jest otoczony masywną osłoną stalowo-betonową (**skorupą ochronną**), zapobiegającą wydostawaniu się na zewnątrz promieniowania oraz radioaktywnych produktów reakcji rozszczepienia. Na rysunku 24.2 przedstawiono schemat reaktora.



Rys. 24.2 Przykładowy schemat reaktora



Rys. 24.3 Schemat elektrowni jądrowej

F

Reaktory jądrowe mają różne zastosowania. W elektrowniach jądrowych wytwarza się przy ich użyciu energię elektryczną (rys. 24.3), prowadzi badania naukowe, produkuje paliwo jądrowe i izotopy do różnych celów. Bardzo różnorodna jest też konstrukcja reaktorów używanych w elektrowniach. W tradycyjnych reaktorach stosuje się paliwo w formie ciała stałego.

a)

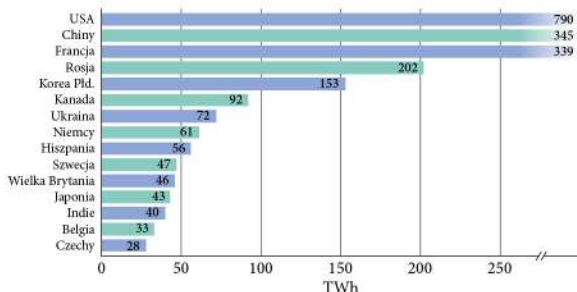


b)



Rys. 24.4 Elektrownia jądrowa: Cattenom – Francja, 5200 MW (a); Kori – Korea Południowa, 7489 MW (b)

Obecnie na świecie ok. 10% energii elektrycznej pochodzi z 445 czynnych reaktorów jądrowych o łącznej mocy 400 GW, pracujących w 30 państwach. Na diagramie (rys. 24.5) podano informację o produkcji energii elektrycznej wytworzonej w elektrowniach jądrowych w 2020 roku w 15 państwach, gdzie była ona największa.



Rys. 24.5 Produkcja energii elektrycznej pochodzącej z elektrowni jądrowych w 15 krajach o największej produkcji – dane za rok 2020¹⁵; 1 TWh = 10⁹ kWh

Czy elektrownie jądrowe są niebezpieczne? Działające aktualnie elektrownie jądrowe są wyposażone w systemy zabezpieczeń, które podczas pracy w normalnych warunkach uniemożliwiają przedostanie się szkodliwych substancji do otoczenia i skażenie środo-

¹⁵ Na podstawie: www.world-nuclear.org/information-library/current-and-future-generation/nuclear-power-in-the-world-today.aspx.

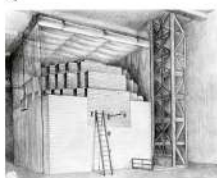
wiska. W przeciwieństwie do elektrowni węglowych nie powodują emisji do atmosfery szkodliwych tlenków węgla, siarki i azotu. Z działaniem elektrowni jądrowych wiąże się jednak problem przechowywania odpadów radioaktywnych. Obecnie kładzie się nacisk na ich recykling, polegający na odzyskiwaniu uranu i plutonu z wypalonego paliwa jądrowego, oraz na składowanie strontu i cezu. Pozwala to zmniejszyć zarówno masę, jak i czas życia odpadów promieniotwórczych.

WIEDZIEĆ WIĘCEJ

Pierwszy reaktor i pierwsza samopodtrzymująca się reakcja jądrowa

2 grudnia 1942 roku zespołowi fizyków kierowanemu przez Enrica Fermiego udało się doprowadzić do pierwszej samopodtrzymującej się reakcji jądrowej w pierwszym reaktorze jądrowym, zbudowanym na terenie uniwersytetu w Chicago pod trybunami nieużywanego stadionu (rys. 24.6).

a)



b)



Rys. 24.6 Pierwszy reaktor (a). Podczas przeprowadzania pierwszej reakcji jądrowej (b)

Paliwem w reaktorze było ok. 5 ton niewzbogaconego uranu i prawie 40 ton tlenku uranu. Funkcję moderatora pełniło 45 tysięcy odpowiednio rozmieszczonych bloków grafitowych o masie ok. 330 ton. Do kontroli przebiegu reakcji łańcuchowej użyto kadmowych prętów. Wsuwano je do lub wysuwano ręcznie (!) z kanałów w graficie. Zabezpieczeniem „ostatniej szansy” chroniącym przed niekontrolowanym wzrostem szybkości reakcji były kadmowe pręty zawieszone na sznurach (i pracownik z siekierą, gotowy do przecięcia lin w razie potrzeby) oraz wiadra z wodnym roztworem soli kadmu, silnie pochłaniającym neutrony. W wypadku awarii wlanie roztworu do wnętrza reaktora zahamowałoby przebieg reakcji. Próba przebiegła pomyślnie, a moc pierwszego reaktora w chwili uruchomienia wynosiła 0,5 W i tylko raz osiągnęła 200 W.

Reaktory jądrowe są używane nie tylko do produkcji energii elektrycznej, lecz także np. jako napęd łodzi podwodnych i statków, co pozwala im pływać przez wiele miesięcy bez konieczności tankowania. Zapasy paliwa jądrowego w reaktorze wystarczają na znacznie dłużej niż olej napędowy zgromadzony w zbiornikach statków napędzanych konwencjonalnymi silnikami. Ponadto wiele reaktorów ma charakter badawczy. Reaktorów jądrowych używa się również do zasilania odsalarek wody morskiej, co w przypadku coraz mniejszych zasobów wody pitnej na świecie ma bardzo istotne znaczenie.

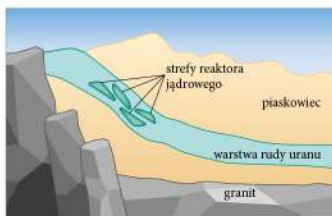
WIEDZIEĆ WIĘCEJ

Naturalny reaktor jądrowy

Okolo 2 miliardów lat temu istniał na Ziemi naturalny reaktor jądrowy. Znajdował się w Oklo w Afryce, na obszarze obecnego Gabonu. O tym niezwykłym zjawisku francuscy naukowcy dowiedzieli się podczas rutynowej analizy rudy sprowadzonej z gabońskiej kopalni. Wyniki były zaskakujące! Zawartość izotopu uranu ^{235}U wynosiła tylko ok. 0,60%, zamiast 0,72% (jak dla każdej rudy uranowej na świecie). Oszacowano, że w dostarczonej partii rudy brakuje ok. 200 kg rozszczepialnego izotopu (co wystarcza do zbudowania kilku bomb atomowych), a badany materiał przypominał zużyte paliwo z reaktora jądrowego.

Jak się okazało, ten reaktor skonstruowała przyroda!

Na rysunku 24.7 przedstawiono przekrój terenu w okolicach Oklo. Ruda uranu znajdująca się w niszach o soczewkowatym kształcie była okresowo zalewana przez wodę deszczową, która odgrywała rolę moderatora. Energia uwalniana w reakcjach rozszczepienia powodowała wzrost temperatury wody do temperatury wrzenia, a powstająca para wodna wydostawała się na zewnątrz. Po wyparowaniu wody reakcja łańcuchowa przestawała zachodzić i następowało „wylączenie” reaktora do czasu ponownego nagromadzenia wody w niszach. Naukowcy oszacowali czas pracy naturalnego reaktora – działał on 150 000 lat. Masa uranu ^{235}U , który przez ten czas uległ rozszczepieniu, to ok. 6 ton, a średnia moc tego reaktora to ok. 100 kW. Czy to mało? W porównaniu z mocą obecnie pracujących reaktorów raczej mało, ale jednocześnie to 500 razy więcej niż maksymalna moc, jaką osiągnął pierwszy reaktor skonstruowany przez człowieka.



Rys. 24.7 Przekrój terenu w okolicach Oklo

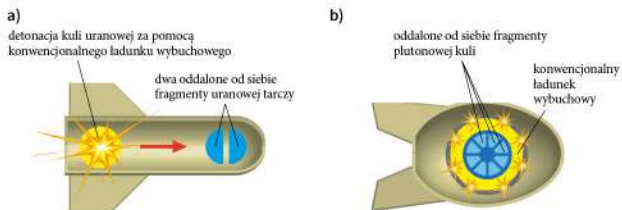
Bomba atomowa

Urządzenie, w którym wykorzystuje się energię rozszczepienia jąder do celów militarnych, nazwano (niezbyt trafnie) **bombą atomową**. W odróżnieniu od procesów zachodzących w reaktorze **reakcji rozszczepienia zainicjowanej w bombie nie da się ani kontrolować, ani zatrzymać**.

Jak powstała pierwsza bomba atomowa? W celu uzyskania energii jądrowej i zastosowania jej do konstrukcji nowego rodzaju broni w 1942 roku ruszył amerykański tajny program badawczy, nazwany Projektem Manhattan (lub Programem Manhattan). W ośrodku badawczym w Los Alamos zespół wybitnych fizyków pod kierunkiem Ro-

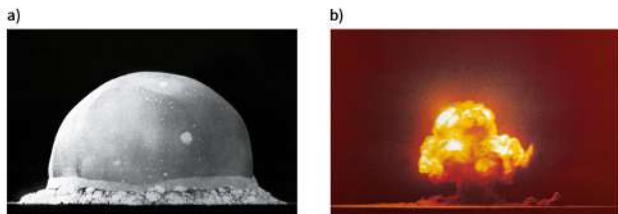
berta Oppenheimera oprócz przeprowadzania eksperymentów naukowych zajmował się projektowaniem mechanizmu bomby.

Wiadomo było, że do wyzwolenia wielkiej energii potrzebna jest taka porcja materiału rozszczepialnego ($^{235}_{92}\text{U}$ lub $^{239}_{94}\text{Pu}$), która przekracza masę krytyczną, ale wcześniej, przez dłuższy czas, pozostaje bezpiecznie w mechanizmie bomby. Uznano więc, że kulę uranową trzeba podzielić na kawałki i umieścić je w takim oddaleniu, aby reakcja łańcuchowa nie mogła się zacząć. Pierwotnie rozważano tzw. schemat działa (rys. 24.8a), z którego „kula” uranowa miałaby być wystrzelona przy użyciu konwencjonalnego materiału wybuchowego w uranową „tarczę”. Kula i tarcza osobno miały zbyt małe masy, aby rozpoczęła się w nich reakcja łańcuchowa, ale po ich połączeniu masa krytyczna zostałaby przekroczona i zainicjowałaby wybuch.



Rys. 24.8 Schemat bomby: działającej jak działo (a), implozyjnej (b)

Okazało się jednak, że taka konstrukcja nie jest wystarczająco efektywna. Opracowano więc znacznie bardziej skomplikowany schemat, tzw. implozyjny, zgodnie z którym materiał wybuchowy rozmieszczony wokół podzielonej wewnętrznie kuli z plutonu miał „zgnieść” kulę, co zwiększyło jej gęstość i zainicjowało wybuch (rys. 24.8b). Kulę zdecydowano się pokryć warstwami innych materiałów dla uniknięcia korozji, wzmocnienia odbić neutronów i zabezpieczenia przed wcześniejszym przypadkowym wybuchem. Testowy wybuch (o kryptonimie Trinity) przeprowadzono 16 lipca 1945 roku (rys. 24.9).



Rys. 24.9 Próba Trinity: zdjęcie wykonane 16 ms po wybuchu bomby – promień kuli to ok. 200 m (a); charakterystyczny grzyb atomowy (b)

F

Spełnił on wszystkie oczekiwania – jego energia wyniosła 20 kiloton (co odpowiada energii wybuchu 20 tysięcy ton trotylu, popularnego konwencjonalnego materiału wybuchowego – w wyniku wybuchu 1 tony trotylu wydziela się ok. $4,2 \cdot 10^9$ J energii). Wybuch był odczuwany w odległości ponad stu kilometrów.

Po raz pierwszy w historii bomby atomowe zostały użyte podczas II wojny światowej; 6 sierpnia 1945 roku bomba uranowa Little Boy, wykorzystująca „schemat działa”, została zrzucona na Hiroszimę, a 9 sierpnia bombą plutonową Fat Man zniszczono Nagasaki. Na rysunku 24.10 przedstawiono makiety bomb zrzuconych na te japońskie miasta.



Rys. 24.10 Makiety bomb: uranowej Little Boy (po lewej) i plutonowej implozyjnej Fat Man (po prawej)

Zniszczenie pojedynczymi bombami dwóch miast doprowadziło do natychmiastowej kapitulacji Japonii, ale pochłonęło wiele tysięcy ofiar wśród ludności cywilnej. Miejmy nadzieję, że w przyszłości energia jądrowa będzie używana tylko w celach pokojowych.

ZADANIA

1. W procesie rozszczepienia jednego jądra uranu $^{235}_{92}\text{U}$ wyzwala się w przybliżeniu 200 McV energii.
 - a) Oszacuj masę izotopu uranu $^{235}_{92}\text{U}$, który ulega rozpadowi w ciągu 30 dni pracy elektrowni jądrowej o mocy 4500 MW i sprawności 35%. Przyjmij, że masa jądra uranu wynosi 235 u. Wynik podaj z dokładnością do jednej cyfry znaczącej.
 - b) Oszacuj masę węgla, który trzeba byłoby dostarczyć w czasie 30 dni do elektrowni węglowej o takiej samej mocy i sprawności. Przyjmij, że ciepło spalania węgla wynosi 33 MJ/kg.

2. Wykorzystanie przez człowieka energii jądrowej ma gorących zwolenników i przeciwników.

a) Na podstawie posiadanej wiedzy i samodzielnie zgromadzonych materiałów przygotuj argumenty do dyskusji na temat:

Czy korzyści płynące z tzw. pokojowego wykorzystania energii jądrowej (w medycynie, nauce i technice) przewyższają zagrożenia związane z koniecznością składowania odpadów promieniotwórczych, możliwością awarii w elektrowniach jądrowych oraz możliwością użycia broni jądrowej jako broni masowej zagłady?

b) Zastanów się, jakie bytoby twoje stanowisko, gdyby w pobliżu miejscowości, w której mieszkasz, zaplanowano budowę elektrowni jądrowej. Przygotuj się do dyskusji na ten temat.

3. Przy Projekcie Manhattan pracowało kilkunastu ówczesnych lub późniejszych laureatów Nagrody Nobla. Byli to między innymi Richard Feynman, Enrico Fermi i Niels Bohr. Wielu zaangażowanych w projekt uczonych wyemigrowało z Europy, by uciec przed hitlerowcami. W zespole pracowało trzech uciekinierów z Polski: Stanisław Ulam, Stanisław Mrozowski i późniejszy noblista Józef Rotblat (laureat pokojowej Nagrody Nobla).

Z naukowego punktu widzenia projekt zakończył się pełnym sukcesem, jednak rozmiary zniszczeń wywołanych eksplozjami bomb (rys. 24.11) w Hiroszimie i Nagasaki uświadomiły światu możliwość zagłady całej cywilizacji. Dylematy i niepewność, które towarzyszyły fizykom w trakcie realizacji projektu, zmieniły się w przerażenie. Wielu z nich później działało w ruchu przeciw zbrojeniom nuklearnym, a Niels Bohr skierował w tej sprawie list otwarty do ONZ.

Przygotuj się do dyskusji na temat: *Odpowiedzialność uczonych za konsekwencje ich badań i zastosowania odkryć naukowych.*

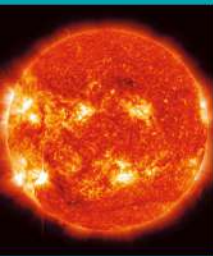
a)



b)



Rys. 24.11 Zdjęcia bomb atomowych: Little Boy (a), Fat Man (b) z 1945 roku



25. Reakcje termojądrowe. Ewolucja gwiazd

- Reakcje syntezy jąder lekkich
- Reakcje zachodzące w gwiazdach
- Bomba termojądrowa
- Elementy ewolucji gwiazd

Przypomnij sobie wykres przedstawiający zależność energii wiązania przypadającej na jeden nukleon od liczby masowej jądra oraz zasady zachowania w reakcjach jądrowych.

Od bardzo dawna zastanawiano się, co jest źródłem energii wysyłanej przez Słońce. Oszacowano, że ani żadne znane procesy chemiczne, ani zamiana energii oddziaływań grawitacyjnych na energię wewnętrzną nie mogły spowodować emisji energii trwającej dłużej niż kilka milionów lat. Wielki fizyk angielski lord Kelvin jeszcze przed stu laty tłumaczył geologom, że mylą się w ocenie czasu życia na Ziemi (podtrzymywanego przez energię słoneczną), gdy twierdzą, że trwa ono setki milionów lat. Dopiero odkrycia fizyki jądrowej XX wieku dowiodły, że to geologowie mieli rację: „paliwa” na Słońcu wystarczy jeszcze na długi czas.

WIEDZIEĆ WIĘCEJ

O Słońcu

Słońce jest kulą gazu utrzymywaną w całości przez przyciąganie grawitacyjne. W jego wnętrzu temperatura i ciśnienie rosną szybko wraz ze wzrostem odległości od powierzchni. Temperatura zewnętrznych warstw Słońca (które widzimy bezpośrednio) przekracza 5000 K. Ocenia się, że w środkowych warstwach materii słonecznej temperatura jest rzędu 20 milionów kelwinów. W takich temperaturach atomy nie mogą „utrzymać” swoich elektronów. Materia jest więc w stanie plazmy: jądra atomów wodoru i helu oraz elektrony poruszają się w niej tak, jak cząsteczki w gazie. Gęstość materii zmienia się stopniowo od bliskiej zera na granicy atmosfery słonecznej do ok. 150 g/cm³ we wnętrzu Słońca. Ciśnienie w pobliżu środka Słońca jest niewyobrażalnie wielkie: szacuje się, że wynosi ono ok. 10¹⁶ Pa, czyli jest sto miliardów (10¹¹) razy większe od ciśnienia atmosferycznego na powierzchni Ziemi.

W poprzednim rozdziale omówiliśmy możliwości kontrolowanego (elektrownia jądrowa) i niekontrolowanego (bomba atomowa) uwalniania energii w procesach rozszczepienia ciężkich jąder. Z wykresu przedstawionego na rysunku 21.1 wynika, że dla najlżejszych jąder (podobnie jak dla ciężkich) energia wiązania przypadająca na nukleon

jest mniejsza niż dla jąder pośrednich. To dlatego **źródłem energii mogą być także procesy syntezy** (inaczej **łączenia** lub **fuzji**) **jąder lekkich**.

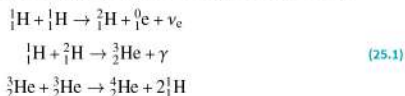
Jak można doprowadzić do połączenia jąder atomowych, skoro działają one na siebie siłami odpychania elektrostatycznego o wartości odwrotnie proporcjonalnej do kwadratu odległości między nimi? Jak je zbliżyć na odległość rzędu 10^{-15} m (rzędu promienia jądra), aby zaczęły działać jądrowe siły przyciągania, łączące nukleony w jądro? Odpowiedź wydaje się prosta: jądra muszą mieć odpowiednio dużą energię kinetyczną. Ale jak dużą? W jakich obiektach w przyrodzie panują odpowiednie warunki do zachodzenia procesów syntezy? Obiektami tymi są **gwiazdy**. W ich wnętrzu **nieustannie zachodzą reakcje syntezy lekkich jąder**, ponieważ panują tam bardzo wysokie ciśnienie i temperatura rzędu milionów stopni.

Reakcje syntezy zachodzące w takich warunkach nazywamy **reakcjami termojądrowymi**.

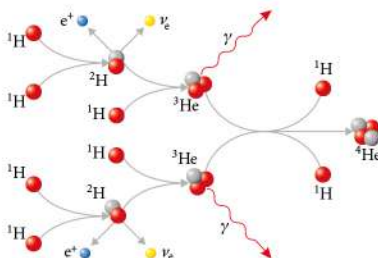
Z analizy spektralnej widma światła słonecznego wynika, że w skład materii słonecznej wchodzi głównie wodór, hel i niewielkie domieszki innych pierwiastków.

Źródłem energii Słońca są reakcje syntezy jąder wodoru w jądra helu.

W „zwykłym” wodorze jądro to pojedynczy proton, a do utworzenia jądra helu potrzeba dwóch protonów i dwóch neutronów. Najprostsza wersja cyklu reakcji zachodzących w Słońcu to tzw. **cykl proton-proton (cykl p-p)**, utworzony przez ciąg reakcji:



Zilustrowano je na rysunku 25.1.



Rys. 25.1 Schemat cyklu proton-proton

W wyniku reakcji syntezy z czterech jąder wodoru, czyli czterech protonów, tworzy się jądro ${}^4_2\text{He}$, przy czym zostaje wydzielona energia równoważna deficytowi masy tego jądra, równa w przybliżeniu 28,4 MeV.

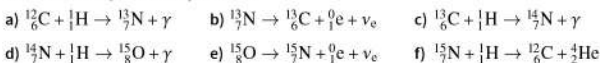
W Słońcu syntezie ulega w każdej sekundzie 657 milionów ton wodoru, z którego powstają 653 miliony ton helu. Deficytowi masy ${}^4_2\text{He}$ wynoszącemu 4 miliony ton jest równoważna energia promieniowania, dzięki której Słońce świeci. Szacuje się, że ilość lekkich jąder w Słońcu wystarczy na podtrzymanie reakcji termojądrowych przez czas rzędu 10^{10} lat.

W stanach pośrednich cyklu p-p powstają jądra izotopu wodoru ${}^2_1\text{H}$, jądra izotopu helu ${}^3_2\text{He}$ oraz pozytony ${}^0_1\text{e}$. W zderzeniu z elektronem pozyton anihiluje, obie cząstki znikają, a ich energię unoszą dwa fotony: ${}^0_1\text{e} + {}^0_{-1}\text{e} \rightarrow 2\gamma$.

W efekcie cyklu p-p następuje zamiana czterech nukleonów na jądro helu, którego masa jest mniejsza niż masa czterech nukleonów. Pozwala to na wyzwolenie nadwyżki energii spoczynkowej, której część zabiorą „uciekające” neutrina, a część fotony, protony i jądra helu. W kolejnych zderzeniach energia ta przekazywana jest sąsiadnym jądrom i cząstkom, co powoduje wzrost energii wewnętrznej materii słonecznej. Energia wiązania jądra helu to ok. 0,75% jego energii spoczynkowej, więc przy wytworzeniu 1 kg helu wyzwalamy energię równą ok. 680 000 GJ. To dwukrotnie więcej niż wytwarza przez rok elektrownia o mocy 10 MW!

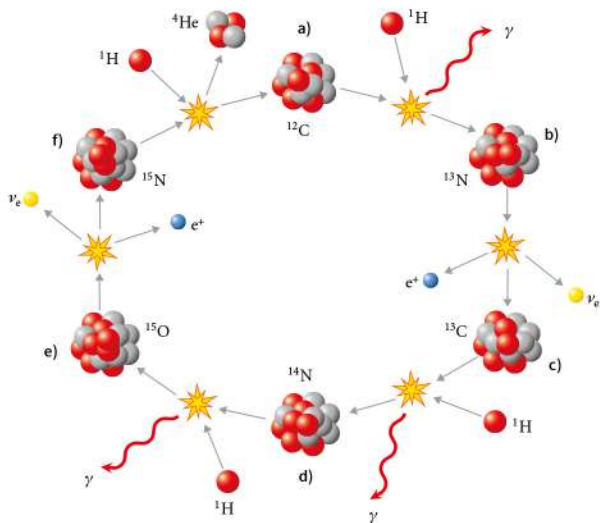
Fizycy odtworzyli w laboratoriach reakcje zachodzące w Słońcu i zbadali, jaka energia uwalnia się w kolejnych etapach cyklu. Względny wkład różnych procesów do bilansu energetycznego Słońca zależy od warunków panujących w jego wnętrzu, więc analiza promieniowania wysyłanego przez naszą gwiazdę umożliwia nam poznanie tych warunków.

Oprócz podanego wyżej cyklu protonowego w Słońcu zachodzą też procesy z udziałem jąder innych pierwiastków. W procesach tych może powstawać nie tylko hel, ale i cięższe pierwiastki. W gwiazdach cięższych niż Słońce, w których wnętrzu panują wyższe temperatury, największą rolę odgrywają reakcje zachodzące z udziałem węgla, tlenu i azotu. Tworzą one tzw. **cykl CNO**:



Schemat tego cyklu przedstawiono na rysunku 25.2.

W cyklu CNO powstają jądra ${}^4_2\text{He}$ oraz jądra ${}^{12}_6\text{C}$, co oznacza, że jest to cykl zamknięty, a węgiel biorący udział w reakcji nie ulega zużyciu i może ponownie brać udział w reakcjach termojądrowych. Węgiel ${}^{12}_6\text{C}$ pełni funkcję katalizatora umożliwiającego zajście reakcji syntezy jądra ${}^4_2\text{He}$ z czterech protonów, tak jak w cyklu p-p. W wyniku tej reakcji zostaje także wydzielona energia 28,4 MeV, równoważna w przybliżeniu deficytowi masy jądra ${}^4_2\text{He}$.



Rys. 25.2 Schemat cyklu CNO

Przykład 25.1**Energia wydzielona w reakcji syntezy a energia uzyskana w wyniku spalania węgla**

Roczne zużycie węgla kamiennego w Polsce to ok. 50 mln ton. W wyniku spalania 1 tony węgla o cieple spalania równym 33 MJ/kg uzyskuje się energię $1000 \text{ kg} \cdot 33 \frac{\text{MJ}}{\text{kg}} = 3,3 \cdot 10^{10} \text{ J}$, więc spalanie 50 mln ton dostarcza:

$$5 \cdot 10^7 \cdot 3,3 \cdot 10^{10} \text{ J} = 1,65 \cdot 10^{18} \text{ J}$$

Obliczymy masę helu ${}^4_2\text{He}$, który w wyniku fuzji jąder wodoru ${}^1_1\text{H}$ dostarczyłby taką samą energię. Podczas powstawania jednego jądra helu z jąder wodoru wydzielą się ok. 28,4 MeV energii. Wobec tego $1,65 \cdot 10^{18} \text{ J}$ energii wydzieli się podczas powstawania:

$$\frac{1,65 \cdot 10^{18} \text{ J}}{28,4 \cdot 10^6 \text{ eV}} = \frac{1,65 \cdot 10^{18} \text{ J}}{28,4 \cdot 10^6 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}} \approx 3,63 \cdot 10^{29}$$

jąder helu ${}^4_2\text{He}$.

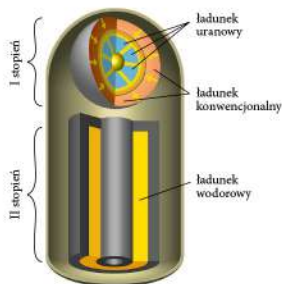
Masa jednego jądra ${}^4_2\text{He}$ wynosi $4,0015 \text{ u} \approx 6,65 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$, więc szukana masa helu:

$$m \approx 3,63 \cdot 10^{29} \cdot 6,65 \cdot 10^{-27} \text{ kg} = 2,4 \cdot 10^3 \text{ kg} = 2,4 \text{ t}$$

Bomba wodorowa (termojądrowa). Perspektywy fuzji kontrolowanej

W reakcjach syntezy można wykorzystać znacznie większy procent energii spoczynkowej jąder niż w reakcjach rozszczepienia. Nic więc dziwnego, że po skonstruowaniu reaktorów jądrowych i bomb atomowych fizycy podjęli próby przeprowadzenia reakcji fuzji na Ziemi.

Głównym problemem w naśladowaniu reakcji zachodzących w Słońcu było utrzymanie przez jak najdłuższy czas takiej temperatury i takiego ciśnienia, aby możliwa była reakcja syntezy w wyniku zderzeń jąder poruszających się ruchem termicznym. Stosunkowo szybko udało się skonstruować **bombę wodorową** (termojądrową) – urządzenie, w którym zachodzi gwałtowna reakcja fuzji jąder deuteru i (lub) trytu w jądra helu. W bombie wodorowej do inicjowania reakcji termojądrowych stosuje



Rys. 25.3 Schemat bomby termojądrowej

się zapalniki będące w istocie bombami atomowymi. Budowę takiej bomby przedstawia rysunek 25.3. Po eksplozji ładunku I stopnia złożonego z ładunku konwencjonalnego i uranowego gwałtownie wzrastają ciśnienie wywierane na wodorowy ładunek II stopnia i temperatura. W efekcie tworzą się warunki do rozpoczęcia procesu syntezy jąder izotopów wodoru w jądra helu ${}^4\text{He}$, co powoduje wybuch termojądrowego ładunku II stopnia. Bomby termojądrowe należą do dwustopniowych bomb nuklearnych.

Energia wyzwolona w wybuchach bomb tego typu odpowiada setkom milionów ton trotylu. Porównajmy szacunkowo przypadające na jeden nukleon energie wyzwolone w reakcji rozszczepienia jądra uranu ${}^{235}\text{U}$ i w reakcji syntezy wodoru w hel. W reakcji rozszczepienia, której składnikami są jądro izotopu uranu i neutron (a więc w sumie 236 nukleonów), uzyskujemy ok. 200 MeV, a w reakcji syntezy z 4 protonów otrzymujemy jądro helu i ok. 28 MeV. To znaczy, że średnio na jeden nukleon w reakcji syntezy wyzwala się w przybliżeniu osiem razy więcej energii.

Niestety pokojowe wykorzystanie energii wyzwolanej w reakcjach termojądrowych okazało się znacznie trudniejsze niż wykorzystanie energii uzyskanej w wyniku reakcji rozszczepienia. Utrzymanie reakcji syntezy przez długi czas i ciągłe odprowadzanie uzyskiwanej energii jest niezwykle skomplikowanym zadaniem. Do urządzeń, w których przeprowadza się takie reakcje, trzeba dostarczyć energię porównywalną lub większą od energii, którą można uzyskać. Jeśli prace naukowców zakończyłyby się sukcesem, ludzkość uzyskalaby nowe źródła energii, wykorzystujące np. wodór z oceanów, którego mogłoby nam wystarczyć na miliony lat.

Elementy ewolucji gwiazd

Gwiazdy powstają w obłokach zimnego gazu i pyłu, gdy oddziaływanie grawitacyjne doprowadza do zapadania się lokalnych zagęszczeń materii. Zapadaniu grawitacyjnemu przeciwstawia się rosnące ciśnienie wewnątrz coraz gorętszego obiektu, a także jego moment pędu. Wynik zależy od tego, jaką masę ostatecznie osiągnie obiekt.

- Gdy masa obiektu będzie mniejsza od $13M_{\text{Jowisza}}$, to gęstość i temperatura takiego obiektu **nie wystarczy** do rozpalenia reakcji termojądrowych – takie obiekty zostają **planetami**.
- Nieco cięższe obiekty, ale lżejsze niż $80M_{\text{Jowisza}}$ ($0,08M_{\text{Słońca}}$), to **brązowe karły**. Mogą one uzyskać nieco energii z termojądrowej syntezy zasilanej deuterem i litem, lecz po ich zużyciu reakcja wygasa i brązowego karla czeka już tylko powolne stygnięcie.
- Obiekty o masie większej od $0,08M_{\text{Słońca}}$ to **gwiazdy**, w centrum których przez długi czas zachodzą reakcje syntezy termojądrowej.

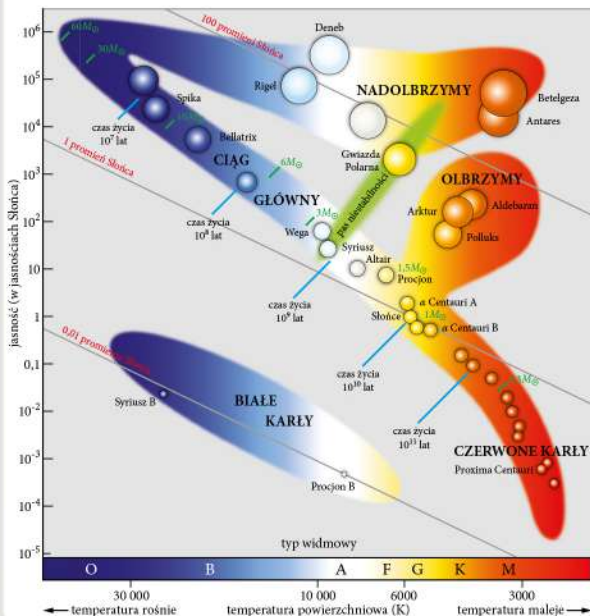
Energia wydzielana w procesach syntezy prowadzi do ogrzewania wnętrza gwiazdy i pozwala na podtrzymanie przebiegu procesów reakcji termojądrowych. Część energii jest emitowana na zewnątrz gwiazdy w postaci promieniowania. Nasze Słońce jest dość typową gwiazdą. Wśród milionów gwiazd obserwowanych na niebie są i mniejsze, i większe, o temperaturze niższej i wyższej. Można je ułożyć na diagramie zwanym **wykresem Hertzsprunga–Russella** (czytaj: Hertzsprunga–Rasla). Został on omówiony na infografice (s. 192–193).

Większość gwiazd plasuje się w pobliżu ukośnej linii w pasie zwanym **ciągłem głównym**, na którym rosnącej jasności odpowiada rosnąca temperatura. Nad nią i na prawo od niej leżą dwie gałęzie olbrzymów i nadolbrzymów, a pod nią i na lewo od niej gałęzie białych karłów. Podczas swojego życia gwiazda przemieszcza się na wykresie H–R w określony sposób. W miarę „spalania” wodoru na hel i cięższe pierwiastki temperatura i jasność gwiazdy zmieniają się tak, że gwiazda „przesuwa się” w górę wzdłuż ciągu głównego tym szybciej, im większa jest jej masa. Następnie „wchodzi” na gałąź olbrzymów (lub nadolbrzymów, jeśli jej masa jest wyjątkowo duża) i przesuwają się po niej, zwiększając temperaturę bez zmiany jasności. Po pewnym czasie gwiazda „zawraca” i wchodzi w okres niestabilności, po czym przecina ciąg główny i przesuwają się w dół ze znacznie większą szybkością. Gwiazda traci większą część swojej materii, a jej jądro staje się białym karłem.

Oczywiście wyjaśnienie tych wszystkich zjawisk wynika z praw fizyki jądrowej. Opisana powyżej historia życia typowej gwiazdy, trwającego zwykle kilka miliardów lat (krócej dla cięższych, dłużej dla lżejszych), jest znacznie uproszczona. W rzeczywistości inaczej wygląda ewolucja samotnej gwiazdy, a inaczej ewolucja gwiazd w (bardzo częstych) układach podwójnych i większych; inaczej ewolucja gwiazd znajdujących się w ramionach galaktyki, a inaczej gwiazd z jej jądra. Nasze Słońce jest niemal dokładnie w środku ciągu głównego i powoli przesuwają się w górę.

DIAGRAM Hertzsprunga–Russella

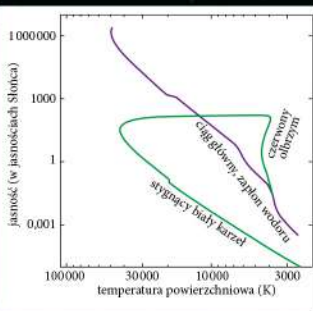
Gwiazdy obserwowane na niebie gołym okiem jako świecące punkciki istotnie różnią się masą i temperaturą. Można je odpowiednio pogrupować (ułożyć) na diagramie zwanym diagramem Hertzsprunga–Russella. Pozwala to na przedstawienie nie tylko klasyfikacji gwiazd, lecz także ich historii.



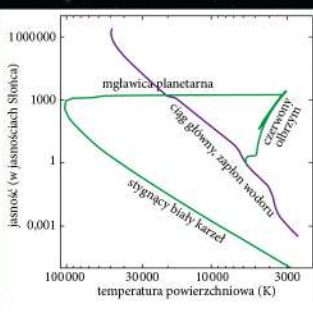
Na osi poziomej odmierzamy typ widmowy (ustalony na podstawie porównania widma obiektu z widmami wzorcowymi), związany głównie z temperaturą „powierzchni” gwiazdy, a na pionowej – jasność

gwiazdy w takich jednostkach, w których jasność Słońca jest równa 1. Większość gwiazd plasuje się w pobliżu ukośnej linii w pasie zwanym ciągiem głównym, na którym rosnącej temperaturze odpowiada rosnąca jasność.

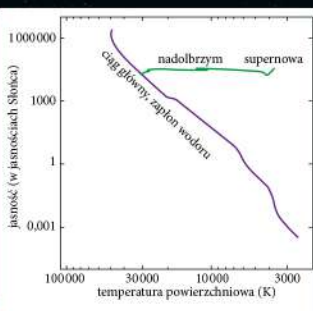
Gwiazdy znacznie lżejsze od Słońca zaczynają życie jako **CZERWONE KARŁY**. Spędzą one na ciągu głównym dużo więcej czasu, niż wynosi obecny wiek Wszechświata. Przewiduje się, że czerwone karły po wypaleniu wodoru staną się **BIAŁYMI KARŁAMI** – stygnącymi kulami helu o masie skompresowanej do rozmiarów porównywalnych z rozmiarami Ziemi.



Gwiazdy podobne do Słońca, a także gwiazdy o masach mniejszych niż ok. $8M_{\text{Słońca}}$, spędzają na ciągu głównym setki milionów lub nawet miliardy lat, a po opuszczeniu ciągu głównego przechodzą przez fazę spalania helu na węgiel. Na tym etapie ewolucji następuje rozdzienie zewnętrznych warstw, a gwiazda staje się **CZERWONYM OLBRZYMEM**. Towarzyszy temu silny wiatr gwiazdowy, który finalnie tworzy **MGŁAWICĘ PLANETARNĄ** z białym karłem w centrum.



Gwiazdy, których początkowe masy są większe od $8M_{\text{Słońca}}$, świecą najjaśniej i ewoluują najszybciej. Po kilku milionach lat spalania wodoru przechodzą do kolejnych etapów syntezy termojądrowej i osiągają fazę **NADOLBRZYMA**. Gdy jądro gwiazdy staje się niestabilne, zapada się i następuje eksplozja **SUPERNOWEJ**. Jądro gwiazdy, w zależności od swej masy, może utworzyć **GWIAZDĘ NEUTRONOWĄ**, czyli obiekt o średnicy kilkunastu kilometrów i gęstości porównywalnej z gęstością jąder atomowych, lub **CZARNĄ DZIURĘ**, gdy masa jest zbyt wielka, by cokolwiek mogło powstrzymać grawitacyjne zapadanie się materii.



Na różnych etapach ewolucji w gwiazdach zachodzą różne reakcje jądrowe. W pierwszej kolejności coraz większa część wodoru zmienia się w hel, a potem powstają także jądra cięższych pierwiastków. Ogólnie można powiedzieć, że im starsza gwiazda, tym więcej powstaje w niej cięższych pierwiastków. Granicą jest tu żelazo, w którego jądrze protony i neutrony upakowane są najciaśniej, czyli największa jest energia wiązania. Reakcje termojądrowe w gwiazdach nie potrafią wytworzyć cięższych jąder.

Supernowe i gwiazdy neutronowe. Czarne dziury

Zmiany jasności gwiazd nie zawsze są łagodne i stopniowe. Jeśli jedna z gwiazd w układzie podwójnym jest białym karłem, to spadanie nań części masy jego mniej zwartego „towarzysza” może doprowadzić do eksplozji termonuklearnej, wyrzucającej w przestrzeń zewnętrzne warstwy gwiazdy. Błyski towarzyszące takim procesom, zwanym **powstawaniem nowej**, obserwowano już w starożytności.

W miarę wypalania się w gwieździe wodoru i zmniejszania ciśnienia wywieranego na warstwy zewnętrzne następuje zginięcie jej przez siły grawitacyjne. Jeśli gwiazda jest bardzo masywna, może dojść do „zapadnięcia się” jej materii: olbrzymie ciśnienie związane z siłami grawitacji zgina wówczas błyskawicznie plazmę tak, że elektrony łączą się z protonami w neutrony, wysyłając w przestrzeń neutrino. Gwiazda (a właściwie jej jądro, bo warstwy zewnętrzne zostają przy tym odrzucone) staje się **gwiazdą neutronową**, której materia jest biliony razy gęstsza od materii złożonej z najciaśniej nawet upakowanych atomów. Zjawisko to nazywamy **wybuchem supernowej**. Towarzyszący mu błysk jest znacznie silniejszy niż ten towarzyszący powstaniu nowej, a różne formy wysyłanego przy wybuchu promieniowania mogą zniszczyć życie w promieniu setek lat świetlnych. Na szczęście zjawisko to jest dość rzadkie: w ciągu ostatniego tysiąclecia tylko kilkakrotnie zaobserwowano wybuch supernowej w naszej Galaktyce.

Z drugiej strony, można powiedzieć, że supernowe są i „życiodajne”: w ich wybuchu powstają jądra cięższe od jąder żelaza, bez których nasz świat wyglądałby całkiem inaczej niż obecnie. Może nie byłoby w nim życia? Istnienie gwiazd neutronowych zostało stwierdzone obserwacyjnie, bo wysyłają one charakterystyczne promieniowanie, szybko zmieniające się w czasie. W wielu przypadkach znaleziono też w ich pobliżu inne „szczątki” wybuchu. W roku 1987 zaobserwowano wybuch supernowej w Wielkim Obłoku Magellana, galaktyce karłowatej sąsiadującej z naszą. Pozwoliło to na sprawdzenie różnych szczegółów teorii tego zjawiska. Zauważmy, że wybuch ten nastąpił jeszcze przed powstaniem cywilizacji ludzkiej (ok. 180 000 lat temu), ale właśnie teraz dotarło do nas wysłane wtedy promieniowanie.

Gwiazda neutronowa znajdująca się w centrum Mgławicy Kraba (patrz infografika na s. 60–61) jest pozostałością po wybuchu supernowej, zaobserwowanej w 1054 roku. Było to niezwykle jasne zjawisko: gwiazda, początkowo jaśniejsza od wszystkich „stałych” gwiazd i planet, przygasła powoli i wciąż była widoczna jeszcze w następnym roku od pojawienia się na niebie. Wiemy o tym z chińskich i arabskich kronik pocho- dzących z tamtych czasów.

Kosmiczny teleskop Hubble'a zaobserwował w 2018 roku wybuch supernowej w galaktyce spiralnej NGC 2525 (rys. 25.4), oddalonej od nas o 70 milionów lat świetlnych.



Rys. 25.4 Timelapse (zdjęcia poklatkowe) opublikowane przez NASA z prawie rocznych obserwacji wykonanych przez kosmiczny teleskop Hubble'a

Jednak wybuch supernowej nie jest najbardziej gwałtownym zjawiskiem we Wszechświecie. Obliczenia wykazują, że w procesie ewolucji gwiazd jeszcze masywniejszych zamiast gwiazd neutronowych mogą powstać znacznie bardziej egzotyczne obiekty – **czarne dziury** (rys. 25.5).



Rys. 25.5 Obraz czarnej dziury (a tak naprawdę jej cienia) uzyskany w obserwacjach supermasywnej czarnej dziury w centrum galaktyki M87

Pojęcie czarnej dziury występuje w ogólnej teorii względności. Zgodnie z nią dostatecznie wielka koncentracja masy w małej objętości powoduje tak silne zakrzywienie przestrzeni, że nie może się z niej wydostać nawet światło. Czarna dziura jest więc niewidoczna, ale nadal może ściągać z otaczającej ją przestrzeni materię, podobnie jak białe karły czy gwiazdy neutronowe. Można zaobserwować promieniowanie emitowane przez materię przed wpadnięciem w czarną dziurę. Istnienie czarnej dziury można też wykryć dzięki analizie ruchu obiektów krążących wokół niej lub na nią spadających. Dziś znamy już wiele obiektów o cechach świadczących o tym, że są czarnymi dziurami. Oprócz gwiazdnych czarnych dziur obserwuje się efekty istnienia podobnych tworów, o masach miliony razy większych, w jądrach tzw. aktywnych galaktyk. Zapewne niektóre tajemnicze zjawiska i obiekty, obserwowane przez astronomów, jak tzw. kwazary i błyski promieniowania gamma, są związane z czarnymi dziurami.

WIEDZIEĆ WIĘCEJ

Obserwacje zderzeń za pomocą fal grawitacyjnych

W szczególnej teorii względności posługujemy się pojęciem czterowymiarowej czasoprzestrzeni – czas odgrywa tu rolę czwartej współrzędnej. Natomiast ogólna teoria względności wiąże oddziaływania grawitacyjne z kształtem czasoprzestrzeni – im większa masa ciała, tym większe zakrzywienie czasoprzestrzeni.

Ziemia, której masa jest stosunkowo niewielka, nieznacznie zakrzywia czasoprzestrzeń. Efekty relatywistyczne (mieralne za pomocą zaawansowanych technicznie urządzeń) są w jej przypadku mniejsze od jednej miliardowej, jednak muszą być uwzględniane choćby przez bardzo precyzyjne zegary systemu nawigacji GPS, by zachować dokładność wskazań.

A co się dzieje, gdy koncentracja masy jest tak wielka, że nie można pomijać zakrzywienia czasoprzestrzeni i traktować jej jako płaskiej?

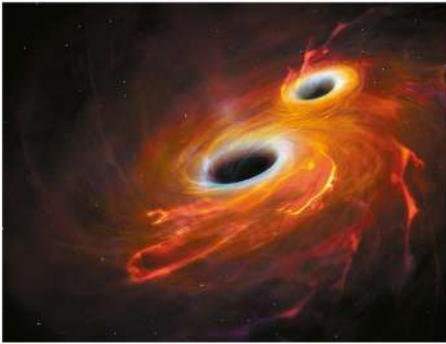
Takie warunki występują w pobliżu gwiazd neutronowych, czarnych dziur i ich układów.

Gdy źródło pola grawitacyjnego (tzw. zwarty obiekt) porusza się ruchem przyspieszonym, krzywizna czasoprzestrzeni ulega odkształceniu. Ponieważ szybkość przekazywania informacji w przyrodzie i szybkość rozchodzenia się oddziaływań grawitacyjnych nie może być większa niż wartość prędkości światła w próżni, reakcja czasoprzestrzeni na zmianę położenia obiektu także rozchodzi się z szybkością światła. Wokół ciasnego układu podwójnego zwartych obiektów, których szybkości orbitalne stanowią znaczący ułamek szybkości światła, powstają **fale grawitacyjne**, tworzone w rytm obiegu orbitalnego. Można je sobie wyobrazić jako obszary naprzedzonego rozciągania i ściskania przestrzeni (nazywane **zmarszczkami czasoprzestrzeni**) rozchodzące się z szybkością światła od wytwarzającego je źródła (rys. 25.6).



Rys. 25.6 Ilustracja powstawania fali grawitacyjnej emitowanej podczas zderzenia czarnych dziur

Emisja fal grawitacyjnych wiąże się z utratą energii układu podwójnego (rys. 25.7), który w związku z tym zacieśnia orbitę, co powoduje emisję jeszcze silniejszych fal grawitacyjnych, aż do katastrofalnego końca. Oba ciała zlewają się w pojedynczy obiekt, będący przypuszczalnie czarną dziurą.



Rys. 25.7 Ilustracja zderzenia dwóch wirujących czarnych dziur

W czasie takiego zderzenia nawet kilka procent początkowej energii spoczynkowej układu zmienia się w energię fal grawitacyjnych. Na szczęście dla nas (i całego życia na Ziemi) są to zdarzenia stosunkowo rzadkie i odległe.

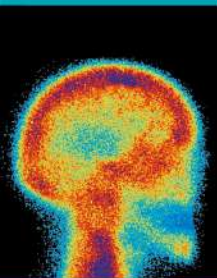
Po raz pierwszy fale grawitacyjne zarejestrowano na Ziemi 14 września 2015 roku – był to efekt zderzenia czarnych dziur, odległych od nas o ponad miliard lat świetlnych. Odkrycie to było możliwe dzięki bardzo czułym detektorom. Obecnie na Ziemi działają trzy tak dokładne instrumenty: LIGO (USA), Virgo (Europa, w tym Polska) i – od niedawna – KAGRA (Japonia). Planowana jest budowa kolejnych detektorów, również w przestrzeni kosmicznej.



Rys. 25.8 Detektor fal grawitacyjnych Virgo

ZADANIA

1. Porównaj energię uzyskaną w wyniku fuzji 100 g wodoru w hel z energią, którą można wykorzystać przy spadaniu 1000 ton wody z wysokości 10 m.
2. Deuter stanowi ok. 0,015% naturalnego wodoru. Powierzchnia oceanów na Ziemi wynosi ok. 360 milionów km^2 , a ich średnia głębokość 3,8 km. Przyjmij, że wodór stanowi ok. 11% masy wody. Oblicz masę deuteru, który można byłoby uzyskać z wód oceanów.
3. Przy syntezie wodoru w hel można wykorzystać ok. 0,8% energii spoczynkowej wodoru. Oblicz masę wodoru, który należałoby zużywać w ciągu sekundy, aby uzyskać tyle energii, ile Słońce dostarcza w tym czasie Ziemi (tzn. ok. 10^{17} J).
4. Ocenia się, że w ciągu każdej sekundy ok. 700 milionów ton deuteru zmienia się w Słońcu w hel. Oblicz, na jak długo Słońcu wystarczyłoby paliwa przy takiej szybkości reakcji. Załóż, że połowa zwykłego wodoru (stanowiącego 75% masy Słońca) stopniowo zmieni się w deuter. Przyjmij, że masa Słońca to $2 \cdot 10^{30}$ kg.
5. Amerykański fizyk Freeman Dyson uważał, że na pewnym szczeblu rozwoju każda cywilizacja będzie potrzebowała całej energii wytwarzanej przez gwiazdę, wokół której krąży jej planeta. Wobec tego wokół takiej gwiazdy powstanie „sfera Dysona”, pochłaniająca jej energię i pozwalająca ją wykorzystywać.
Oszacuj, jaka część promieniowania Słońca pada na Ziemię. Przyjmij, że promień orbity Ziemi wynosi 150 milionów kilometrów, a powierzchnia „tarczy Ziemi” odbierającej promieniowanie Słońca wynosi 120 milionów km^2 .



26. Promieniowanie jonizujące a organizmy

- Wpływ promieniowania jądrowego na organizmy
- Dawka promieniowania i jej jednostki
- Zastosowania promieniowania jonizującego
- Ochrona radiologiczna



Przypomnij sobie wiadomości o promieniowaniu jonizującym i jego oddziaływaniach z materią nieożywioną.

Promieniowanie jonizujące ma istotny wpływ na organizmy, czyli na tkanki biologiczne. Oprócz promieniowania jądrowego (α , β , γ) do promieniowania jonizującego zaliczamy również promieniowanie rentgenowskie oraz neutrony. Bezpośrednio jonizują materię tylko cząstki naładowane. Natomiast promieniowanie rentgenowskie, promieniowanie gamma oraz strumień neutronów podczas przejścia przez materię oddziałują z nią pośrednio poprzez procesy, w których powstają cząstki naładowane.

Miarą dawki promieniowania jonizującego jest **dawka pochłonięta**. Jednostką dawki pochłoniętej jest **grej** (1 Gy).

Dawka pochłonięta wynosi 1 Gy, gdy 1 kg materii pochłania promieniowanie o energii 1 J.

Dawkę pochłoniętą można wyrażać również w jednostkach pochodnych: mili-grejach ($1 \text{ mGy} = 10^{-3} \text{ Gy}$), mikrogrejach ($1 \mu\text{Gy} = 10^{-6} \text{ Gy}$) lub nanogrejach ($1 \text{ nGy} = 10^{-9} \text{ Gy}$).

Im większa jest dawka pochłonięta, tym większe zmiany powoduje w materii przechodzącej przez nią promieniowanie jonizujące. Skutki promieniowania zależą od czasu ekspozycji na promieniowanie. Wielkością fizyczną, która informuje o energii przekazanej materii w jednostce czasu, jest **moc dawki** promieniowania. Najczęściej używaną w praktyce jednostką mocy dawki jest 1 nGy/h.

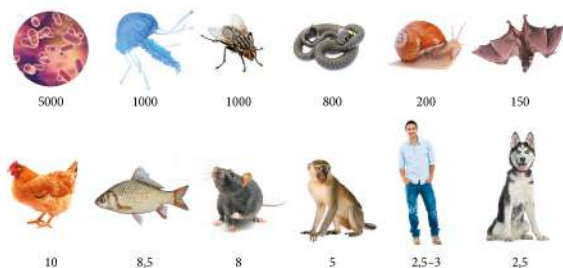
Jonizacja atomów materii żywej wpływa istotnie na przebieg procesów zachodzących w komórkach, które mogą zostać uszkodzone lub zniszczone. W przypadku masowego, całkowitego zniszczenia komórek może dojść do śmierci całej tkanki, narządu, a nawet całego organizmu. Mogą też nastąpić zmiany (mutacje) w funkcjonowaniu komórek na skutek zmian w ich kodzie genetycznym (uszkodzenia DNA). W organizmach istnieją

wprawdzie tzw. „mechanizmy naprawcze”, niwelujące skutki niewielkich dawek, ale nie ulega wątpliwości, że duże dawki promieniowania są szkodliwe dla zdrowia i mogą doprowadzić do śmierci.

Liczba uszkodzeń wywołanych przez promieniowanie w jednostce objętości materii, czyli ich koncentracja, zależy istotnie od rodzaju promieniowania i jego energii. Cząstki α powodują uszkodzenia o największej koncentracji. Jednak zagrożenie dla zdrowia stanowią w tym przypadku tylko te cząstki, które wnikają do układu oddechowego z powietrzem lub do układu pokarmowego z pożywieniem, ponieważ cząstki α nie przenikają przez skórę. Elektrony (cząstki β) i kwanty γ są przyczyną uszkodzeń o mniejszej koncentracji, ale głęboko wnikają przez skórę do wnętrza organizmu.

Wrażliwość różnych organizmów i podatność komórek różnych organów na uszkodzenia wywołane promieniowaniem jonizującym nie jest jednakowa.

Aby ocenić biologiczne skutki działania promieniowania jonizującego na organizmy, w szczególności na organizm człowieka, posługujemy się pojęciem **dawki skutecznej**. Jej jednostką jest **siwert** (1 Sv), ale zazwyczaj dawkę skuteczną wyraża się w milisiwertach (mSv) lub mikrosiwertach (μ Sv). Na rysunku 26.1 obok sylwetek przedstawicieli różnych gatunków podano wyrażoną w siwertach dawkę skuteczną, której pochłonięcie powoduje śmierć 50% osobników danego gatunku w ciągu 30 dni.



Rys. 26.1 Ilustracja dawek skutecznych (w Sv), których pochłonięcie powoduje śmierć 50% osobników danego gatunku w ciągu 30 dni

Żyjemy w środowisku, w którym promieniowanie jonizujące było zawsze obecne. W ciągu ostatnich stu lat promieniowanie jądrowe pojawia się też na skutek działalności człowieka, ale przede wszystkim dociera ono z głębi, ze skał, z wody, z powietrza oraz z przestrzeni kosmicznej. Dzięki obecności atmosfery promieniowanie kosmiczne jest niewielkie na poziomie morza, lecz wzrasta wraz z wysokością. Nie każdy pasażer samolotu lecącego na wysokości 10 km np. z Krakowa do Chicago i z powrotem zdaje sobie sprawę, że pochłania podczas lotu dawkę promieniowania porównywalną

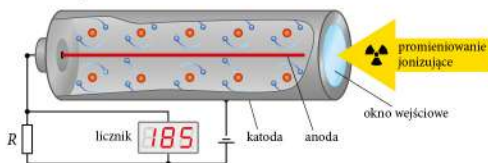
z dawką pochłoniętą podczas prześwietlenia klatki piersiowej. Dawki promieniowania pochodzącego ze źródeł naturalnych są różne w różnych częściach świata i w różnych rejonach poszczególnych krajów.

Mieszkaniec Polski otrzymuje średnio w ciągu roku z naturalnych źródeł promieniowania dawkę ok. 2,5 mSv, a ze sztucznych źródeł (używanych przede wszystkim w medycynie) – ok. 0,9 mSv. Dla porównania: mieszkaniec okolic miasta Ramsar w Iranie pochłania rocznie – ze źródeł naturalnych – dawkę wynoszącą ok. 260 mSv. Jednorazowe dawki pochłaniane podczas niektórych badań diagnostycznych przedstawiono w tabeli 26.1.

Tabela 26.1

Rodzaj prześwietlenia	Dawka promieniowania
densytometria kości	0,001 mSv
prześwietlenie zęba	0,005 mSv
prześwietlenie klatki piersiowej	0,1 mSv
mammografia	0,2 mSv
tomografia komputerowa klatki piersiowej	6 mSv
badanie izotopowe (scyntygrafia) kości ¹⁶	6 mSv

Organizm człowieka nie posiada zmysłu umożliwiającego wykrywanie promieniowania jonizującego. Niezmiernie ważne są więc skuteczne metody detekcji i rejestrowania tego promieniowania. Schemat najprostszego detektora jonizacyjnego, będącego podstawą budowy wielu typów detektorów, w tym popularnego licznika Geigera-Müllera, przedstawiono na rysunku 26.2.



Rys. 26.2 Schemat licznika Geigera-Müllera

Promieniowanie po wejściu do licznika powoduje jonizację gazu wypełniającego wnętrze komory. Powstałe w tym procesie elektrony i jony są przyspieszane w polu elektrycznym; jony podążają do katody, a elektrony – do anody, przy czym jonizują kolejne atomy gazu. Proces ma charakter lawinowy. Wyładowanie to objawia się chwilowym przepływem prądu pomiędzy anodą i katodą, co powoduje chwilowy spadek napięcia w obwodzie, rejestrowany jako impuls. Licznik G-M zlicza te impulsy.

¹⁶ Na s. 139 zamieszczono zdjęcia szkieletu zdrowego człowieka wykonane podczas badania; widok z przodu (z lewej) oraz z tyłu (z prawej).

Do pomiaru indywidualnych dawek promieniowania pochłanianych przez osoby narażone podczas pracy na działanie promieniowania jonizującego służą **dozymetry (dawkomierze)**. Używają ich m.in. lekarze i personel (a niekiedy także pacjenci) oddziałów radiologii, radioterapii oraz medycyny nuklearnej, pracownicy elektrowni jądrowych czy też naukowcy i obsługa w ośrodkach badawczych prowadzących eksperymenty, w których pojawia się promieniowanie jonizujące.

Najprostszym dozymetrem może być kawałek specjalnej kliszy znajdującej się w światłoszczelnym opakowaniu. Dawkę pochłoniętego promieniowania określa się na podstawie zaczernienia kliszy. Obecnie coraz częściej stosuje się niedrogie dozymetry termoluminescencyjne (rys. 26.3), które można wykorzystywać wielokrotnie. Jeśli tabletka wykonana z termoluminoforu była poddana działaniu promieniowania jonizującego, to po ogrzaniu będzie świecić. Pomiar tego świecenia umożliwia obliczenie dawki pochłoniętej przez osobę wyposażoną w dozymetr.



Rys. 26.3 Dozymetry

Zastosowania promieniowania jonizującego

Promieniowanie pochodzące z naturalnych oraz wytwarzanych sztucznie źródeł promieniotwórczych, promieniowanie rentgenowskie, strumienie neutronów z reaktorów jądrowych, wiązki naładowanych cząstek o odpowiednio dużej energii uzyskanej w akceleratorach mają wiele zastosowań w różnych dziedzinach działalności człowieka, takich jak medycyna, przemysł, rolnictwo, ochrona środowiska, geologia czy archeologia. Już bezpośrednio po odkryciu promieniotwórczości sugerowano, że może mieć ona zastosowania lecznicze. Wiele takich propozycji okazało się oszustwem (jak „cudowne” kremy z radem, które miały zapewniać wspaniałą cerę), ale dziś powszechnie wykorzystuje się promieniowanie w terapii chorób nowotworowych oraz w diagnostyce.

W **radioterapii** nowotworów rodzaj i energia stosowanego promieniowania zależą od wielkości i umiejscowienia guza. Do niszczenia nowotworów skóry można użyć promieniowania o małej energii, które pochłaniane będzie w całości w chorej tkance. Jeśli guz umiejscowiony jest głębiej, promieniowanie musi mieć większą energię, aby przejść przez zdrową tkankę, zanim dotrze do chorej. Używa się w tym celu cięższych cząstek (elektrony lub fotony uszkodziłyby w większym stopniu także zdrową tkankę) i tak do-

biera zasięg ich ruchu, aby zatrzymały się w obrębie nowotworu. Jeśli to możliwe, stosuje się brachyterapię, czyli leczenie za pomocą małych źródeł promieniowania wprowadzanych bezpośrednio do guza lub w jego pobliżu.

Najnowocześniejszą formą radioterapii jest **radioterapia protonowa**, która pozwala na maksymalne oszczędzenie zdrowych tkanek otaczających nowotwór. Pierwszym w Polsce ośrodkiem, w którym dokonuje się takich zabiegów, jest Centrum Cyklotronowe Bronowice w IFJ PAN (rys. 26.4).

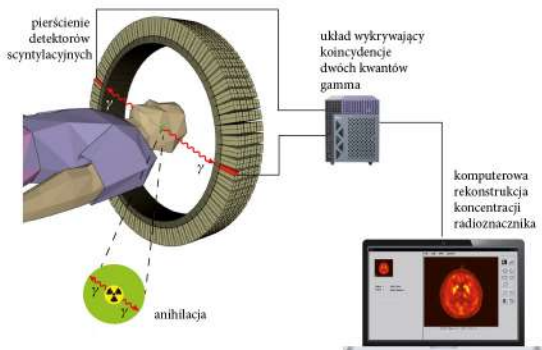


Rys. 26.4 Urządzenie do radioterapii protonowej

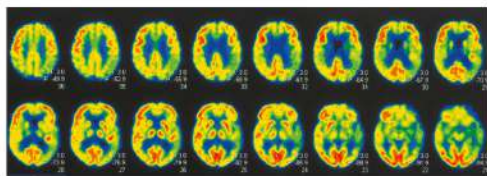
W medycynie nuklearnej do diagnostycznego obrazowania tarczycy, wątroby i dróg żółciowych, nerek, serca, płuc i mózgu stosuje się **radiofarmaceutyki**, czyli związki chemiczne, których cząsteczki zawierają jeden lub więcej atomów promieniotwórczych o krótkim czasie połowicznego rozpadu. Są one wprowadzane do ciała pacjenta dożylnie lub doustnie. Promieniowanie wytwarzane przez radiofarmaceutyki jest wykrywane i rejestrowane przez zewnętrzne detektory. Przez krótki czas po badaniu pacjenci są źródłem promieniowania, ale stosowane izotopy ulegają rozpadowi zazwyczaj w ciągu kilku godzin.

Coraz częściej w medycynie nuklearnej stosuje się **badanie PET** (pozytonową tomografię emisyjną). Przed badaniem podaje się pacjentowi tzw. radioznacznik, czyli minimalną ilość substancji (najczęściej glukozy, którą bardzo silnie pochłaniają komórki nowotworowe) zawierającej atomy izotopu promieniotwórczego (emitującego pozytony) o bardzo krótkim czasie połowicznego rozpadu. W czasie badania obserwuje się

i rejestruje promieniowanie γ powstające w wyniku anihilacji pozytonów i elektronów (rys. 26.5), co pozwala na ustalenie szybkości zużywania cząstek radioizotopu przez komórki. Na tej podstawie wnioskuje się o istnieniu zmian nowotworowych oraz wykrywa je w bardzo wczesnym stadium choroby. Badanie PET stosuje się też do monitorowania przebiegu leczenia onkologicznego.



Rys. 26.5 Schemat badania PET



Rys. 26.6 Seria obrazów (przekrojów) mózgu otrzymanych w badaniu PET

W przemyśle często wykorzystuje się zależność pochłaniania promieniowania jonizującego od grubości lub gęstości materiału. Promieniowanie β może być np. użyte do pomiaru grubości papieru lub blachy w procesie produkcyjnym.

Napromieniowanie wiązką promieni γ jest jedną z metod sterylizacji, a także zapobiegania procesom psucia się niektórych produktów żywnościowych. Z kolei znakowanie izotopami stosuje się m.in. do badania prędkości przepływu, stopnia zużycia materiałów, przebiegu procesu korozji czy wykrywania nieszczelności zbiorników płynów i rurociągów.

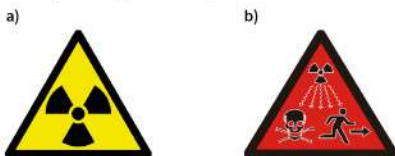
Ochrona przed promieniowaniem

Znajomość właściwości fizycznych promieniowania jonizującego oraz mechanizmów jego oddziaływania z materią stała się podstawą sformułowania zasad ochrony radiologicznej¹⁷.

Z przepisów mających na celu stosowanie źródeł promieniowania w sposób najbezpieczniejszy dla ludzi i środowiska wynikają trzy podstawowe, proste zasady, w myśl których należy:

- przebywać jak najdalej od źródeł promieniowania jonizującego, gdyż im dalej od źródła, tym promieniowanie jest słabsze;
- przebywać jak najkrócej w pobliżu źródeł promieniowania jonizującego, ponieważ dawka promieniowania jest proporcjonalna do czasu jego działania na organizm;
- stosować osłony osłabiające promieniowanie.

Miejsca, w których możemy być narażeni na silniejsze promieniowanie jonizujące, są oznaczone międzynarodowymi symbolami źródeł promieniotwórczych oraz miejsc ich stosowania i przechowywania (rys. 26.7a i b).



Rys. 26.7 Symbole: źródła promieniotwórczego (a), miejsc stosowania i przechowywania źródeł promieniotwórczych (b)

ZADANIA

1. Elementem instalacji przeciwpożarowej jest czujnik dymu. Wewnątrz jonizacyjnego czujnika umieszcza się izotop pierwiastka α -promieniotwórczego, zazwyczaj ameryku $^{241}_{95}\text{Am}$, w osłonie zabezpieczającej przed promieniowaniem. Czy promieniowanie α emitowane przez źródło znajdujące się w czujniku zamontowanym zazwyczaj kilka metrów nad podłogą może być niebezpieczne dla człowieka przebywającego w pomieszczeniu? Uzasadnij odpowiedź.
2. Odszukaj samodzielnie znaczenie terminu **radioluminescencja**. Wyjaśnij, w jakim celu pokrywano wskazówki i cyfry w niektórych starych zegarkach farbą zawierającą domieszkę pierwiastka emitującego promieniowanie α .

¹⁷ [Prawo atomowe, 2001] Ochrona radiologiczna to „zapobieganie narażeniu ludzi i skażeniu środowiska, a w przypadku braku możliwości zapobieżenia takim sytuacjom – ograniczenie ich skutków do poziomu tak niskiego, jak tylko jest to rozsądnie osiągalne, przy uwzględnieniu czynników ekonomicznych, społecznych i zdrowotnych”.

3. Przy rozszczepieniu jąder uranu powstaje radioaktywny izotop jodu. W organizmie człowieka jod gromadzi się głównie w tarczycy. Po pochłonięciu dużej dawki jodu (np. z preparatu podanego doustnie) tarczyca przestaje na kilka tygodni „zbierać” jod z otoczenia. Wyjaśnij, dlaczego po katastrofie reaktora jądrowego w Czarnobylu polskie dzieci otrzymały do wypicia odpowiednie porcje płynu Lugola, czyli rozcieńzonego roztworu związków jodu.
4. Ciało o masie 1 kg pochłonęło promieniowanie jonizujące o energii 0,5 J. Dawka pochłonięta przez to ciało była równa
- A. 0,5 Sv B. 0,5 Gy C. 2 Sv D. 2 Gy
5. Dawka pochłonięta przez pracownika o masie 70 kg, obsługującego urządzenie zawierające źródło promieniotwórcze, wynosiła 5 mGy. Energia promieniowania jonizującego pochłoniętego przez ciało pracownika to
- A. 14 mJ B. $\frac{1}{14}$ mJ C. 3,5 mJ D. 350 mJ
- F 6. Przeczytaj poniższy tekst i odpowiedz na pytania umieszczone pod tekstem.

Terapia hadronowa jest rodzajem radioterapii wykorzystującym do naświetlania komórek nowotworowych strumień rozpędzonych cząstek. Obecnie w procesie leczenia stosuje się głównie protony, a niekiedy ciężkie jony, np. jony węgla. Oddziaływanie protonów z materią ma tzw. charakter zasięgowy. Rozpędzone do pewnej prędkości protony wchodząc w tkankę, tracą początkowo niewiele energii. Na pewnej ściśle określonej głębokości, zależnej od ich energii, ta strata staje się maksymalna, po czym zanika, gdyż protony się zatrzymują. [...] Można tak dopasować parametry wiązki protonów, żeby zniszczyć wyłącznie komórki nowotworowe, zachowując całkowicie zdrową tkankę wokół guza. Strumień wysokoenergetycznych protonów otrzymuje się w cyklotronach [...]. Na przykład energia wiązki protonów równa 60 MeV wystarczy co najwyżej do leczenia nowotworów oka, gdyż odpowiada głębokości penetracji tkanki ok. 30 mm, czyli porównywalnej ze średnicą oka. Natomiast leczenie nowotworów zlokalizowanych w głębszych rejonach ciała ludzkiego wymaga już energii wiązki rzędu 230 MeV, mającej zasięg ok. 30 cm. [...]

Zaletą wdrożonej w Krakowie metody jest niezwykła, nieosiągalna innymi metodami precyzja napromieniania, sięgająca ułamka milimetra. Wiązka protonów poruszająca się z prędkością ok. 100 000 km/s wnika w oko pacjenta, zatrzymuje się dokładnie w planowanym miejscu i niszczy komórki nowotworowe [...] ¹⁸.

Do celów medycznych przeznaczono zbudowany w 1992 r. w IFJ PAN w Krakowie cyklotron AIC-144 o średnicy 144 cm. Maksymalne napięcie przyspieszające wynosiło 65 kV, a uzyskana maksymalna energia protonów była równa 60 MeV.

Obecnie wiązki stosowane przez krakowski ośrodek w terapii protonowej wytwarzane są w cyklotronie Proteus-235.

- a) Jakimi zasadniczymi elementami konstrukcyjnymi różni się ten cyklotron od cyklotronu AIC-144, jeśli maksymalna energia przyspieszonych w nim cząstek wynosi 230 MeV?
- b) Dlaczego protony o większej energii uzyskiwane w cyklotronie Proteus-235 umożliwiają leczenie nie tylko nowotworów oka?

¹⁸ Na podstawie: M. Nowina-Konopka, *Terapia hadronowa w Krakowie*, „Foton” 2013, nr 123.



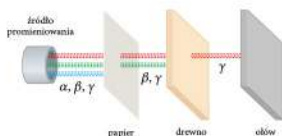
Promieniowanie jądrowe i jego właściwości

Promieniotwórczość to (odkryte przez Henri Becquerela podczas badania związków uranu) zjawisko samorzutnego wysyłania promieniowania zaczerniającego kliszę fotograficzną i jonizującego powietrze.

Wyodrębniono trzy rodzaje promieniowania jonizującego, emitowanego przez jądra pierwiastków promieniotwórczych: promieniowanie α , β , γ .

- ▶ Promieniowanie α to strumień dodatnio naładowanych cząstek identycznych z jądrami helu. Masa cząstki α jest równa masie jądra helu, a dodatni ładunek jest równy podwójnemu ładunkowi elementarnemu.
- ▶ Promieniowanie β to strumień ujemnie naładowanych cząstek, którymi są elektrony.
- ▶ Promieniowanie γ to promieniowanie elektromagnetyczne o bardzo małej długości fali, czyli strumień fotonów o dużej energii.

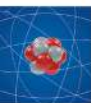
Promieniowanie jądrowe jest w różnym stopniu pochłaniane przez materię, czyli charakteryzuje się różną **przenikliwością**, schematycznie przedstawioną na rysunku.



Maria Skłodowska-Curie i Piotr Curie odkryli dwa pierwiastki promieniotwórcze: polon i rad.

Za badania zjawiska promieniotwórczości Henri Becquerel, Maria Skłodowska-Curie i Piotr Curie wspólnie otrzymali w 1903 roku Nagrodę Nobla z fizyki.

Za wydzielenie czystego radu Maria Skłodowska-Curie została uhonorowana w 1911 roku Nagrodą Nobla z chemii.



Jądro atomowe i jego budowa

Doświadczenie Ernesta Rutherforda wykazało, że atomy posiadają jądra, w których w niewielkiej objętości skupiony jest dodatni ładunek atomu i prawie cała masa tego atomu. Promienie jąder są rzędu 10^{-15} m, a promienie atomów – rzędu 10^{-10} m.

Jądro atomowe jest zbudowane z nukleonów, którymi są protony i neutrony.

- ▶ O liczbie nukleonów w jądrze informuje liczba masowa A .
- ▶ Liczba protonów w jądrze jest równa liczbie elektronów w atomie. Decyduje ona o właściwościach chemicznych atomu i jest nazywana liczbą atomową lub porządkową Z .
- ▶ Liczbę neutronów w jądrze obliczamy przez odjęcie od liczby A nukleonów liczby Z protonów ($N = A - Z$).

Za utrzymanie jądra atomowego w całości są odpowiedzialne **siły jądrowe**. Siły jądrowe „nie rozróżniają” nukleonów: dwa protony, dwa neutrony lub proton i neutron oddziałują takimi samymi siłami jądrowymi. Zasięg sił jądrowych jest bardzo mały – rzędu 10^{-15} m.

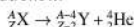


Rozpady promieniotwórcze

Pierwiastki występują zazwyczaj w kilku odmianach zwanych **izotopami**. Jądra wszystkich izotopów danego pierwiastka mają taką samą liczbę atomową Z (zawierają tyle samo protonów), a różnią się liczbą masową A (ponieważ zawierają różną liczbę neutronów).

Spontaniczną przemianę jądra atomowego nazywamy **rozpadem promieniotwórczym**. Jądra, które samorzutnie ulegają rozpadowi promieniotwórczemu, nazywamy **jądrami niestabilnymi**. Jądra trwałe, niepodlegające samorzutnie rozpadowi promieniotwórczemu, nazywamy **jądrami stabilnymi**.

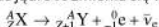
- ▶ **Rozpadem alfa** nazywamy emisję przez jądro cząstki α , czyli jądra ${}^4_2\text{He}$, złożonego z dwóch protonów i dwóch neutronów:



Są dwa rodzaje rozpadów beta.

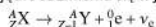
- ▶ **Rozpad beta minus** polega na emisji przez jądro elektronu ${}^0_{-1}\text{e}$ powstałego w wyniku zachodzącej w jądrze przemiany neutronu w proton: ${}^1_0\text{n} \rightarrow {}^1_1\text{p} + {}^0_{-1}\text{e} + \bar{\nu}_e$.

W wyniku rozpadu beta minus jądro X zmienia się w jądro Y :



- ▶ **Rozpad beta plus** polega na emisji przez jądro pozytonu ${}^0_1\text{e}$ powstałego w wyniku zachodzącej w jądrze przemiany protonu w neutron: ${}^1_1\text{p} \rightarrow {}^1_0\text{n} + {}^0_1\text{e} + \nu_e$.

W wyniku rozpadu beta plus jądro X zmienia się w jądro Y :



Rozpadom beta towarzyszą **neutrino** ν_e lub **antyneutrino elektronowe** $\bar{\nu}_e$ (o liczbach $A = Z = 0$), bardzo słabo oddziałujące z materią.

- ▶ **Emisja gamma** polega na wysłaniu nadmiaru energii w postaci fotonów γ przez wzbudzone jądro podczas jego powrotu do stanu podstawowego.

Pierwiastki, których jądra ulegają rozpadowi alfa i beta, zmieniają położenie w układzie okresowym zgodnie z regułą przesunięć Soddy'ego i Fajansa.

Pozyton jest antycząstką elektronu – różni się od niego tylko znakiem ładunku.



Prawo rozpadu promieniotwórczego

Czas, po którym połowa jąder danego izotopu promieniotwórczego zawartych w próbce ulegnie rozpadowi, nazywamy **czasem połowicznego rozpadu** i oznaczamy symbolem T lub $T_{1/2}$.

Zależność od czasu liczby jąder promieniotwórczych danego izotopu pozostałych w próbce (o początkowej liczbie jąder N_0) po rozpadowi nazywamy **prawem rozpadu promieniotwórczego**:

$$N(t) = N_0 \left(\frac{1}{2} \right)^{\frac{t}{T}}$$

Stałą rozpadu λ nazywamy wielkość charakterystyczną dla danego izotopu. Związek między czasem połowicznego rozpadu a stałą rozpadu ma postać:

$$\lambda \cdot T = \ln 2 \quad (\lambda \cdot T \approx 0,693)$$

Rozpad promieniotwórczy ma charakter statystyczny, co oznacza, że nie można przewidzieć, które jądro i kiedy ulegnie rozpadowi.

Aktywność promieniotwórcza A informuje, ile rozpadów promieniotwórczych zachodzi w próbce w jednostce czasu. Jednostką aktywności jest **bekerelel** (1 Bq). Źródło ma aktywność 1 Bq, jeżeli w ciągu jednej sekundy dochodzi w nim do jednego rozpadu promieniotwórczego.

Zależność aktywności promieniotwórczej od czasu ma postać:

$$A(t) = A_0 \left(\frac{1}{2} \right)^{\frac{t}{T}}$$

Metoda datowania izotopowego polega na wyznaczeniu zawartości względnej węgla $^{14}_6\text{C}/^{12}_6\text{C}$ w badanej próbce i porównaniu z zawartością względną w żyjącym organizmie, w którym $^{14}_6\text{C}/^{12}_6\text{C} = 1,2 \cdot 10^{-12}$. Pozwala to określić wiek próbki.



Energia wiązania

Każde swobodne ciało o masie m , spoczywające w danym układzie odniesienia, ma różną od zera **energię spoczynkową** wyrażoną wzorem:

$$E_s = mc^2$$

Energią wiązania nazywamy najmniejszą energię, którą trzeba dostarczyć układowi związanemu, aby jego składniki przestały oddziaływać ze sobą.

Całkowita energia spoczywającego układu związanego jest mniejsza od sumy energii spoczynkowych jego składników po rozdzielении o energię wiązania układu. Dla układu złożonego z dwóch składników:

$$E_{s \text{ układu}} < E_{s1} + E_{s2}$$

$$M_{\text{układu}} c^2 < m_1 c^2 + m_2 c^2 \Rightarrow M_{\text{układu}} < m_1 + m_2$$

Deficyt masy to różnica pomiędzy sumą mas składników układu i masą układu. Dla układu dwóch składników $\Delta m = m_1 + m_2 - M_{\text{układu}}$.

Związek między deficytem masy i energią wiązania ma postać:

$$\Delta m = \frac{E_{\text{wiązania}}}{c^2}$$

Deficytem masy jądra atomowego nazywamy różnicę pomiędzy sumą mas nukleonów wchodzących w skład jądra i masą jądra. Dla jądra o liczbie masowej A i liczbie atomowej Z :

$$\Delta m = Z \cdot m_p + (A - Z) \cdot m_n - m_j$$

Energia wiązania E_w jądra atomowego to energia, którą należy dostarczyć, aby rozdzielić jądro na nieoddziałujące nukleony:

$$E_w = (Z \cdot m_p + (A - Z) \cdot m_n - m_j) c^2 = \Delta m c^2$$

Masy atomów wyrażamy najczęściej w **jednostkach masy atomowej u** . Jednostka masy atomowej jest równa $1/12$ masy atomu węgla $^{12}_6\text{C}$; $1 u \approx 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$.

Energia równoważna jednostce masy atomowej u jest równa w przybliżeniu 931 MeV.

O trwałości jądra decyduje energia wiązania przypadająca na jeden nukleon: E_w/A .

Reakcje jądrowe. Krecja i anihilacja

Reakcje jądrowe (najogólniej) to procesy, w których biorą udział jądra atomowe.

Pierwsza reakcja jądrowa odkryta przez Rutherforda polegała na bombardowaniu azotu cząstkami α : ${}^{14}_7\text{N} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^{17}_8\text{O} + {}^1_1\text{H}$.

Neutron odkryto w reakcji ostrzeliwania berylu cząstkami α : ${}^9_4\text{Be} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^{12}_6\text{C} + {}^1_0\text{n}$.

We wszystkich reakcjach jądrowych zachowany jest całkowity ładunek i całkowita liczba nukleonów.

W wyniku oddziaływania promieniowania gamma z jądrem atomowym może nastąpić **krecja pary elektron-pozyton**. W zjawisku krecji muszą być zachowane ładunek elektryczny, energia i pęd.

Minimalna energia kwantu gamma niezbędna do powstania pary elektron-pozyton jest równa sumie energii spoczynkowych elektronu i pozytonu:

$$(h\nu)_{\min} = 2m_e c^2 \approx 1,02 \text{ MeV}$$

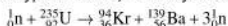
W wyniku spotkania elektronu i pozytonu (cząstki z antycząstką) następuje **anihilacja**; cząstki znikają, a pojawia się odpowiednia energia w postaci co najmniej dwóch fotonów. Minimalna energia dwóch fotonów powstających podczas anihilacji elektronu i pozytonu:

$$(h\nu)_{\min} = 2m_e c^2 \approx 1,02 \text{ MeV}$$

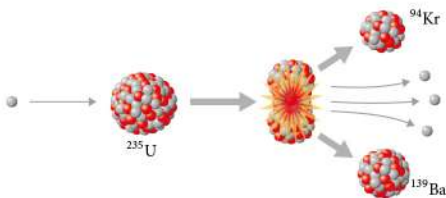
Reakcje rozszczepienia

Przemianę jądra atomowego, w wyniku której rozpada się ono na lżejsze jądra, nazywamy **reakcją rozszczepienia**.

Przykładem reakcji rozszczepienia jest reakcja, w której w wyniku zderzenia jądra uranu z neutronem powstają jądra kryptonu i baru, neutrony i kwanty gamma:



składniki reakcji produkty reakcji



W reakcji rozszczepienia, w której suma energii spoczynkowych produktów reakcji jest mniejsza od sumy energii spoczynkowych składników reakcji, pojawia się nadwyżka energii kinetycznych produktów reakcji. Reakcje rozszczepienia jąder mogą stanowić źródło energii.

Reakcją łańcuchową nazywamy reakcję, w której średnio więcej niż jeden neutron emitowany w procesie rozszczepienia powoduje rozszczepienie kolejnego jądra, w wyniku czego liczba neutronów oraz rozszczepianych jąder szybko wzrasta.

Minimalną masę próbki materiału rozszczepialnego, w której może zajść reakcja łańcuchowa, nazywamy **masą krytyczną**. Reakcja łańcuchowa jest możliwa tylko w próbce, której masa jest większa od masy krytycznej.



Energetyka jądrowa. Wykorzystanie energii jądrowej

Reaktor jądrowy to urządzenie, w którym w sposób ciągły wykorzystuje się energię wyzwalaną w kontrolowanych procesach rozszczepienia jąder atomowych (najczęściej uranu $^{235}_{92}\text{U}$). Uran znajduje się wewnątrz reaktora w postaci **prętów paliwowych**.

Reakcję łańcuchową w reaktorze umożliwia **moderator** spowalniający neutrony. Jest nim najczęściej woda. Ilość energii wytwarzanej w reaktorze jądrowym można regulować poprzez kontrolę liczby zachodzących procesów rozszczepienia. Służą do tego kadmowe **pręty kontrolne** pochłaniające neutrony.

W **elektrowniach jądrowych** jako źródło energii stosuje się reaktory jądrowe. Elektrownie jądrowe konstruuje się tak, aby ryzyko wystąpienia skażenia radioaktywnego w przypadku awarii było jak najmniejsze. Nie jest jednak możliwe pełne zabezpieczenie przed wszystkimi rodzajami katastrof. Problemem związanym z funkcjonowaniem elektrowni jądrowych jest przechowywanie zużytego paliwa jądrowego, zawierającego radioaktywne składniki. Prawidłowo skonstruowane i wybudowane elektrownie jądrowe nie powodują skażenia otoczenia podczas eksploatacji.

Urządzenie, w którym wykorzystuje się energię rozszczepienia jąder do celów militarnych, nazwano **bombą atomową**. W odróżnieniu od procesów zachodzących w reaktorze reakcji rozszczepienia zainicjowanej w bombie nie da się ani kontrolować, ani zatrzymać. Źródłem energii wybuchu bomby atomowej są reakcje rozszczepienia zawartego w niej uranu $^{235}_{92}\text{U}$ lub plutonu $^{239}_{94}\text{Pu}$. Materiał rozszczepialny w bombie jest podzielony na kilka oddalonych od siebie fragmentów. Masa każdego z nich jest mniejsza od masy krytycznej. Detonacja zawartego w bombie klasycznego materiału wybuchowego powoduje szybkie ściśnięcie i połączenie fragmentów ładunku nuklearnego, co prowadzi do przekroczenia masy krytycznej, więc umożliwia niekontrolowaną reakcję łańcuchową i wybuch bomby.



Reakcje termojądrowe. Ewolucja gwiazd

Energia wiązania przypadająca na nukleon w najbliższych jądrach jest mniejsza niż dla jąder pośrednich, więc procesy syntezy (inaczej: łączenia, fuzji) jąder lekkich mogą być źródłem energii.

Reakcje termojądrowe to reakcje syntezy lekkich jąder, zachodzące w temperaturze rzędu milionów stopni i przy bardzo dużym ciśnieniu.

Głównym źródłem energii w gwiazdach są procesy syntezy jąder wodoru, w wyniku których powstają jądra helu ^4_2He . W gwiazdach wielkości Słońca kluczową rolę odgrywają procesy zachodzące pomiędzy protonami w **cyklu proton-proton**.

F **Bomba termojądrowa** jest dwustopniową bombą nuklearną. Zapalnikiem jest bomba atomowa, doprowadzająca do wzrostu ciśnienia oraz temperatury wewnątrz ładunku termojądrowego i zainicjowania fuzji lekkich jąder, w wyniku której są wyzwolane olbrzymie ilości energii. Energia wyzwolana w procesie eksplozji bomby termojądrowej jest praktycznie nieograniczona.

Od wielu lat prowadzi się prace nad pokojowym wykorzystaniem reakcji termojądrowych jako źródła energii. Dotychczas nie udało się zbudować stabilnie pracujących generatorów energii wykorzystujących fuzję lekkich jąder. Największą trudność stanowi utrzymywanie bardzo wysokich temperatur i ciśnień, które są niezbędne do zajścia reakcji.

Energia wydzielana w procesach syntezy ogrzewa wnętrza gwiazd i pozwala na podtrzymanie przebiegu procesów reakcji termojądrowych.

Diagram zwany **wykresem Hertzsprunga-Russella** przedstawia klasyfikację i historię gwiazd. Na różnych etapach ewolucji w gwiazdach zachodzą różne reakcje jądrowe. W pierwszej kolejności wodór zmienia się w hel, a potem powstają także jądra cięższych pierwiastków. Im starsza gwiazda, tym więcej powstaje w niej cięższych pierwiastków.

W bardzo masywnych gwiazdach może dojść do „zapadnięcia się” ich materii. Pod wpływem olbrzymiego ciśnienia elektrony w plazmie łączą się z protonami w neutrony, wysyłając w przestrzeń neutrina. Jądro gwiazdy staje się gwiazdą neutronową. Zjawisko to nazywamy **wybuchem supernowej**.

W procesie ewolucji gwiazd mogą powstać obiekty zwane **czarnymi dziurami**.

Do powstania czarnej dziury niezbędne jest nagromadzenie odpowiednio dużej masy w odpowiednio małej objętości. Czarnej dziury nie może opuścić nawet światło.



Promieniowanie jonizujące a organizmy

Promieniowanie α , β , γ , promieniowanie rentgenowskie oraz strumienie neutronów zaliczamy do **promieniowania jonizującego**.

Bezpośrednio jonizują materię tylko cząstki naładowane. Promieniowanie rentgenowskie, promieniowanie gamma oraz strumienie neutronów podczas przejścia przez materię oddziałują z nią pośrednio poprzez procesy, w których powstają cząstki naładowane.

Miarą promieniowania jonizującego jest **dawka pochłonięta**. Jednostką dawki pochłoniętej jest **grej** (1 Gy).

Dawka pochłonięta wynosi 1 Gy, gdy 1 kg materii pochłania promieniowanie o energii 1 J.

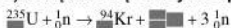
Miarą skutków biologicznych napromieniowania uwzględniającą rodzaj promieniowania oraz rodzaj tkanki jest **dawka skuteczna**. Jednostką dawki skutecznej jest **siwert** (1 Sv).

F Promieniowanie jonizujące ma zastosowanie przede wszystkim w medycynie, przemyśle, rolnictwie, ochronie środowiska, geologii, archeologii.

Aby dawki promieniowania otrzymywane z różnych źródeł były jak najmniejsze, należy przebywać jak najkrócej w pobliżu źródeł promieniowania i jak najdalej od tych źródeł oraz stosować osłony osłabiające promieniowanie.

5. W wyniku rozszczepienia jądra uranu ^{235}U spowodowanego pochłonięciem neutronu powstały dwa jądra, w tym jądro kryptonu ^{94}Kr , oraz trzy neutrony.

5.1. Przepisz do zeszytu i uzupełnij równanie tej reakcji. Wpisz w zacięzione miejsca liczby atomowe, liczbę masową oraz symbol pierwiastka.



5.2. Zapisz wzór pozwalający obliczyć energię wyzwoloną w powyższej reakcji, jeśli znane są: masa jądra uranu m_{U} , masa jądra kryptonu m_{Kr} , masa drugiego jądra m oraz masa neutronu m_{n} .

5.3. Oceń prawdziwość poniższych zdań. Wskaż P, jeśli zdanie jest prawdziwe, albo F, jeśli jest fałszywe.

1.	Energia wiązania jądra uranu jest mniejsza od sumy energii wiązania jąder powstałych w wyniku rozszczepienia jądra uranu.	P	F
2.	Rozszczepienie jądra uranu może nastąpić tylko w wyniku zderzenia z neutronem o bardzo dużej energii kinetycznej.	P	F
3.	Jądra powstałe w wyniku rozszczepienia jądra uranu są trwałymi jądrami, które nie ulegają dalszym przemianom.	P	F

5.4. Uzupełnij zdanie. Wybierz stwierdzenie A albo B oraz jego uzasadnienie 1 lub 2.

W reakcji rozszczepienia jądra uranu

A.	suma energii kinetycznych produktów rozszczepienia jest większa od sumy energii kinetycznych jądra uranu i zderzającego się z nim neutronu,	ponieważ	1.	suma energii spoczynkowych produktów rozszczepienia jest mniejsza od sumy energii spoczynkowych jądra uranu i neutronu.
B.	suma energii kinetycznych produktów rozszczepienia jest mniejsza od sumy energii kinetycznych jądra uranu i zderzającego się z nim neutronu,		2.	suma energii spoczynkowych produktów rozszczepienia jest większa od sumy energii spoczynkowych jądra uranu i neutronu.

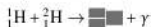
6. Podczas rozszczepienia jednego jądra uranu wydzielą się energia ok. 200 MeV, a podczas powstawania jednej cząsteczki CO_2 z węgla oraz tlenu wydzielą się energia kilkunastu elektronowoltów.

Oszacuj, ile razy więcej atomów węgla trzeba by zużyć w elektrowni węglowej niż atomów uranu w elektrowni jądrowej o takiej samej mocy i sprawności.

7. Napisz, na czym polega najważniejsza różnica między reakcjami zachodzącymi w reaktorze jądrowym i bombie atomowej.

8. Głównym źródłem energii Słońca i gwiazd o masach porównywalnych z masą Słońca są reakcje syntezy tworzące cykl proton–proton (p–p).

8.1. Przepisz do zeszytu i uzupełnij równania poszczególnych reakcji cyklu proton–proton. Wpisz w zacienione miejsca liczby atomowe, liczby masowe oraz symbole pierwiastków.



8.2. Oceń prawdziwość poniższych zdań. Wskaż P, jeśli zdanie jest prawdziwe, albo F, jeśli jest fałszywe.

1.	Energia wiązania jądra, które powstało w wyniku reakcji syntezy, jest większa od energii wiązania łączących się lekkich jąder.	P	F
2.	Suma energii spoczynkowych łączących się jąder (cząstek) jest większa od sumy energii spoczynkowych jąder (cząstek) powstających w wyniku reakcji syntezy.	P	F

8.3. W reakcjach cyklu p–p powstają pozytony. Podczas spotkania pozytonu z elektronem zachodzi reakcja anihilacji.

Zapisz równanie tej reakcji.

8.4. Zapisz nazwę prawa, z którego wynika, że w powyższym procesie w miejsce anihilujących cząstek nie mógł pojawić się tylko jeden foton gamma.

8.5. Oblicz długość fali odpowiadającej każdemu z dwóch fotonów gamma powstających w rozważanym procesie anihilacji, przy założeniu, że energie kinetyczne obu cząstek przed anihilacją były bardzo małe.

- 9. Przeczytaj poniższy tekst.**

Powtórzmy, że czarna dziura jest obszarem czasoprzestrzeni, z którego nie można wystać żadnej informacji (zaniedbujemy tutaj efekty kwantowo-mechaniczne, takie jak promieniowanie Hawkinga) ani cząstki na zewnątrz, do pozostałych obszarów przestrzeni, gdzie wzajemna komunikacja jest na ogół możliwa. Granicę czarnej dziury stanowi tzw. horyzont zdarzeń. Możliwość istnienia czarnych dziur w przyrodzie została przewidziana przez ogólną teorię względności. Pierwsze ścisłe rozwiązanie równań tej teorii (równań Einsteina) podał Karl Schwarzschild. Poszukiwał on pola grawitacyjnego statycznego i izotropowego obiektu o dużej masie. Dla nierotującej czarnej dziury o masie M promień horyzontu zdarzeń dany jest wzorem otrzymanym właśnie przez Schwarzschilda:

$$R_S = \frac{2GM}{c^2}$$

Fragment artykułu *Skąd wiadomo, że to, co widzimy, jest czarną dziurą?*

Bogusz Kinasiewicz
Instytut Fizyki UJ
„Foton” 2004, nr 84

9.1. Skorzystaj z informacji zawartych w artykule i oblicz, jaki byłby:

a) promień Słońca,

b) promień Ziemi,

gdyby skurczyły się tak, że stałyby się czarnymi dziurami.

Przyjmij, że masa Ziemi $M_Z = 6 \cdot 10^{24}$ kg, masa Słońca $M_S = 2 \cdot 10^{30}$ kg, promień Ziemi $R_Z = 6370$ km, promień Słońca $R_S = 696\,340$ km, stała grawitacji $G = 6,67 \cdot 10^{-11}$ N m²/kg².

9.2. Oblicz, ile razy wzrósłaby wówczas gęstość:

a) Słońca,

b) Ziemi.

- 10.** Izotopy promieniotwórcze są składnikami wszystkich organizmów. Ich średnia aktywność w ciele człowieka jest równa 8000 Bq. Do izotopów tych należą między innymi potas ⁴⁰K, węgiel ¹⁴C, stront ⁹⁰Sr, jod ¹³¹I, a także rad ²²⁶Ra z czasem połowicznego rozpadu wynoszącym ok. 1600 lat. Zawartość radu w ciele człowieka o masie 70 kg to ok. $3 \cdot 10^{-11}$ g.

Oblicz aktywność radu znajdującego się w ciele człowieka o masie 70 kg.



ZADANIA POWTÓRZENIOWE



ZESTAW 1



Zadanie 1

Z wysokości $h = 1,60$ m nad podłożem rzucono pionowo w górę małą stalową kulkę. Wartość prędkości początkowej kulki w chwili $t_0 = 0$ była równa $v_0 = 3,5$ m/s. Kulka wzniosta się na pewną wysokość, a następnie zaczęła spadać swobodnie. Po czasie t (od chwili początkowej t_0) uderzyła w gładkie, twarde podłoże, a następnie odbiła się od niego jeszcze kilka razy. Przy każdym uderzeniu w podłoże traciła 30% swojej energii mechanicznej.

Pomiń opory powietrza podczas ruchu kulki oraz przyjmij, że podczas lotu w górę i spadania kulka się nie obracała. Do obliczeń przyjmij wartość przyspieszenia ziemskiego $g = 9,81$ m/s².

Zadanie 1.1 (0–1)

Dokończ zdanie. Wskaż właściwą odpowiedź spośród podanych.

Maksymalna wysokość H , na którą kulka wzniosta się ponad podłoże, była równa

- A. $H \approx 2,85$ m B. $H \approx 2,22$ m C. $H \approx 1,91$ m D. $H \approx 1,78$ m

Zadanie 1.2 (0–3)

Oblicz czas t , po którym kulka po raz pierwszy uderzyła w podłoże.

Zadanie 1.3 (0–3)

Oblicz wysokość, na którą wzniosta się kulka po trzecim uderzeniu w podłoże. Wynik podaj z dokładnością do dwóch cyfr znaczących.

Zadanie 1.4 (0–1)

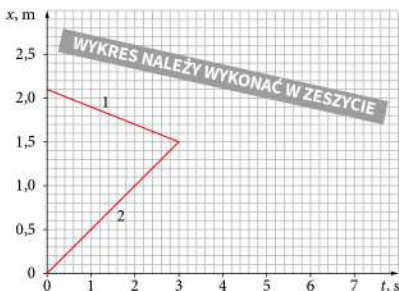
Ustal i zapisz, jak zmieniłaby się wysokość obliczona w zadaniu 1.3, gdyby ciało z tej samej wysokości h rzucono pionowo w dół z prędkością o tej samej wartości v_0 . Powołaj się na odpowiednie prawa lub zależności fizyczne uzasadniające twoje stwierdzenie.

Zadanie 2

Dwa niewielkie ciała C_1 i C_2 o jednakowych masach m poruszały się wzdłuż osi x w inercyjnym układzie odniesienia. W chwili $t = 3$ s ciała zderzyły się niesprężysto i dalej poruszały się razem. Na poniższym rysunku przedstawiono wykresy zależności położenia x od czasu t w ruchu ciał przed zderzeniem.

Pomiń opory ruchu i przyjmij, że układ ciał jest izolowany od otoczenia.

Uwaga: Na rysunku numerem 1 oznaczono wykres zależności $x_1(t)$ dla ciała C_1 , numerem 2 natomiast wykres zależności $x_2(t)$ dla ciała C_2 .



Zadanie 2.1 (0–2)

Uzupełnij zdania. Wpisz w zacienionych miejscach właściwe określenia, wybrane spośród: *zgodny ze zwrotem / przeciwny do zwrotu / większa od / równa / mniejsza od*.

1. Przed zderzeniem: prędkość ciała C_1 ma zwrot prędkości ciała C_2 .
2. Energia kinetyczna układu ciał po zderzeniu jest energii kinetycznej układu ciał przed zderzeniem.

Zadanie 2.2 (0–4)

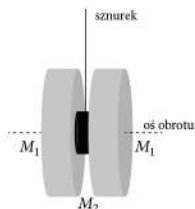
- a) Oblicz wartość v_{po} prędkości ciał C_1 i C_2 po zderzeniu niesprężystym.
- b) Na powyższym rysunku dorysuj w przedziale czasu od chwili zderzenia do chwili $t = 7$ s wykres zależności $x(t)$ połączonych ciał C_1 i C_2 .

Zadanie 3 (0–4)

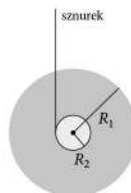
Dwa jednorodne walce o promieniu podstawy $R_1 = 3$ cm i masie $M_1 = 28$ g każdy połączono sztywno za pomocą cienkiej, jednorodnej tarczy o promieniu $R_2 = 1$ cm i masie $M_2 = 4$ g (patrz rys. 1 i 2). Na tarczę nawinięto nierozciągliwy sznurek, a następnie bryłę puszczono swobodnie, co spowodowało odwijanie się sznurka. Podczas odwijania sznurka bryła zaczęła obracać się wokół poziomej osi i jednocześnie opadać ze stałym przyspieszeniem $\vec{a}$.

Przyjmij, że wartość przyspieszenia ziemskiego $g = 9,81$ m/s². Pomiń opory ruchu oraz masę i grubość sznurka.

Uwaga: Moment bezwładności jednorodnego walca o masie M i promieniu podstawy R jest równy $\frac{1}{2}MR^2$. Moment bezwładności jednorodnej tarczy o masie m i promieniu r jest równy $\frac{1}{2}mr^2$.



Rys. 1



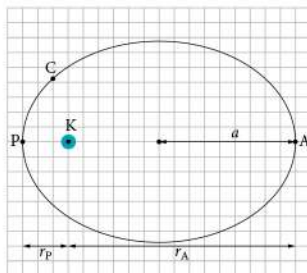
Rys. 2 (widok z boku)

Oblicz wartość a przyspieszenia środka bryły. Wynik podaj w zaokrągleniu do trzech cyfr znaczących.

Zadanie 4

Na rysunku 1 przedstawiono orbitę eliptyczną ciała niebieskiego C o masie m , poruszającego się wokół innego ciała niebieskiego K. Przyjmij, że środek masy układu ciał C–K znajduje się w bardzo małej odległości od środka ciała K. Odległość punktu P (perycentrum orbity) od środka ciała K jest równa r_P , natomiast odległość punktu A (apocentrum orbity) od środka ciała K jest równa r_A . Wielkość a jest długością półosi wielkiej tej orbity eliptycznej. Prędkość ciała niebieskiego C w punkcie P ma wartość v_P , natomiast w punkcie A ma wartość v_A .

Przyjmij, że długość boku pojedynczej kratki odpowiada odległości równej 0,5 au.

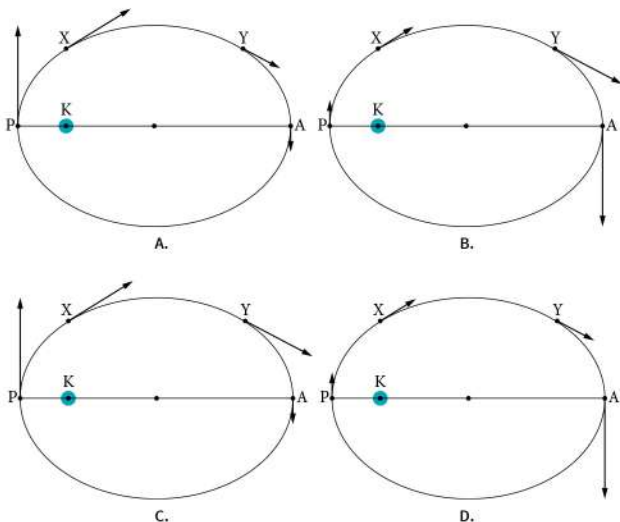


Rys. 1

Potraktuj ciało C jako punkt materialny.

Zadanie 4.1 (0-1)

Na którym rysunku poprawnie narysowano wektory prędkości, z jaką porusza się ciało C w punktach P, X, Y oraz A? Wskaż właściwą odpowiedź spośród podanych.

**Zadanie 4.2 (0-2)**

Oblicz iloraz $\frac{v_A}{v_P}$ – wartości prędkości ciała niebieskiego C w punkcie A i punkcie P orbity.

Uwaga: Niektóre dane potrzebne do rozwiązania zadania zawarte są na rysunku 1.

Zadanie 4.3 (0-3)

Okres T obiegu ciała niebieskiego C wokół ciała K jest równy 8 lat ziemskich.

Oblicz masę M_K ciała niebieskiego K. Wynik podaj w zaokrągleniu do dwóch cyfr znaczących.

Wskazówka: Okres obiegu po orbicie eliptycznej o półosi wielkiej a jest równy okresowi obiegu (wokół tego samego ciała) po orbicie kołowej o promieniu $r = a$.

Zadanie 5

Do naczynia izolowanego od otoczenia nalano 1,8 kg wody o temperaturze początkowej równej 80°C. Następnie wrzucono tam bryłę lodu o temperaturze początkowej -24°C. Po pewnym czasie lód się stopił, a woda osiągnęła temperaturę 8°C w całej objętości.

Do obliczeń wykorzystaj następujące dane:

ciepło właściwe wody: $c_w = 4200 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}}$

ciepło właściwe lodu: $c_l = 2100 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}}$

ciepło topnienia lodu: $L = 334 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$

Zadanie 5.1 (0–2)

Oceń prawdziwość podanych zdań. Wskaż P, jeśli zdanie jest prawdziwe, albo F, jeśli jest fałszywe.

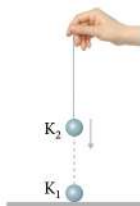
1.	Średnia energia kinetyczna cząsteczek lodu podczas topnienia rośnie.	P	F
2.	Energia potencjalna wzajemnych oddziaływań cząsteczek lodu podczas topnienia pozostaje stała.	P	F
3.	Podczas topnienia energia wewnętrzna lodu się nie zmienia.	P	F

Zadanie 5.2 (0–4)

Oblicz masę bryły lodu.

Zadanie 6

Na nieprzewodzącym, poziomym podłożu spoczywa mała metalowa kulka K_1 naładowana dodatnim ładunkiem 150 nC. Identyczną kulkę K_2 zawieszono na nieprzewodzącej nici, a następnie naładowano ujemnym ładunkiem równym -150 nC. Kulkę K_2 umieszczono na pewnej wysokości nad kulką K_1 i zaczęto ją powoli opuszczać pionowo w dół, w kierunku kulki K_1 (patrz rysunek). Masa każdej kulki była równa 5,0 g.



Do analizy zjawiska przyjmij model, w którym:

- naelektryzowane kulki traktujemy jako ładunki punktowe;
- można pominąć opory powietrza podczas ruchu kulki;
- wartość przyspieszenia ziemskiego $g = 9,81 \text{ m/s}^2$.

Zadanie 6.1 (0-3)

Wykaż, że kulka K_1 oderwie się od podłoża, na którym początkowo spoczywała, gdy kulka K_2 znajdzie się od niej w odległości mniejszej od 6,4 cm (w przybliżeniu).

Zadanie 6.2 (0-1)

Dokończ zdanie. Zaznacz odpowiedź A, B albo C oraz jej uzasadnienie 1, 2 albo 3.

Po oderwaniu się od podłoża do chwili zetknięcia się z kulą K_2 wartość prędkości kulki K_1

A.	rośnie coraz wolniej,	ponieważ wartość siły wypadkowej działającej na kulkę K_1	1.	rośnie.
B.	rośnie coraz szybciej,		2.	maleje.
C.	rośnie proporcjonalnie do czasu,		3.	pozostaje stała.

Zadanie 6.3 (0-1)

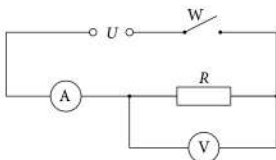
Oceń prawdziwość podanych dokończeń zdania. Wskaż P, jeśli dokończenie zdania jest prawdziwe, albo F, jeśli jest fałszywe.

Po zetknięciu się kulek

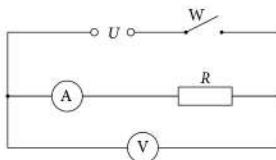
1.	ich ładunki się wyrównały i każda z nich stała się elektrycznie obojętna.	P	F
2.	kulka K_1 zaczęła spadać swobodnie z przyspieszeniem $\vec{g}$.	P	F

Zadanie 7

Uczniowie wykonali doświadczenie, którego celem było wyznaczenie oporu: woltomierza V i amperomierza A. Zbudowali dwa obwody, których schematy przedstawiono na rysunkach 1 i 2. Każdy z obwodów składał się z opornika o oporze $R = 120 \Omega$, wyłącznika W, mierników: amperomierza A i woltomierza V oraz źródła stałego napięcia U.



Rys. 1



Rys. 2

Zadanie 7.1 (0–2)

Po zamknięciu wyłącznika w obwodzie przedstawionym na schemacie 1 popłynął prąd elektryczny. Uczniowie zapisali wskazania amperomierza i woltomierza. Następnie podzielili wartość napięcia wskazaną przez woltomierz przez wartość natężenia prądu wskazaną przez amperomierz i otrzymali wynik $R_1 = 100 \, \Omega$.

Oblicz opór R_V woltomierza.

Zadanie 7.2 (0–2)

Po zamknięciu wyłącznika w obwodzie przedstawionym na schemacie 2 popłynął prąd elektryczny. Uczniowie ponownie zapisali wskazania amperomierza i woltomierza, a po podzieleniu wartości napięcia (odczytanej z woltomierza) przez wartość natężenia prądu (odczytaną z amperomierza) otrzymali wynik $R_2 = 130 \, \Omega$.

Oblicz opór R_A amperomierza.

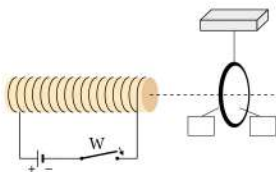
Zadanie 8

Lekki aluminiowy pierścień zawieszono na nitce w pobliżu zwojnicy. Środek pierścienia leży na prostej, która pokrywa się z osią zwojnicy. Wewnątrz zwojnicy znajduje się pręt wykonany z materiału ferromagnetycznego. Do zwojnicy podłączono źródło napięcia stałego i wyłącznik W.

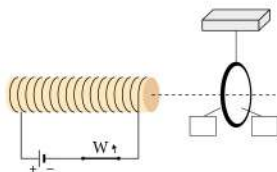
Uwaga: Część pierścienia narysowana grubszą linią znajduje się bliżej patrzącego.

Zadanie 8.1 (0–2)

Na obu rysunkach 1 i 2 pod pierścieniem narysuj strzałkę oznaczającą, w którą stronę odchyli się pierścień w chwili, gdy wyłącznik W zostanie zamknięty (rys. 1), oraz w chwili, gdy wyłącznik W zostanie otwarty (rys. 2). Wpisz na rysunkach w wyznaczonych miejscach oznaczenia biegunów magnetycznych pierścienia w opisanych sytuacjach.



Rys. 1



Rys. 2

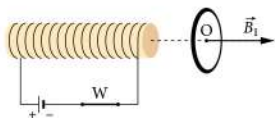
Zadanie 8.2 (0-2)

Oceń prawdziwość podanych zdań. Wskaż P, jeśli zdanie jest prawdziwe, albo F, jeśli jest fałszywe.

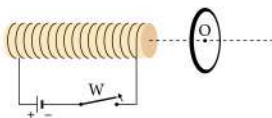
1.	Gdy przez zwojnicę płynie prąd stały przy zamkniętym przez dłuższy czas wyłączniku, to pierścień wisi pionowo.	P	F
2.	Kierunek przepływu prądu indukowanego w pierścieniu zależy od tego, czy zamykamy, czy otwieramy wyłącznik W.	P	F
3.	Natężenie prądu indukowanego w pierścieniu maleje w chwili otwierania wyłącznika W.	P	F

Zadanie 8.3 (0-3)

Pierścień unieruchomiono i umieszczono w pobliżu zwojnicy połączonej ze źródłem napięcia stałego i zamkniętym wyłącznikiem W. Na rysunkach 3 i 4 przedstawiono pierścień i obwód ze zwojnicą odpowiednio: w chwili t_1 – gdy wyłącznik W jest zamknięty (rys. 3) – oraz w chwili t_2 – gdy wyłącznik W jest właśnie otwierany (rys. 4). Na rysunku 3 dodatkowo w punkcie O narysowano wektor indukcji magnetycznej $\vec{B}_1$ pola wytworzonego przez zwojnicę w chwili t_1 .

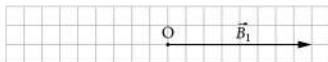


Rys. 3



Rys. 4

Na rysunku 5 także narysowano w punkcie O wektor indukcji magnetycznej $\vec{B}_1$ pola wytworzonego przez zwojnicę w chwili t_1 .



Rys. 5

Przyjmij następujące oznaczenia wektorów:

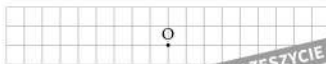
$\vec{B}_2$ – indukcja magnetyczna pola zwojnicy w chwili t_2 ;

$\Delta\vec{B}_{12}$ – zmiana indukcji magnetycznej pola zwojnicy od chwili t_1 do chwili t_2 ;

$\vec{B}_{\text{ind}}$ – indukcja magnetyczna pola wytworzonego przez prąd indukowany w pierścieniu podczas otwierania wyłącznika.

Przyjmij, że długość boku kratki na rysunkach 5–7 odpowiada tej samej umownej jednostce wartości indukcji magnetycznej.

Na rysunku 6 w punkcie O narysuj i podpisz wektor $\vec{B}_2$, a na rysunku 7 w punkcie O narysuj i podpisz wektory $\Delta\vec{B}_{12}$ oraz $\vec{B}_{\text{ind}}$. Wartości wektorów $\vec{B}_1$, $\vec{B}_2$, $\Delta\vec{B}_{12}$ muszą uwzględniać relacje $>$, $=$, $<$ oraz prawa działań na wektorach, a wektor $\vec{B}_{\text{ind}}$ powinien mieć prawidłowo określony kierunek i zwrot.



Rys. 6



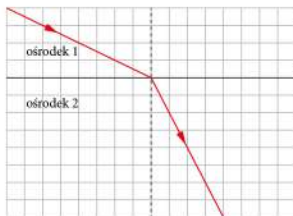
Rys. 7

RYSUNKI NALEŻY WYKONAĆ W ZESZCIE

Zadanie 9

Promień światła monochromatycznego pada z ośrodka 1 na granicę rozdzielającą ośrodki i ulega załamaniu przy przejściu do ośrodka 2 (patrz rysunek). Prędkość rozchodzenia się światła w ośrodku 1 ma wartość $2,50 \cdot 10^8$ m/s.

Przyjmij, że długość boku pojedynczej kratki jest równa umownej jednostce długości.



Zadanie 9.1 (0–2)

Oceń prawdziwość podanych zdań. Wskaż P, jeśli zdanie jest prawdziwe, albo F, jeśli jest fałszywe.

1.	Współczynnik załamania światła w ośrodku 2 jest mniejszy od współczynnika załamania światła w ośrodku 1.	P	F
2.	Częstotliwość światła w ośrodku 2 jest równa częstotliwości światła w ośrodku 1.	P	F
3.	Długość fali światła w ośrodku 2 jest większa od długości fali światła w ośrodku 1.	P	F

Zadanie 9.2 (0–4)

Oblicz bezwzględny współczynnik załamania światła w ośrodku 2.

Uwaga: Niektóre dane potrzebne do rozwiązania zadania zawarte są na rysunku.

Zadanie 10

Wiązka światła laserowego o długości fali $\lambda = 650$ nm, biegnąca w powietrzu, pada na szklany pryzmat.

Zadanie 10.1 (0–1)

Oceń prawdziwość podanych zdań. Wskaż P, jeśli zdanie jest prawdziwe, albo F, jeśli jest fałszywe.

1.	Na ekranie umieszczonym za pryzmatem obserwujemy widmo światła laserowego.	P	F
2.	Jedynym zjawiskiem zachodzącym na obu płaszczyznach pryzmatu jest załamanie światła.	P	F

Zadanie 10.2 (0–2)

Oblicz energię fotonu promieniowania o długości fali $\lambda = 650$ nm. Wynik podaj w elektronowoltach z dokładnością do trzech cyfr znaczących.

Zadanie 11 (0–1)

Dokończ zdanie. Wskaż właściwą odpowiedź spośród podanych.

W wyniku kolejnych przemian jądrowych rozpoczynających się od izotopu uranu ^{233}U , a kończących na izotopie bizmutu ^{209}Bi , jądra uległy łącznie

- A. 3 przemianom α i 6 przemianom β^- .
- B. 3 przemianom α i 6 przemianom β^+ .
- C. 6 przemianom α i 3 przemianom β^- .
- D. 6 przemianom α i 3 przemianom β^+ .

Zadanie 12

W laboratorium naukowcy badali próbkę zawierającą jądra pewnego izotopu ${}^A\text{X}$. W chwili początkowej $t = 0$ liczba jąder izotopu ${}^A\text{X}$ w badanej próbce była w przybliżeniu równa $1,6 \cdot 10^{10}$. Izotop ten ulega przemianom promieniotwórczym. Zależność liczby N jąder ${}^A\text{X}$ pozostających w próbce od czasu t przedstawiono na poniższym wykresie.



Zadanie 12.1 (0-1)

Dokończ zdanie. Wpisz właściwą liczbę w zacięzionym miejscu.

Czas połowicznego rozpadu izotopu ${}^A\text{X}$ wynosi ok. minut.

Zadanie 12.2 (0-3)

Oblicz czas, po którym w próbce pozostanie $5 \cdot 10^9$ jąder izotopu ${}^A\text{X}$.

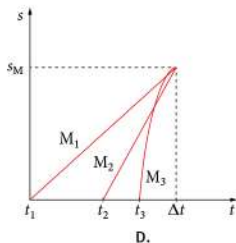
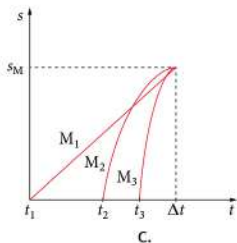
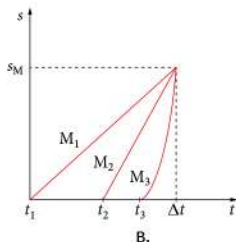
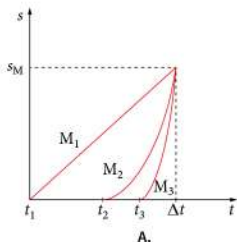


Zadanie 1

Trzej motocykliści M_1 , M_2 i M_3 poruszali się po tym samym prostoliniowym odcinku szosy o długości s_M , który zaczynał się w punkcie A i kończył w punkcie B. W chwili $t_1 = 0$ motocyklista M_1 , jadący ze stałą prędkością o wartości $v_1 = 18 \text{ km/h}$, minął punkt A i dalej poruszał się z prędkością o tej samej wartości. Motocyklista ten minął punkt B po czasie $\Delta t = 20 \text{ min}$. W chwili $t_2 = 10 \text{ min}$ (od chwili t_1) z punktu A wyjechał motocyklista M_2 . Motocyklista M_2 jechał ze stałym przyspieszeniem o wartości a_2 . W chwili t_3 jako ostatni z punktu A wyjechał trzeci motocyklista M_3 . Motocyklista ten jechał ze stałym przyspieszeniem o wartości $a_3 = 2a_2$. Wszyscy trzej motocykliści równocześnie minęli punkt B.

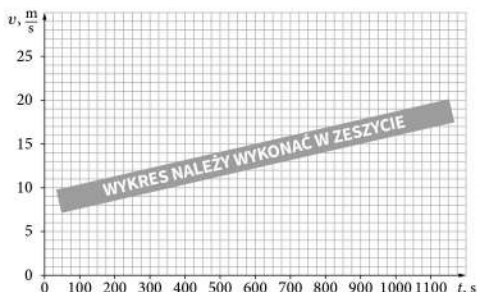
Zadanie 1.1 (0–1)

Na którym rysunku poprawnie przedstawiono zależność drogi s od czasu t w ruchu motocyklistów na odcinku od punktu A do punktu B? Wskaż właściwą odpowiedź spośród podanych.



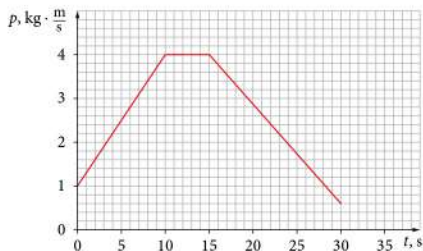
Zadanie 1.2 (0–4)

Wykonaj odpowiednie obliczenia i w poniższym układzie współrzędnych narysuj wykresy zależności wartości prędkości v motocyklistów M_1 , M_2 i M_3 od czasu t w przedziale $t \in \langle 0, 20 \rangle$ minut.



Zadanie 2

Na rysunku poniżej przedstawiono wykres zależności wartości p pędu ciała – poruszającego się po prostoliniowym torze – od czasu t . Ciało to porusza się pod wpływem kolejno działających, różnych sił wypadkowych. Przyjmij, że od chwili $t = 0$ do chwili $t = 10$ s na ciało działała siła wypadkowa $\vec{F}_{w1}$, od $t = 10$ s do $t = 15$ s – siła $\vec{F}_{w2}$, a od $t = 15$ s do $t = 30$ s – siła $\vec{F}_{w3}$.



Zadanie 2.1 (0-3)

Uzupełnij zdania. Wpisz w zacienionych miejscach właściwe określenia, wybrane spośród: *większa od* / *równa* / *mniejsza od* / *równa zero* / *różna od zera* / *zgodny ze zwrotem* / *przeciwny do zwrotu*.

1. Wartość siły wypadkowej $\vec{F}_{w1}$ jest [] wartości siły $\vec{F}_{w3}$.
2. Wartość siły wypadkowej $\vec{F}_{w2}$ jest [].
3. Siła wypadkowa $\vec{F}_{w3}$ ma zwrot [] prędkości ciała.

Zadanie 2.2 (0-3)

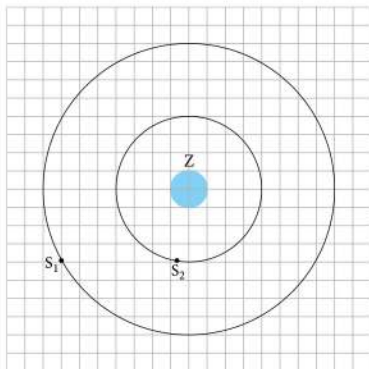
Od chwili $t = 0$ do chwili $t = 30$ s ciało przebyło drogę $s = 15,9$ m.

Oblicz masę m tego ciała.

Zadanie 3

Przyjmij, że dwa satelity S_1 i S_2 krążą w tej samej płaszczyźnie dookoła Ziemi po orbitach kołowych, których środki znajdują się w środku Ziemi. Oba satelity poruszają się z wyłączonymi silnikami i oddziałują grawitacyjnie tylko z Ziemią. Względne położenie orbit obu satelitów z zachowaniem skali pomiędzy promieniami tych orbit przedstawiono na rysunku poniżej. Masy satelitów są jednakowe.

Długość boku pojedynczej kratki odpowiada umownej jednostce odległości.



Zadanie 3.1 (0–2)

Oceń prawdziwość podanych zdań. Wskaż P, jeśli zdanie jest prawdziwe, albo F, jeśli jest fałszywe.

1.	Prędkość orbitalna satelity zależy od jego masy.	P	F
2.	Okres obiegu satelity S_2 jest dłuższy od okresu obiegu satelity S_1 .	P	F
3.	Siła grawitacji działająca na satelitę S_1 ma wartość cztery razy mniejszą od wartości siły grawitacji działającej na satelitę S_2 .	P	F

Zadanie 3.2 (0–2)

Przyjmij, że okres T_2 obiegu satelity S_2 dookoła Ziemi wynosi 68 146 s.

Oblicz okres obiegu satelity S_1 . Wynik podaj w godzinach w zaokrągleniu do trzech cyfr znaczących.

Uwaga: Niektóre dane potrzebne do rozwiązania zadania zawarte są na rysunku.

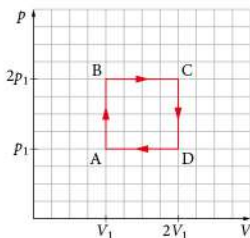
Zadanie 3.3 (0–2)

Oblicz iloraz $\frac{v_1}{v_2}$ – wartości prędkości orbitalnej satelity S_1 i wartości prędkości orbitalnej satelity S_2 . Wynik podaj w zaokrągleniu do dwóch cyfr znaczących.

Uwaga. Niektóre dane potrzebne do rozwiązania zadania zawarte są na rysunku.

Zadanie 4

Na poniższym rysunku przedstawiono cykl pracy pewnego silnika cieplnego, w którym ciałem roboczym jest gaz doskonały o ustalonej masie. Gaz ten podlega cyklowi $A \rightarrow B \rightarrow C \rightarrow D \rightarrow A$ przemian termodynamicznych. Przyjmij, że w jednym cyklu pracy silnik oddaje do otoczenia ciepło równe 5500 J oraz że iloczyn $p_1 \cdot V_1 = 1000 \text{ J}$.



Zadanie 4.1 (0–2)

Oceń prawdziwość podanych zdań. Wskaż P, jeśli zdanie jest prawdziwe, albo F, jeśli jest fałszywe.

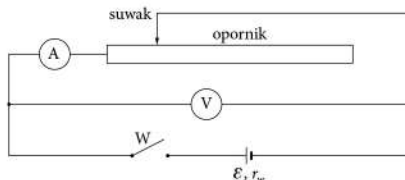
1.	Podczas przemiany $B \rightarrow C$ rośnie energia wewnętrzna gazu.	P	F
2.	Gaz oddaje ciepło do otoczenia w przemianach: $C \rightarrow D$ i $D \rightarrow A$.	P	F
3.	Praca wykonana przez siłę zewnętrzną w przemianie $D \rightarrow A$ jest większa od pracy wykonanej przez gaz w przemianie $B \rightarrow C$.	P	F

Zadanie 4.2 (0–3)

Oblicz sprawność η silnika.

Zadanie 5 (0–4)

W celu wyznaczenia siły elektromotorycznej $\mathcal{E}$ baterii oraz jej oporu wewnętrznego r_w uczniowie przeprowadzili doświadczenie, do wykonania którego zbudowali obwód złożony z tej baterii, woltomierza, amperomierza, opornika z przesuwającym suwakiem, umożliwiającym zmianę wartości oporu, oraz wyłącznika W (patrz rysunek). Następnie zmieniali położenie suwaka i mierzyli natężenie I prądu oraz napięcie U na oporniku. Otrzymane wyniki zamieścili w tabeli.



Niepewność pomiaru napięcia wynosiła $\Delta U = 0,1$ V, natomiast natężenie prądu mierzone z niepewnością $\Delta I = 0,1$ A.

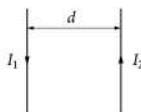
I , A	2,4	3,2	4,6	5,7	6,5
U , V	10,7	10,4	9,6	9,3	8,7

Narysuj wykres zależności napięcia wskazywanego przez woltomierz od natężenia prądu płynącego w obwodzie. Zaznacz punkty pomiarowe oraz niepewności pomiaru napięcia i natężenia prądu. Narysuj prostą najlepiej dopasowaną do danych pomiarowych. Na podstawie sporządzonego wykresu oblicz opór wewnętrzny r_w i siłę elektromotoryczną $\mathcal{E}$ baterii.



Zadanie 6

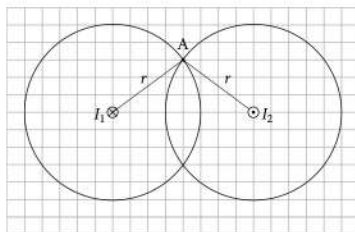
Odległość d między dwoma równoległymi, długimi i cienkimi przewodnikami prostoliniowymi wynosi 25 cm (patrz rys. 1). Przez przewodnik 1 płynie prąd o natężeniu $I_1 = 1,5$ A, natomiast przez przewodnik 2 – prąd o natężeniu $I_2 = 3,0$ A. Kierunki przepływu prądu w przewodnikach są przeciwnie.



Rys. 1

Zadanie 6.1 (0–3)

Na rysunku 2 zaznaczono punkt A znajdujący się w odległości r od przewodników 1 i 2 (widok z góry).



Rys. 2

Przyjmij następujące oznaczenia wektorów:

$\vec{B}_1$ – indukcja magnetyczna pola pochodzącego od przewodnika 1;

$\vec{B}_2$ – indukcja magnetyczna pola pochodzącego od przewodnika 2;

$\vec{B}_w$ – indukcja magnetyczna wypadkowego pola pochodzącego od przewodników 1 i 2.

Na rysunku powyżej w punkcie A narysuj i podpisz wektory: $\vec{B}_1$, $\vec{B}_2$ oraz $\vec{B}_w$. Zachowaj odpowiednie proporcje między wartościami wektorów $\vec{B}_1$ i $\vec{B}_2$.

Zadanie 6.2 (0–2)

Oceń prawdziwość podanych zdań. Wskaż P, jeśli zdanie jest prawdziwe, albo F, jeśli jest fałszywe.

1.	Zmiana kierunku prądu w przewodniku 1 spowoduje zmianę zwrotu siły, którą przewodnik 1 początkowo działał na przewodnik 2, na przeciwny.	P	F
2.	Wartość siły, którą przewodnik 1 działa na przewodnik 2, jest taka sama jak wartość siły, którą przewodnik 2 działa na przewodnik 1.	P	F
3.	Przewodniki 1 i 2 przyciągają się.	P	F

Zadanie 6.3 (0–3)

Przyjmij, że przewodniki są nieskończenie długie.

Oblicz wartość siły $\vec{F}$, którą przewodnik 2 działa na 1 metr długości przewodnika 1.

Zadanie 7

Samochód strażacki z włączoną syreną dźwiękową S porusza się ze stałą prędkością v_0 . Przyjmij, że częstotliwość dźwięku emitowanego przez głośnik syreny jest stała i równa f_0 . Pomiń inne źródła dźwięku.

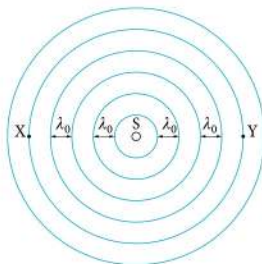
Zadanie 7.1 (0–1)

Uzupełnij zdania. Wpisz w zacienionych miejscach właściwe określenia, wybrane spośród: *większej od f_0* / *równej f_0* / *mniej od f_0* .

1. Gdy jadący samochód strażacki zbliża się do człowieka stojącego na chodniku, ów człowiek słyszy dźwięk o częstotliwości .
2. Gdy jadący samochód strażacki oddala się od człowieka stojącego na chodniku, ów człowiek słyszy dźwięk o częstotliwości .

Zadanie 7.2 (0–2)

Na rysunku 1 przedstawiono obraz powierzchni falowych dźwięku syreny w powietrzu, gdy samochód strażacki się nie porusza. Głośnik syreny emituje wtedy w stronę nieruchomych obserwatorów X i Y dźwięk o długość fali λ_0 .



Rys. 1

Naszkicuj na rysunku 2 obraz powierzchni falowych dźwięku syreny S w powietrzu, gdy samochód strażacki porusza się ze stałą prędkością $\vec{v}_0$ w stronę obserwatora Y. Zaznacz i podpisz długości fal: λ_X i λ_Y , jakie odpowiednio rejestruje nieruchomy obserwator X i nieruchomy obserwator Y.



Rys. 2

Zadanie 7.3 (0–3)

W chwili $t = 0$ początkowo nieruchomy samochód z włączoną syreną wyjechał z punktu A i jadąc ruchem prostoliniowym jednostajnie przyspieszonym wzdłuż ulicy, zbliżał się do człowieka stojącego na chodniku. W chwili $t = 10$ s człowiek usłyszał dźwięk o częstotliwości $f = 3125$ Hz.

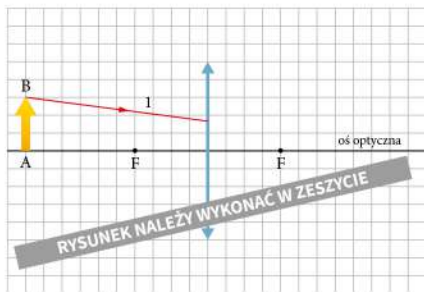
Przyjmij, że głośnik syreny emituje dźwięk o częstotliwości $f_0 = 3000$ Hz, a prędkość dźwięku w powietrzu $v_d = 340$ m/s.

Oblicz drogę, jaką przebył samochód od chwili $t = 0$ do chwili $t = 10$ s.

Zadanie 8

Na rysunku przedstawiono fragment biegu promienia światła (oznaczonego jako 1) wychodzącego z punktu B przedmiotu i padającego na cienką, wklęsło-wypukłą soczewkę skupiającą, wykonaną ze szkła. Na rysunku oznaczono również położenia obu ognisk F tej soczewki. Przedmiot i soczewkę otacza powietrze.

Przyjmij, że długość boku pojedynczej kratki jest równa 5 cm.



Zadanie 8.1 (0–3)

Na powyższym rysunku dorysuj bieg promienia 1 po załamaniu w soczewce oraz wyznacz konstrukcyjnie obraz $A'B'$ przedmiotu, utworzony przez soczewkę.

Zadanie 8.2 (0–1)

Uzupełnij zdanie. Wpisz właściwą liczbę w zaciemnionym miejscu.

Powiększenie obrazu $A'B'$ przedmiotu AB jest równe .

Zadanie 8.3 (0–2)

Oceń prawdziwość podanych zdań. Wskaż P, jeśli zdanie jest prawdziwe, albo F, jeśli jest fałszywe.

1.	Szklana soczewka wklęsła umieszczona w powietrzu jest zawsze soczewką rozpraszającą.	P	F
2.	Szklana soczewka wypukła jest zawsze soczewką skupiającą.	P	F
3.	Obraz przedmiotu umieszczonego przed soczewką skupiającą jest zawsze rzeczywisty.	P	F

Zadanie 8.4 (0–3)

Promień krzywizny R_1 powierzchni wypukłej soczewki jest równy 5 cm, a promień krzywizny R_2 powierzchni wklęsłej jest równy 10 cm.

Oblicz współczynnik załamania n szkła, z którego wykonana jest soczewka.

Uwaga: Niektóre dane potrzebne do rozwiązania zadania zawarte są na rysunku.

Zadanie 9

Podczas przejścia elektronu w atomie wodoru z poziomu energetycznego n na niższy poziom energetyczny k następuje emisja fotonu. Takie przejście oznaczamy jako $n \rightarrow k$.

Zadanie 9.1 (0–2)

Poniżej zapisano wybrane przejścia elektronu pomiędzy poziomami energetycznymi w atomie wodoru.

$$5 \rightarrow 3$$

$$4 \rightarrow 1$$

$$3 \rightarrow 1$$

$$4 \rightarrow 3$$

Oceń prawdziwość podanych zdań. Wskaż P, jeśli zdanie jest prawdziwe, albo F, jeśli jest fałszywe.

1.	Spośród zapisanych wyżej przejść największą energię ma foton emitowany podczas przejścia $3 \rightarrow 1$.	P	F
2.	Spośród zapisanych wyżej przejść najmniejszą częstotliwość ma foton emitowany podczas przejścia $4 \rightarrow 1$.	P	F
3.	Spośród zapisanych wyżej przejść największą długość fali ma foton emitowany podczas przejścia $4 \rightarrow 3$.	P	F

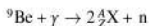
Zadanie 9.2 (0–4)

Przejściu elektronu z poziomu energetycznego $n = 3$ na poziom energetyczny $k = 2$ towarzyszy emisja fotonu, w wyniku czego atom wodoru doznaje odrzutu. Masa atomu wodoru jest równa $m = 1,00784$ u. Przyjmij, że atom wodoru początkowo spoczywał.

Oblicz wartość prędkości odrzutu, jaką uzyskał atom wodoru podczas emisji fotonu.

Zadanie 10

Poniżej zapisano równanie reakcji fotojądrowej, która zachodzi podczas bombardowania jąder izotopu berylu ${}^9\text{Be}$ wysokoenergetycznymi fotonami promieniowania γ . Produktami reakcji są dwa jednakowe jądra izotopu pewnego pierwiastka oznaczonego symbolem X oraz jeden neutron.



Zadanie 10.1 (0–1)

Ustal i wpisz w zacienionych miejscach nazwę pierwiastka X i jego liczbę atomową Z oraz liczbę masową A izotopu, który powstaje w wyniku reakcji.

Nazwa pierwiastka oznaczonego jako X: 

$Z =$ 

$A =$ 

Zadanie 10.2 (0–4)

Masa jądra izotopu berylu ^9Be jest równa 9,00998 u, a łączna masa produktów reakcji jest równa 9,01166 u. Przyjmij, że jądro berylu przed reakcją fotojądrową spoczywało.

Oblicz minimalną częstotliwość $f_{\min}$ fotonu promieniowania γ , który może wywołać taką reakcję. Wynik podaj w zaokrągleniu do trzech cyfr znaczących.

Uwaga: Do obliczeń możesz wykorzystać związek $1 \text{ u} \cdot c^2 = 931,5 \text{ MeV}$.

Dualna natura promieniowania i materii

Strona	Nr zadania	Odpowiedź
1. Fale elektromagnetyczne		
19	1	$v = \frac{c}{\lambda} = 250 \text{ kHz}$ $LC = \frac{1}{4\pi^2 v^2} \approx 4,1 \cdot 10^{-13} \text{ s}^2$
19	2	$L = \frac{\lambda^2}{4\pi^2 c^2 C} \approx 1,3 \text{ mH}$
3. Dyfrakcja i interferencja światła		
30	1	$\sin \alpha_3 = \frac{3\lambda}{d}$ a) $\alpha_3 \approx 21^\circ$ b) $\alpha_3 \approx 46^\circ$
30	2	a) $\lambda = \frac{d \sin \alpha_2}{2} \approx 5,1 \cdot 10^{-7} \text{ m} = 510 \text{ nm}$ b) Pojawią się prążki 4 rzędów.
4. Zdolność rozdzielcza przyrządów optycznych		
35	1	$\alpha \approx 0,175^\circ$
35	2	$\Delta y = 15,6 \text{ cm}$
6. Zjawisko fotoelektryczne zewnętrzne		
49	1	$W = \frac{hc}{\lambda} - eU \approx 5,5 \text{ eV}$
7. Promieniowanie ciał. Widma		
62	1	$\lambda_{\max} = \frac{4}{3R_H} \approx 121 \text{ nm}$
62	2	$\lambda_f \approx 446 \text{ nm}; \lambda_z \approx 540 \text{ nm}; \lambda_{cz} \approx 640 \text{ nm}$
8. Model Bohra budowy atomu wodoru		
77	2	a) $E_{\text{fotonu}} \approx 1,89 \text{ eV} \approx 3,02 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ b) $E_{\text{fotonu}} \approx 2,55 \text{ eV} \approx 4,08 \cdot 10^{-19} \text{ J}$
77	3	$E_{\text{fotonu}} \approx 3,32 \cdot 10^{-19} \text{ J}$; nie
77	4	a) $Z n = 4$ na $k = 2$. b) Do serii Balmera.
77	5	$v_k = \frac{E_t}{mc} \approx 3,3 \text{ m/s}$
9. Promieniowanie rentgenowskie		
86	1	$\lambda_{\min} = \frac{hc}{eU} \approx 2,5 \cdot 10^{-11} \text{ m}$
10. Fale materii		
91	1	$\frac{\lambda_s}{\lambda_e} = \sqrt{\frac{m_e}{m_n}} \approx 0,023$

Strona	Nr zadania	Odpowiedź
Zadania powtórzeniowe		
101	1	1.1. $d = 5 \cdot 10^{-6} \text{ m}$ 1.2. $\text{tg } \alpha_1 = 0,123$; $\alpha_1 \approx 7,0^\circ$ 1.3. $\lambda = d \sin \alpha_1 \approx 609 \text{ nm}$ 1.4. $N = 17$ 1.6. C2
101	2	2.1. A
102	3	3.3. I F, 2 P, 3 P, 4 P 3.4. I – cez, II – srebro 3.5. $E_{k \max} = 0,50 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ 3.6. $h = \frac{e}{c} \cdot \frac{(U_1 - U_2) \lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}$ 3.7. $h \approx 4,14 \cdot 10^{-15} \text{ eV} \cdot \text{s}$
104	4	4.4. $v = \frac{1}{n} \cdot \frac{2\pi k e^2}{h} \approx 2180 \text{ km/s}$ 4.8. 6 linii 4.9. $\lambda_{2 \rightarrow 1} = \frac{4hc}{3A} \approx 1,2 \cdot 10^{-7} \text{ m}$ 4.10. $p \approx 5,5 \cdot 10^{-27} \frac{\text{kg m}}{\text{s}}$
105	5	1P, 2P, 3P, 4P
105	6	6.1. $U = \frac{hc}{e\lambda_{\min}} \approx 5,0 \text{ kV}$ 6.2. $v = \sqrt{\frac{2eU}{m}} \approx 4,2 \cdot 10^7 \text{ m/s}$
106	8	$\lambda_{\text{elektronu}} = \frac{h}{\sqrt{2E_k m}} \approx 2,8 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ $\lambda_{\text{kułki}} = \frac{h}{mv} \approx 6,6 \cdot 10^{-30} \text{ m}$
106	9	C

Elementy szczególnej teorii względności

Strona	Nr zadania	Odpowiedź
12. Zjawisko Dopplera dla fal elektromagnetycznych		
116	1	a) $v' = v \left(1 - \frac{v_{\text{odb}} - v_s}{c} \right)$ b) $v' = 1,97 \cdot 10^7 \text{ Hz}$ c) $v' \approx 1,97 \cdot 10^7 \text{ Hz}$ (różnica między wartościami obliczonymi ze wzoru przybliżonego i dokładnego występuje dopiero na czwartym miejscu po przecinku)
116	2	a) W tym przypadku musimy się posłużyć dokładnym wzorem (12.1); $v \approx 2,0 \cdot 10^{22} \text{ Hz}$ b) $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx 2,4$

Strona	Nr zadania	Odpowiedź
13. Maksymalna szybkość przekazu informacji		
120	1	O 600 m.
120	2	Nie mogło, bo informacja z A do B musiałaby biec z szybkością $10^6 \frac{\text{km}}{\text{s}} > c$.
14. Pęd relatywistyczny		
123	3	Ok. 4,6%.
123	4*	a) $v(t) = \frac{At}{\sqrt{\frac{A^2}{c^2} \cdot t^2 + 1}}$, gdzie $A = \frac{F}{m}$ gdy $t \rightarrow \infty$, to $v(t) \rightarrow c$ b) Wartość przyspieszenia maleje.
15. Masa i energia w fizyce relatywistycznej		
128	1	$E_s \approx 8,1870 \cdot 10^{-14} \text{ J} \approx 0,5110 \text{ MeV}$
128	2	$ \Delta m \approx 1,6 \cdot 10^{13} \text{ kg}; \frac{ \Delta m }{m} \approx 8,0 \cdot 10^{-18}$
128	3	$E = 9 \cdot 10^{11} \text{ J}$
128	4	$n \approx 6,6 \cdot 10^{14}$
128	6	$v \approx 0,866c \approx 2,6 \cdot 10^5 \text{ km/s}$
128	7	a) $U \approx 79\,300 \text{ V}$ b) $v \approx 1,67 \cdot 10^8 \text{ m/s} \approx 0,56c$
128	8	a) $E_k \approx 2,0 \cdot 10^{-14} \text{ J} \approx 0,13 \text{ MeV}$ $E_{k \text{ kl}} \approx 1,5 \cdot 10^{-14} \text{ J} \approx 0,09 \text{ MeV}$ b) $E \approx 1,0 \cdot 10^{-13} \text{ J} \approx 0,64 \text{ MeV}$
128	10	$v \approx 0,9999995c$
16. Związek między energią i pędem cząstki. Energia i masa układu cząstek		
131	2	$p = \frac{\sqrt{E^2 - E_0^2}}{c} \approx 2,7 \cdot 10^{-19} \text{ kg} \cdot \frac{\text{m}}{\text{s}}$
131	3	a) $p = \frac{\sqrt{E_k(E_k + 2mc^2)}}{c}$ b) $p \approx 6,2 \cdot 10^{-22} \text{ kg} \cdot \frac{\text{m}}{\text{s}}$
131	4	$m_0 = 0$
131	5	$\frac{13,6 \text{ eV}}{(m_p + m_e)c^2} \approx 1,4 \cdot 10^{-8}$
131	6	a) $v = c \sqrt{1 - \left(\frac{mc^2}{E}\right)^2}$ b) $v \approx c \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{mc^2}{E}\right)^2\right]$

Strona	Nr zadania	Odpowiedź
Zadania powtórzeniowe		
137	1	$v \approx 6,0 \cdot 10^3 \text{ km/s}$ $r \approx 84 \text{ Mpc} \approx 2,7 \cdot 10^8 \text{ ly}$
137	2	B
137	3	coraz mniejsze, coraz większe, jednakowe, coraz mniejsze
137	4	C
137	5	1P, 2P, 3F, 4E, 5P, 6F
137	6	Ok. 6,8%.
137	7	A
137	8	8.1. $p(\gamma) = mc\sqrt{\gamma^2 - 1}$ 8.2. $p = mc\sqrt{\left(\frac{E_k}{E_0} + 1\right)^2 - 1} \approx 7,7 \cdot 10^{-22} \text{ kg} \cdot \frac{\text{m}}{\text{s}}$
137	9	9.1. $E_k = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4} - mc^2$ 9.2. $v = \frac{p}{\sqrt{\frac{p^2}{c^2} + m^2}}$ 9.3. $E_k \approx 1,0 \cdot 10^{-10} \text{ J}$ $v \approx 2,4 \cdot 10^8 \text{ m/s} \approx 0,8c$

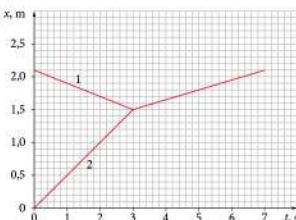
Fizyka jądrowa

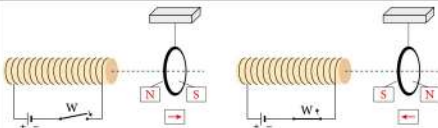
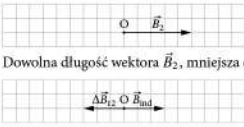
Strona	Nr zadania	Odpowiedź
17. Promieniotwórczość i jego właściwości		
145	2	$v_\alpha \approx \frac{v_\beta}{85,4}$
18. Jądro atomowe i jego budowa		
150	1	$r_{\min} = \frac{2kZe^2}{E_k} \approx 4,6 \cdot 10^{-14} \text{ m}$
150	2	b) $\rho_{\text{st}} \approx 10^{17} \text{ kg/m}^3$
19. Rozpady promieniotwórcze		
154	3	$M \approx 35,45 \text{ g/mol}$
20. Prawo rozpadu promieniotwórczego		
160	1	$\frac{\lambda_{\text{Co}}}{\lambda_{\text{P}}} \approx 8,2 \cdot 10^{-7}$
160	2	a) $\frac{A}{A_0} = \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{t}{T}}; t = 40 \text{ dni}$ b) $m \approx 0,025 \text{ g}$
160	3	c) $\frac{N}{N_0} = \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{t}{T}}; t = 15,2 \text{ dnia}$
160	4	$t \approx 9100 \text{ lat}$

Strona	Nr zadania	Odpowiedź
21. Energia wiązania		
164	1	nie
164	2	$E_w \approx 2,2 \text{ MeV}$
164	3	$\Delta m \approx 8,0 \cdot 10^{-36} \text{ kg} \approx 4,8 \cdot 10^{-9} m_p$
22. Reakcje jądrowe. Krecja i anihilacja		
170	1	$\lambda_{\max} = \frac{h}{2m_e c} \approx 1,2 \cdot 10^{-12} \text{ m}$
170	2	$\lambda_{\max} = \frac{h}{m_e c} \approx 2,4 \cdot 10^{-12} \text{ m}$
170	3	$m = \frac{E}{c^2} \approx 1100 \text{ kg}$
170	4	$(h\nu)_{\min} = 2m_p c^2 \approx 1,9 \text{ GeV}$
23. Reakcje rozszczepienia		
177	1	b) $E \approx 185 \text{ MeV}$
177	4	b) $E \approx 230 \text{ MeV}$
24. Energetyka jądrowa. Wykorzystanie energii jądrowej		
184	1	a) $m_{\text{uranu}} \approx 400 \text{ kg}$ b) $m \approx 10^6 \text{ t}$
25. Reakcje termojądrowe. Ewolucja gwiazd		
198	1	$\frac{E}{E_{\text{wsoly}}} = 7 \cdot 10^5$
198	2	$m_{\text{deuteru}} \approx 2,3 \cdot 10^{16} \text{ kg}$
198	3	$m_{\text{wodoru}} \approx 140 \text{ kg}$
198	4	$t \approx 3,4 \cdot 10^{10} \text{ lat}$
198	5	$\frac{S}{4\pi r^2} \approx 4 \cdot 10^{-10}$
26. Promieniowanie jonizujące a organizmy		
206	4	B
206	5	D
Zadania powtórzeniowe		
213	3	$E_w = \Delta m c^2 \approx 2,23 \text{ MeV}$
213	4	4.1. $E_w \approx 1,74 \text{ GeV}$ 4.3. $E_{ka} = \frac{E}{1 + \frac{m_a}{m_j}} \approx 4,8 \text{ MeV}$, gdzie $E = 4,87 \text{ MeV}$ 4.5. nie
214	5	5.2. $E = (m_U - (m_{Kr} + m_{Ba} + 2m_n))c^2$ 5.3. 1P, 2F, 3F 5.4. A1

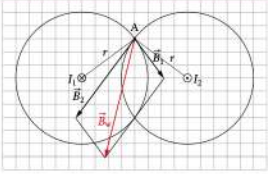
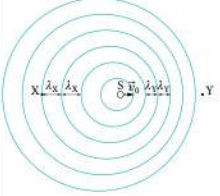
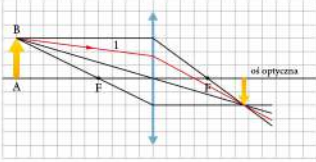
Strona	Nr zadania	Odpowiedź
214	6	$\frac{n_c}{n_0} \approx 10^7$
215	8	8.2. 1P, 2P 8.5. $\lambda = \frac{h}{m_e c} \approx 2,4 \cdot 10^{-12} \text{ m}$
215	9	9.1. a) $R'_S = \frac{2GM_S}{c^2} \approx 3 \text{ km}$ b) $R'_Z = \frac{2GM_Z}{c^2} \approx 0,9 \text{ cm}$ 9.2. a) $\left(\frac{\rho'}{\rho}\right)_S = \left(\frac{R_S}{R'_S}\right)^3 \approx 1,3 \cdot 10^{16}$ b) $\left(\frac{\rho'}{\rho}\right)_Z = \left(\frac{R_Z}{R'_Z}\right)^3 \approx 3,5 \cdot 10^{26}$
216	10	$A = \frac{0,693}{T} \cdot \frac{m}{m_{Ra}} \approx 1,1 \text{ Bq}$

Zadania powtórzeniowe

Strona	Nr zadania	Odpowiedź
Zestaw 1		
218	1.1	B
218	1.2	$t \approx 1,03 \text{ s}$
218	1.3	$h_3 = 0,7^3 \cdot \left(\frac{v_0^2}{2g} + h\right) \approx 0,76 \text{ m}$
218	1.4	W obu sytuacjach: podczas rzutu kulki w górę i podczas rzutu kulki w dół początkowa energia mechaniczna jest taka sama. Zgodnie z zasadą zachowania energii mechanicznej taka sama więc będzie energia mechaniczna w stanie końcowym, tzn. w najwyższym położeniu po trzecim odbiciu od podłoża. W tym położeniu kulka ma tylko energię potencjalną, więc odległość kulki od podłoża (obliczona wysokość) będzie jednakowa w obu przypadkach.
219	2.1	1. przeciwny do zwrotu 2. mniejsza od
219	2.2	a) $v_{p0} = 0,15 \text{ m/s}$ b) 

Strona	Nr zadania	Odpowiedź
219	3	$a = \frac{(2M_1 + M_2)gR_2^2}{I + (2M_1 + M_2)R_2^2} \approx 1,87 \frac{\text{m}}{\text{s}^2}$, gdzie $I = M_1 R_1^2 + \frac{1}{2} M_2 R_2^2$
221	4.1	A
221	4.2	$\frac{v_A}{v_B} = \frac{r_B}{r_A} = 0,2$
221	4.3	$M_K = \frac{4\pi^2 a^3}{GT^2} \approx 2,9 \cdot 10^{30} \text{ kg}$
222	5.1	1E, 2F, 3F
222	5.2	$m_l = \frac{m_w c_w \cdot 72 \text{ K}}{L + c_l \cdot 24 \text{ K} + c_w \cdot 8 \text{ K}} \approx 1,3 \text{ kg}$
223	6.1	$r < \sqrt{\frac{kq^2}{mg}} \approx 6,4 \text{ cm}$
223	6.2	B1
223	6.3	1P, 2P
224	7.1	$R_V = \frac{R_1 R}{R - R_1} = 600 \Omega$
224	7.2	$R_A = R_2 - R = 10 \Omega$
224	8.1	 Rys. 1 Rys. 2
225	8.2	1P, 2P, 3F
225	8.3	 Rys. 6 Rys. 7 Dowolna długość wektora $\vec{B}_2$, mniejsza od długości wektora $\vec{B}_1$.
226	9.1	1E, 2P, 3F
227	9.2	$n_2 = \frac{c \sin \alpha}{v_1 \sin \beta} = 2,40$
227	10.1	1E, 2F
227	10.2	$E = \frac{hc}{\lambda} \approx 1,91 \text{ eV}$
227	11	C
228	12.1	20

Strona	Nr zadania	Odpowiedź
228	12.2	$N = N_0 \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{t}{\tau}}$ $\tau \approx 34 \text{ min}$
Zestaw 2		
229	1.1	A
230	1.2	
231	2.1	1. większa od 2. równa zero 3. przeciwny do zwrotu
231	2.2	$m = \frac{P}{s} = 5 \text{ kg}$, gdzie P jest polem figury pod wykresem $p(t)$
232	3.1	1F, 2F, 3P
232	3.2	$T_1 = \sqrt{\left(\frac{r_1}{r_2}\right)^3} \cdot T_2 \approx 53,5 \text{ h}$
232	3.3	$\frac{v_1}{v_2} = \sqrt{\frac{r_2}{r_1}} \approx 0,71$
233	4.1	1P, 2P, 3F
233	4.2	$\eta = \frac{p_1 V_1}{ Q_{\text{out}} + p_1 V_1} \approx 0,15$
233	5	$\mathcal{E} = 12 \text{ V}$ $r_w = 0,5 \Omega$

Strona	Nr zadania	Odpowiedź
234	6.1	
235	6.2	1P, 2P, 3F
235	6.3	$F = \frac{\mu_0 I_1 I_2 \Delta l}{2\pi d} = 3,6 \cdot 10^{-6} \text{ N}$
235	7.1	1. większej od f_0 2. mniejszej od f_0
236	7.2	
236	7.3	$s = \frac{v_0(f - f_0)t}{2f} = 68 \text{ m}$
237	8.1	
237	8.2	$\frac{2}{3}$
237	8.3	1P, 2F, 3F
238	8.4	$n = \frac{R_1 R_2}{f(R_2 - R_1)} + 1 = 1,5$
238	9.1	1F, 2F, 3P
238	9.2	$v = \frac{E_i}{cm} \approx 0,6 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, gdzie $E_i = 13,6 \text{ eV} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} \right)$

Strona	Nr zadania	Odpowiedź
239	10.1	hel $Z = 2$ $A = 4$
239	10.2	$f_{\min} = \frac{\Delta m \cdot c^2}{h} \approx 3,78 \cdot 10^{20} \text{ Hz}$

W tabeli podano wartości przybliżone.

Stała	Wartość
Wartość przyspieszenia ziemskiego	$g = 9,81 \frac{\text{m}}{\text{s}^2}$
Stała grawitacji	$G = 6,67 \cdot 10^{-11} \frac{\text{N} \cdot \text{m}^2}{\text{kg}^2}$
Średni promień Ziemi	$R_Z = 6370 \text{ km}$
Masa Ziemi	$M_Z = 5,98 \cdot 10^{24} \text{ kg}$
Średnia odległość Ziemia-Księżyc	$d = 3,84 \cdot 10^8 \text{ m}$
Masa Słońca	$M_S = 1,99 \cdot 10^{30} \text{ kg}$
Promień Słońca	$R_S = 6,96 \cdot 10^5 \text{ km}$
Jednostka astronomiczna	$1 \text{ j.a.} = 1 \text{ au} = 1,50 \cdot 10^8 \text{ km}$
Parsek	$1 \text{ pc} = 3,09 \cdot 10^{16} \text{ m}$
Stała Hubble'a	$H = 71 \frac{\text{km}}{\text{s} \cdot \text{Mpc}}$
Wartość pierwszej prędkości kosmicznej dla Ziemi	$v_1 = 7,91 \frac{\text{km}}{\text{s}}$
Wartość drugiej prędkości kosmicznej dla Ziemi	$v_{11} = 11,2 \frac{\text{km}}{\text{s}}$
Liczba Avogadra	$N_A = 6,02 \cdot 10^{23} \frac{1}{\text{mol}}$
Objętość molowa gazu doskonałego w warunkach normalnych ($T_0 = 273,15 \text{ K}$, $p_0 = 101\,325 \text{ Pa}$)	$V = 22,4 \text{ dm}^3$
Stała gazowa	$R = 8,31 \frac{\text{J}}{\text{mol} \cdot \text{K}}$
Stała Boltzmanna	$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}}$
Ciśnienie atmosferyczne normalne	$p_0 = 101\,325 \text{ Pa}$
Temperatura zera absolutnego	$T_0 = 0 \text{ K} = -273,15^\circ\text{C}$
Współczynnik w prawie Coulomba	$k_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} = 8,99 \cdot 10^9 \frac{\text{N} \cdot \text{m}^2}{\text{C}^2}$
Ładunek elementarny	$e = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ C}$

Stała	Wartość
Masa protonu	$m_p = 1,673 \cdot 10^{-27} \text{ kg} = 1,00728 \text{ u}$
Masa neutronu	$m_n = 1,675 \cdot 10^{-27} \text{ kg} = 1,00866 \text{ u}$
Masa elektronu	$m_e = 9,110 \cdot 10^{-31} \text{ kg} = 0,00055 \text{ u}$
Wartość prędkości światła w próżni	$c = 3,00 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$
Przenikalność elektryczna próżni	$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{C}^2}{\text{N} \cdot \text{m}^2}$
Przenikalność magnetyczna próżni	$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{N}}{\text{A}^2} = 1,26 \cdot 10^{-6} \frac{\text{N}}{\text{A}^2}$
Stała Plancka	$h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$
Stała Rydberga	$R_H = 1,10 \cdot 10^7 \frac{1}{\text{m}}$
Stała Stefana-Boltzmannna	$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}^4}$
Stała Wiena	$b = 2,90 \cdot 10^{-3} \text{ K} \cdot \text{m}$
Jednostka masy atomowej	$1 \text{ u} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg} = 931,5 \frac{\text{MeV}}{c^2}$

A

- aktywność promieniotwórcza [*radioactive activity*] 157
- analiza widmowa [*spectral analysis*] 58
- anihilacja elektronu i pozytonu [*electron and positron annihilation*] 169
- antyneutrino elektronowe [*electron antineutrino*] 151

B

- bekerel [*becquerel*] 157
- biały karzeł [*white dwarf*] 192–193
- bomba atomowa [*atomic bomb*] 182–183
- bomba wodorowa (termojądrowa) [*hydrogen (thermonuclear) bomb*] 190
- brązowy karzeł [*brown dwarf*] 191

C

- chłodziwo [*coolant*] 179
- ciało doskonałe czarne [*blackbody*] 53
- ciąg główny [*main sequence*] 191, 192–193
- cykl CNO [*CNO cycle*] 188–189
- cykl proton–proton [*proton–proton cycle*] 187
- czarna dziura [*black hole*] 132, 195
- czasoprzestrzeń [*space-time*] 110
- czas połowicznego rozpadu [*half-life*] 156
- czerwony karzeł [*red dwarf*] 192–193
- częstotliwość drgań własnych [*natural frequency*] 13
- czynnik Lorentza [*Lorentz factor*] 121

D

- dawka pochłonięta [*absorbed dose*] 199
- dawka skuteczna [*effective dose*] 200
- deficyt masy [*mass deficit*] 161
- deuter [*deuterium*] 151
- detektor jonizacyjny [*ionisation detector*] 201
- doświadczenie Rutherforda [*Rutherford's experiment*] 146
- dozymetr (dawkomierz) [*dosimeter*] 202
- drżania elektryczne [*electrical vibrations*] 13
- druga zasada dynamiki [Newton's second law of motion] 121–122
- dualizm korpuskularno-falowy [*wave-particle dualism*] 49, 87
- dyfrakcja światła [*light diffraction*] 24, 31

E

- elektrownia jądrowa [*nuclear power plant*] 179
- elektryczny obwód drgający [*electronic oscillator*] 13
- energia całkowita cząstki swobodnej [*total energy of the free particle*] 126, 129
- energia jądrowa [*nuclear energy*] 173

- energia jonizacji [*ionization energy*] 69
- energia kinetyczna [*kinetic energy*] 124, 125
- energia spoczynkowa [*rest energy*] 125, 127, 161
- energia wiązania [*binding energy*] 161, 163
- energia wiązania na nukleon [*binding energy per nucleon*] 163
- ewolucja gwiazd [*stellar evolution*] 191

F

- fale elektromagnetyczne [*electromagnetic waves*] 8
- fale grawitacyjne [*gravitational waves*] 196
- fale materii [*matter waves*] 87
- fale prawdopodobieństwa [*probability waves*] 90
- fale radiowe [*radio waves*] 8
- fale spójne [*coherent waves*] 25
- fale telewizyjne [*TV waves*] 8
- fotokomórka [*photocell*] 42–43
- foton [*photon*] 47
- fuzja jąder lekkich [*fusion of light nuclei*] 187
- fuzja kontrolowana [*controlled fusion*] 190

G

- gluony [*gluons*] 150
- grej [*grey*] 199
- gwiazdy [*stars*] 187, 191
- gwiazda neutronowa [*neutron star*] 60, 132, 194

H

- hadrony [*hadrons*] 149
- hipoteza de Broglie'a [*de Broglie hypothesis*] 87

I

- interferencja na cienkich warstwach [*interference in thin films*] 28
- interferencja światła [*light interference*] 24
- izotop [*isotope*] 151

J

- jądra niestabilne [*unstable nuclei*] 152
- jądra stabilne [*stable nuclei*] 152
- jednostka masy atomowej [*atomic mass unit*] 162

K

- kąt Brewstera [*Brewster's angle*] 38
- kąt odbłyску [*glancing angle*] 84
- kierunek polaryzacji [*direction of polarisation*] 36
- komora mgłowa (Wilsona) [*cloud (Wilson's) chamber*] 144
- komora pęcherzykowa [*bubble chamber*] 144, 168
- kreacja pary elektron–pozyton [*electron-positron pair creation*] 167–168

krótkofalowa granica widma [*shortwave spectrum boundary*] 79, 81
kwant [*quantum*] 46
kwarki [*quarks*] 149

L

leptony [*leptons*] 149
liczba atomowa (porządkowa) [*atomic number*] 148
liczba masowa [*mass number*] 148
licznik Geigera-Müllera [*Geiger-Müller counter*] 201
linie Fraunhofera [*Fraunhofer lines*] 59

M

masa fotonu [*photon mass*] 130
masa krytyczna [*critical mass*] 176
masa układu fotonów [*mass of a system of photons*] 130
metoda datowania izotopowego [*isotopic dating method*] 159
mezony π [*π mesons*] 149
mikrofałe [*microwaves*] 9
moc dawki [*dose rate*] 199
moderator [*moderator*] 178

N

nadolbrzym [*supergiant*] 192–193
neutrino elektronowe [*electron neutrino*] 152
neutron [*neutron*] 148
neutron termiczny [*thermal neutron*] 178
niejednoczesność zdarzeń [*lack of simultaneity*] 110, 113
nukleon [*nucleon*] 148

O

obrazowanie PET [*PET imaging*] 203–204
oddziaływanie silne [*strong interaction*] 149
okres drgań własnych [*natural period of oscillations*] 13
olbrzym [*giant*] 192–193

P

pęd relatywistyczny [*relativistic momentum*] 121, 122, 129
pierwiastek promieniotwórczy [*radioactive element*] 141
planetarny model atomu [*planetary model of atom*] 147
planety [*planets*] 191
płaszczyzna polaryzacji [*plane of polarisation*] 36
pochłanianie [*absorption*] 144
polaryzacja liniowa [*linear polarization*] 36

polaryzacja przy odbiciu [*polarisation by reflection*] 38
polaryzacja światła [*light polarization*] 36
polaryzator [*polariser*] 36
postulaty Bohra [*Bohr postulates*] 64, 66
postulaty STW [*postulates of special relativity*] 109
pozyton [*positron*] 152, 167
praca wyjścia [*work function*] 47
prawo Malusa [*Malus' law*] 37
prawo rozpadu promieniotwórczego [*radioactive decay law*] 155–156
prawo Stefana-Boltzmanna [*Stefan-Boltzmann law*] 54
prawo Wiena [*Wien's law*] 55
prąd nasycenia [*saturation current*] 44
pręty bezpieczeństwa [*emergency rods*] 179
pręty paliwowe [*fuel rods*] 178
pręty regulacyjne [*control rods*] 178
produkty reakcji [*reaction products*] 173
promieniotwórczość [*radioactivity*] 140
promieniowanie alfa [*alpha radiation*] 141
promieniowanie beta [*beta radiation*] 141
promieniowanie charakterystyczne [*characteristic X-ray*] 82
promieniowanie gamma [*gamma radiation*] 11, 141
promieniowanie hamowania [*Bremsstrahlung*] 81
promieniowanie jądrowe [*nuclear radiation*] 141
promieniowanie jonizujące [*ionizing radiation*] 140, 199
promieniowanie podczerwone [*infrared radiation*] 10
promieniowanie rentgenowskie [*X-rays*] 10, 78
promieniowanie termiczne [*thermal radiation*] 50
promieniowanie ultrafioletowe [*ultraviolet radiation*] 10
przenikliwość [*penetration (depth)*] 144

R

radiofarmaceutyki [*radiopharmaceuticals*] 203
radioterapia [*radiotherapy*] 202
radioterapia protonowa [*proton radiotherapy*] 203
rdzeń reaktora [*reactor core*] 179
reakcja egzoenergetyczna [*exoenergetic reaction*] 173
reakcja jądrowa [*nuclear reaction*] 165
reakcja łańcuchowa [*chain reaction*] 175, 178
reakcja rozszczepienia [*fission reaction*] 171

reakcja termojądrowa [*thermonuclear reaction*] 187
 reaktor jądrowy [*nuclear reactor*] 178–179
 reguła przesunięć Soddy'ego i Fajansa [*radioactive displacement law of Fajans and Soddy*] 153
 relatywistyczne prawo składania prędkości [*Lorentz velocity transformation*] 118
 rezonans elektromagnetyczny [*electromagnetic resonance*] 16
 rozpad alfa [*alpha decay*] 152, 153
 rozpad beta minus [*beta minus decay*] 151, 153
 rozpad beta plus [*beta plus decay*] 152, 153
 rozpad promieniotwórczy [*radioactive decay*] 151
 rozszczepienie asymetryczne [*asymmetric fission*] 177

S

scyntyllacje [*scintillations*] 146
 seria Balmera [*Balmer's series*] 57
 serie widmowe [*spectral series*] 57, 73
 siatka dyfrakcyjna [*diffraction grating*] 25, 34
 siły jądrowe [*nuclear forces*] 148
 siły krótkozasięgowe [*short-range forces*] 148
 siwert [*sievert*] 200
 składniki reakcji [*colliding nuclei*] 173
 skrócenie płaszczyzny polaryzacji [*polarization rotation*] 39
 soczewkowanie grawitacyjne [*gravitational lensing*] 133
 spektroskop [*spectroscope*] 34, 58
 stała rozpadu [*decay constant*] 156
 supernowa [*supernova*] 60, 194
 synteza jąder lekkich [*synthesis of light nuclei*] 187
 szereg promieniotwórczy [*decay chain*] 154
 szybkość światła [*light speed*] 23, 110, 117
 szybkość względna [*relative speed*] 113, 114, 118

Ś

światło monochromatyczne [*monochromatic light*] 75
 światło spójne [*coherent light*] 75

T

tryt [*tritium*] 151

U

układ związany [*bound system*] 66, 131, 161, 163

W

wiązka skolimowana [*collimated beam*] 75
 widmo absorpcyjne [*absorption spectrum*] 59
 widmo ciągłe [*continuous spectrum*] 53
 widmo ciągłe promieniowania rentgenowskiego [*continuous X-ray spectrum*] 79, 81
 widmo emisyjne [*emission spectrum*] 58–59
 widmo liniowe (dyskretne) [*linear (discrete) spectrum*] 56
 widmo liniowe promieniowania rentgenowskiego [*discrete (characteristic) X-ray spectrum*] 80, 82
 wykres Hertzsprunga–Russela [*Hertzsprung-Russel diagram*] 191, 192–193
 wymiennik ciepła [*heat exchanger*] 179
 względność jednoczesności [*relativity of simultaneity*] 110
 wzór Rydberga [*Rydberg formula*] 57, 69

Z

zasada przyczynowości [*principle of causality*] 118
 zasada względności Einsteina [*Einstein's principle of relativity*] 109
 zasada względności Galileusza [*Galileo's principle of relativity*] 109
 zasada zachowania energii [*energy conservation principle*] 127
 zdarzenie w czasoprzestrzeni [*event in spacetime*] 110
 zdolność absorpcyjna [*absorptance*] 10
 zdolność emisyjna [*emissivity*] 10
 zdolność rozdzielcza [*resolving power*] 32
 zjawisko Comptona [*Compton effect*] 84
 zjawisko Dopplera dla fal elektromagnetycznych [*Doppler effect for electromagnetic waves*] 112–115
 zjawisko fotoelektryczne zewnętrzne [*external photoelectric effect*] 42
 zmarszczki czasoprzestrzeni [*ripples in spacetime*] 196
 związki przyczynowo-skutkowe [*cause-and-effect relationships*] 118

Ż

źródło promieniotwórcze [*radioactive source*] 155

Źródła ilustracji i fotografii

Okladka: (Słońce) B.A.E. Inc./Alamy Stock Photo/BE&W

Tekst główny: s. 7 (dyfrakcja elektronów na kryształach) Science Photo Library/East News; s. 8 (maszt z antenami) thakrit/Shutterstock.com, (radiomagnetofon) Pavel I. Photo and Video/Shutterstock.com, (ekran) gmstockstudio/Shutterstock.com, (kuchienka mikrofalowa) Elnur/Shutterstock.com, (pilot TV) eans/Shutterstock.com, (na plaży) Galina Barskaya/Shutterstock.com, (RTG dłoni) Xray Computer/Shutterstock.com, (symbol radioaktywności) Kaspri/Shutterstock.com; s. 9 (smartfon) ibreakstock/Shutterstock.com; s. 11 (RTG dłoni) Xray Computer/Shutterstock.com, (tomografia komputerowa głowy) Triff/Shutterstock.com; s. 19 (szkolny zestaw) Grzegorz Wojewoda/WSiP; s. 20 (promienie Słońca) IndustryAndTravel/Alamy Stock Photo/BE&W; s. 24 (obraz dyfrakcyjny) Science History Images/Alamy Stock Photo/BE&W; s. 25 (prążki interferencyjne x2) Stanisław Sagnowski/Zamkor; s. 27 (barwne prążki interferencyjne) Zamkor; s. 30 (bańki mydlane) flaviano fabrizi/Shutterstock.com, (interferencja na płamie benzyny) Richard Sheppard/Alamy Stock Photo/BE&W, (motyl) Papilio/Alamy Stock Photo/BE&W; s. 31 (dyfrakcja na okrągłym otworze) GIPhotostock/SCIENCE SOURCE/East News; s. 36 (okulary polaryzacyjne) CHARLES WINTERS/SCIENCE SOURCE/BE&W; s. 37 (dwa polaryzatory) Wojciech Wójtowicz/WSiP; s. 38 (kryształ dwójłomny x4) Zamkor/WSiP; s. 39 (obraz odbity od szyby x2) Marek Godlewski/Zamkor/WSiP; s. 41 (schemat kina 3D) Sławomir Skryśkiewicz; s. 42 (sowa widziana przez noktowizor) travelpixpro/Stockphoto/Getty Images; s. 46 (Max Planck) alg-images/BE&W, (Albert Einstein) Ferdinand Schmutzer/Wikipedia [Public Domain]; s. 50 (toster) Science Photo Library/East News; s. 51 (pomiar temperatury) PongMoj/Shutterstock.com; s. 55 (neon x3) Marcin Karelus/Zamkor/WSiP; s. 58 (spektroskop x2) Zamkor/WSiP; s. 60-61 (Mgławica Kraba) NASA/ESA/VLA; s. 61 (Mgławica Kraba – fale radiowe) VLA/NRAO/AUI/NSF; s. 61 (Mgławica Kraba – podczerwień) NASA/Spitzer/JPL-Caltech; s. 61 (Mgławica Kraba – światło widzialne) NASA, ESA, and Hubble (STScI); s. 61 (Mgławica Kraba – ultrafiolet) XMM-Newton/ESA; s. 61 (Mgławica Kraba – promieniowanie X i gamma) NASA/Chandra/CXC; s. 63 (symbol wodoru) remotefx.com/Shutterstock.com, (nanodrut) C. Blumenstein, J. Schäfer, R. Claessen, www.physik.uni-wuerzburg.de; s. 75 (laser) Doug McLean/Shutterstock.com; s. 76 (satelita PW-Sat2) PW-Sat2/Studentenkie Kolo Astronautyczne/Marcin Świetlik/Politechnika Warszawska; s. 78 (dyfrakcja promieni X) Science History Images/Alamy Stock Photo/BE&W, (Wilhelm Röntgen) Corbis Historical/Getty Images; s. 79 (RTG dłoni) reprodukcja, (lampa rentgenowska) Zamkor/WSiP; s. 83 (dyfrakcja promieni X) Tizeff/Wikipedia; s. 87 (powiększony platek śniegu) Science Photo Library/East News; s. 88 (dyfrakcja elektronów) MaterialsScientist/Wikipedia; s. 89 (pierścienie interferencyjne) Zamkor/WSiP; s. 90 (prążki interferencyjne x4) Hitachi Ltd., www.hitachi.com; s. 91 (skaninowy mikroskop elektronowy) Image Source Trading Ltd/Shutterstock.com; s. 92 (maszt z antenami) thakrit/Shutterstock.com, (symbol radioaktywności) Kaspri/Shutterstock.com, (RTG dłoni) Xray Computer/Shutterstock.com, (na plaży) Galina Barskaya/Shutterstock.com, (pilot TV) eans/Shutterstock.com, (kuchienka mikrofalowa) Elnur/Shutterstock.com, (ekran) gmstockstudio/Shutterstock.com, (radiomagnetofon) Pavel I. Photo and Video/Shutterstock.com, (promienie Słońca) IndustryAndTravel/Alamy Stock Photo/BE&W; s. 93 (obraz dyfrakcyjny) Science History Images/Alamy Stock Photo/BE&W, (dyfrakcja na okrągłym otworze) GIPhotostock/SCIENCE SOURCE/East News, (okulary polaryzacyjne) CHARLES WINTERS/SCIENCE SOURCE/BE&W; s. 94 (sowa widziana przez noktowizor) travelpixpro/Stockphoto/Getty Images; s. 95 (toster) Science Photo Library/East News; s. 96 (symbol wodoru) remotefx.com/Shutterstock.com; s. 98 (dyfrakcja promieni X) Science History Images/Alamy Stock Photo/BE&W; s. 100 (powiększony platek śniegu) Science Photo Library/East News; s. 107 (galaktyki) ESA/Hubble & NASA, F. Pacaud, D. Coe; s. 108 (zegar) Monkey Business Images/Shutterstock.com; s. 110 (chłopak) Viorel Sima/Shutterstock.com, (kosmonauta) iurii/Shutterstock.com; s. 111 (w pociągu) Alessia Pinna/Alamy Stock Photo/BE&W, (chłopiec z piłkami) Viorel Sima/Shutterstock.com, (chłopiec-observator) Viorel Sima/Shutterstock.com, (chłopiec bokiem x2) Josep Curto/Shutterstock.com; s. 112 (radar drogowy) areporter/Shutterstock.com, (policjantka) DarSzech/Shutterstock.com; s. 113 (walkie-talkie x8) Evikka/Shutterstock.com; s. 116 (walkie-talkie x2) Evikka/Shutterstock.com; s. 117 (latarnia morska) Christopher Boswell/Alamy Stock Photo/BE&W; s. 120 (galaktyka GN-z11) NASA, ESA, and P. Oesch (Yale University); s. 121 (tunel LHC) DPA/Science Photo Library/EAST NEWS; s. 124 (model zderzenia cząstek) ATLAS COLLABORATION/CERN/Science Photo Library/East News; s. 129 (Krzyż Einsteina) NASA, ESA, and STScI/Wikipedia [Public Domain]; s. 132 (zakrzywienie toru fotonu) Sławomir Skryśkiewicz; s. 133 (soczewkowanie grawitacyjne) MARK GARLICK/Science Photo Library RF/East News, („uśmiechnięta twarz”) NASA & ESA; s. 134 (zegar) Monkey Business Images/Shutterstock.com, (radar) areporter/Shutterstock.com; s. 135 (latarnia morska) Christopher Boswell/Alamy Stock Photo/BE&W, (tunel LHC) DPA/Science Photo Library/EAST NEWS; s. 136 (model zderzenia cząstek) ATLAS COLLABORATION/CERN/Science Photo Library/East News, (Krzyż Einsteina)

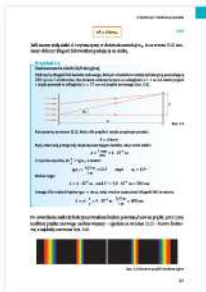
NASA, ESA, and STScI/Wikipedia [Public Domain]; s. 139 (scyntygrafia kości) SFR/Science Photo Library/East News; s. 140 (licznik Geigera–Müllera) Alamy Stock Photo/BE&W, (Henri Becquerel) reprodukcja, (prześwietlona klisza fotograficzna) reprodukcja; s. 142 (Maria Skłodowska-Curie) Science History Images/Alamy Stock Photo/BE&W, (notatnik) Wellcome Collection/Wikipedia, (samochód radiologiczny) reprodukcja, (wieczne pióro) suman bhaumik/iStockphoto/Getty Images; s. 143 (aparatura badawcza) Gilles Targat/Photo12/BE&W, (grupa uczonych) Benjamin Couprie/Wikipedia [Public Domain]; s. 144 (ślady promieniowania w komorze Wilsona) Science Photo Library/East News; s. 146 (jądro atomowe) Konstantin Faraktinov/Shutterstock.com, (Ernest Rutherford) reprodukcja; s. 148 (James Chadwick) Alamy Stock Photo/BE&W; s. 151 (symbol promieniotwórczości) Comdas/Shutterstock.com; s. 155 (kulki) Luisrenatosouza/Shutterstock.com; s. 160 (człowiek lodu) Gianni GIANANTI/Gamma-Rapho/Getty Image; s. 161 (fragment tablicy nuklidów) Science & Society Picture Library/Getty Images; s. 165 (ślady cząstek w komorze pęcherzykowej) CERN; s. 167 (odkrycie pozytonu) SCIENCE SOURCE/BE&W; s. 168 (kreacja pary elektron–pozyton) LBNL/SCIENCE SOURCE/BE&W; s. 169 (kaskadowy przebieg reakcji par elektron–pozyton) Jan Pluta – Politechnika Warszawska, Wydział Fizyki; s. 171 (schemat reakcji rozszczepienia) Wikipedia; s. 175 (aparatura badawcza) akg-images/BE&W; s. 178 (sterownia elektrowni jądrowej) Vladimir Mulder/Shutterstock.com, (tabletki tlenku uranu) PLA/Science Photo Library/East News; s. 179 (reaktor, elektrownia jądrowa) Sławomir Skryśkiewicz; s. 180 (elektrownia Cattenom) STEPHANE ETIENNE/iStockphoto/Getty Images, (elektrownia Kori) bewrite/iStockphoto/Getty Images; s. 181 (pierwszy reaktor) Melvin A. Miller of the Argonne National Laborator/NARA [Public Domain], (podczas przeprowadzania pierwszej reakcji jądrowej) NARA/Wikipedia [Public Domain]; s. 182 (naturalny reaktor jądrowy) Sławomir Skryśkiewicz; s. 183 (Trinity tuż po wybuchu) Alamy Stock Photo/BE&W, (Trinity – grzyb atomowy) DOD Photo/Alamy Stock Photo/BE&W; s. 184 (makiety bomb atomowych) Albert Knapp/Alamy Stock Photo/BE&W; s. 185 (bomba Little Boy) National Museum of the U.S. Navy/Wikipedia [Public Domain], (bomba Fat Man) US War Department/Wikipedia [Public Domain]; s. 186 (Słońce) Dennis Hallinan/Alamy Stock Photo/BE&W; s. 192 (diagram H–R) Sławomir Skryśkiewicz; s. 192–193 (gwiazdziste niebo) Skyline/Shutterstock.com; s. 195 (NGC 2525) ESA/Hubble & NASA, A. Riess and the SH0ES team, (czarna dziura w galaktyce M87) EHT Collaboration/SCIENCE SOURCE/BE&W; s. 196 (zmarszczki czasoprzestrzeni) MGA/Science Photo Library/East News; s. 197 (zderzenie czarnych dziur) MGA/Science Photo Library/East News, (detektor Virgo) Wikipedia [Public Domain]; s. 199 (scyntygrafia głowy) APA/Science Photo Library/East News; s. 200 (bakterie) Kateryna Kon/Shutterstock.com, (meduza) Jiri Vachek/Shutterstock.com, (muchy) irin-k/Shutterstock.com, (wąż) Pakhnyushchy/Shutterstock.com, (ślimak) Kletr/Shutterstock.com, (nietoperz) Rosa Jay/Shutterstock.com, (kura) Tsekhmister/Shutterstock.com, (ryba) Nosyrevy/Shutterstock.com, (szczur) Pakhnyushchy/Shutterstock.com, (małpa) Eric Isselee/Shutterstock.com, (człowiek) ESB Professional/Shutterstock.com, (pies) Eric Isselee/Shutterstock.com; s. 201 (licznik Geigera–Müllera) Sławomir Skryśkiewicz; s. 202 (dozymetry) Zamkor/WSiP; s. 203 (radioterapia protonowa w Krakowie) dominika zara/Shutterstock.com; s. 204 (badanie PET) Jens Maus (<http://jens-maus.de/>)/Wikipedia [Public Domain], (laptop) mapush/Shutterstock.com, (przekroje mózgu z badania PET) Yok_onepiece/Shutterstock.com; s. 205 (symbole) Zamkor/WSiP; s. 207 (licznik Geigera–Müllera) Alamy Stock Photo/BE&W, (jądro atomowe) Konstantin Faraktinov/Shutterstock.com; s. 208 (symbol promieniotwórczości) Comdas/Shutterstock.com, (kulki) Luisrenatosouza/Shutterstock.com; s. 209 (fragment tablicy nuklidów) Science & Society Picture Library/Getty Images; s. 210 (ślady cząstek w komorze pęcherzykowej) CERN, (schemat reakcji rozszczepienia) Wikipedia, (rozszczepienie uranu-235) magnetix/Shutterstock.com; s. 211 (sterownia elektrowni jądrowej) Vladimir Mulder/Shutterstock.com, (Słońce) Dennis Hallinan/Alamy Stock Photo/BE&W; s. 212 (scyntygrafia głowy) APA/Science Photo Library/East News; s. 217 (sala egzaminacyjna) Chris Howey/Shutterstock.com; s. 222 (dłoń) rvlsoft/Shutterstock.com

pozostałe ilustracje

Autorzy: Katarzyna Mentel, Hanna Michalska-Baran, TomMaster Studio

Aktualność linków, które występują w tym podręczniku i odsyłają do zewnętrznych stron internetowych, została sprawdzona przed ich opublikowaniem (dostęp z dnia 10.02.2022 r.). Wydawnictwo nie ponosi odpowiedzialności za aktualność i zawartość tych stron lub stron, do których linki tam zamieszczono.

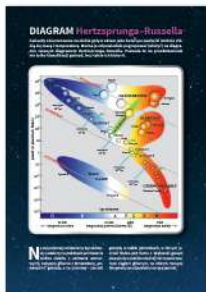
Wydawnictwa Szkolne i Pedagogiczne oświadczają, że podjęły starania mające na celu dotarcie do właścicieli i dysponentów praw autorskich wszystkich zamieszczonych utworów. Wydawnictwa Szkolne i Pedagogiczne, przytaczając w celach dydaktycznych utwory lub fragmenty, postępują zgodnie z art. 27¹ ustawy o prawie autorskim. Jednocześnie Wydawnictwa Szkolne i Pedagogiczne oświadczają, że są jedynym podmiotem właściwym do kontaktu autorów tych utworów lub innych podmiotów uprawnionych w wypadkach, w których twórcy przysługuje prawo do wynagrodzenia.



Wprowadzenie do każdego rozdziału ułatwia przygotowanie się do lekcji i uporządkowanie wiedzy.

Przykłady rozwiązane krok po kroku przygotują do samodzielnego rozwiązywania zadań.

Systematyczne rozwiązywanie zadań pomaga w przygotowaniu do sprawdzianów i matury.



Informacje zabytułowane **Wiedzieć więcej** uzupełniają wykład o dodatkowe treści.

Infografiki są źródłem informacji i inspiracją do stawiania nowych pytań i rozwijania zainteresowań.

Powtórzenie działu w formie repetytorium zapewnia utrwalenie oraz uporządkowanie wiedzy.