

Розвиток ланцюгової реакції визначається коефіцієнтом розмноження нейтронів k
 $K = \frac{N_1}{N_{1,i}}$ N_1 - число нейтронів, що спричиняє поділ на одиницю з етапом
 $N_{1,i}$ - число нейтронів на попередню стадію $K \geq 1$ реакція затухає

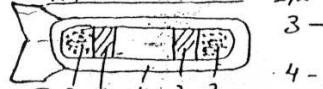
Атомна реакція можна дізнатися зводна якості

На невідомій Зважуючи на прородний уран і виділяючи з него $U-235$

При малій масі $U-235$ велика частка нейтронів виділяє наявні нейтрони при поділі. Критична маса (m_{kp}) - мінімальна кількість ядерного палива при якій можлива ланцюгова реакція ($K=1$). Залежить від розмірів і форми системи, а також від її хімічного складу. m_{kp} -знижується використовуючи видобувачі нейтронів (сповільнювати). Наїменша m_{kp} у розрізі чистих солей пального у воді з водяними видобувачами нейтронів:
 $m_{kp}(U-235) = 0,8 \text{ кг}$; $m_{kp}(Pu-239) = 25 \text{ кг}$; $m_{kp}(Cs-251) = 102$.

Якщо $K > 1$ система надкритична процес розвивається лавиною і приводить до ядерного (реакційного) вибуху.

Атомна бомба: 1,2 - докритичні куски чистого $U-235$ або $Pu-239$



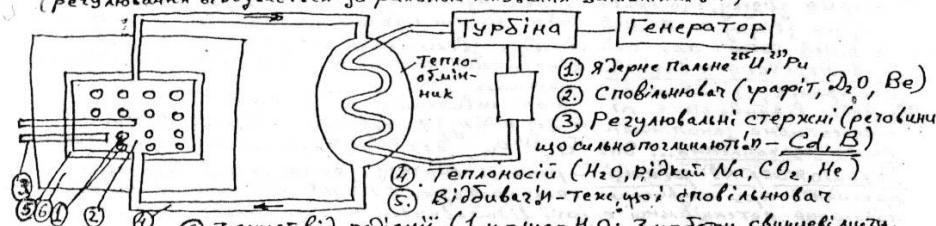
3 - вибухівка, для швидкого обєднання 1 і 2

4 - утворення надкритичної маси

4 - металева цеталічна оболонка - видобувач нейтронів.

II На повільних н. Ядерним паливом служить прородний уран (деяко багатий) що впередує захоплення нейтронів у ураном-238 паливі невеликими дозами розміщують на деякій відстані, а проміжки заповнюють сповільнювачем до теплових швидкостей. (Для повільних нейтронів переріз захоплення $U-235 > 200$ разів $>$ ніж для $U-238$) Нейтрони будуть захоплюватися в основному $U-238$.

Ядерний реактор - (1942р. Чікаго Ферні) уран-графітовий на повільних н.
- пристрій в якому здійснюється керованої ланцюгової реакції поділу ядер
(регулювання видобувається за рахунок існування запізнілих н.)



Реактор - розмножуват (брідер) - на швидких н - видобувається вигорання $U-235$, $Pu-239$, а захоплення їх ураном-238 веде до утворення ще більші кількості $Pu-239$ ($U(n,e)Pu$) Ці реактори дають 250% виходу Pu порівняно з затратами переваги ядерної енергетики над тепловою...

Екологічні проблеми ядерної енергетики...

Дія доз іонізуючого опромінення на організм людини...

Рад... Рентген... § 118, 119, 120, 124

11.17.

Правдане



Львівський фізико - математичний ліцеї

Алексейчук Володимир Іванович

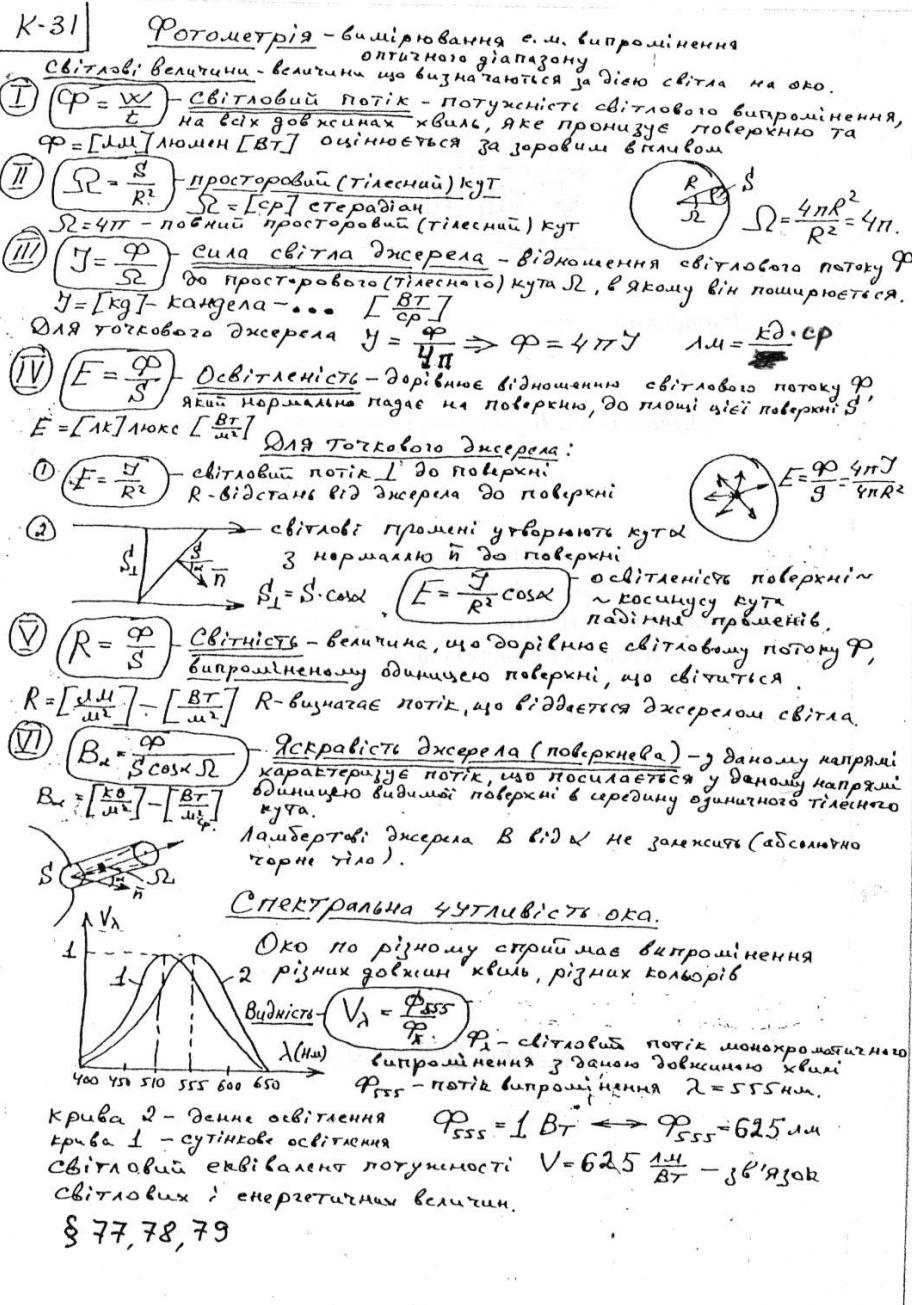
Конспекти з фізики

11 клас II семестр.

Оптика (Геометрична , хвильова , квантова)

Атомна та ядерна фізика .

м. Львів 1998-2004.



K-60 Ядерні реакції - перетворення ядер при їх взаємодії між собою, з елементарними частинами і при внутрішніх спонтанних процесах.

В ядерних реакціях виконуються закони збереження: ① заряду, ② повного числа нуклонів ③ маси-енергії ④ импульсу ⑤ моменту импульсу.

1919 р. Резерфорд - перша ядерна реакція ${}^{4}He + {}^{14}N \rightarrow {}^{1}H + {}^{17}O$ або $N(He, H)O$ $X + \alpha \rightarrow \beta + Y$ а-частинка снаряд X -ядро міщене β -отрилася частинка Y -ядро відбиті.

Q-енергія ядерної реакції (енергетичний ефект) - рівна різниці енергій кінцевої і початкової пар в реакції.

$Q = \Gamma(m_A + M_X) - (m_B + M_Y) / C^2 = K_X + K_B - K_A$ $K_X = 0$

Реакція ендотермічна (з поглинанням енергії) - $Q < 0$ якщо $(m_A + M_X) - (m_B + M_Y) < 0$ маси від лішче при деякій найменшій (пороговій) кінетичній енергії $W_{порог}$ ядер, що викликають реакцію.

$W_{порог} = \frac{M_X + M_A}{M_X} \cdot Q$ порогова енергія (виведення ...)

1934 р. Френкель і Фредерік Жоліо-Кюрі - штугна Р.А. ...

${}^{4}He + {}^{13}Al \rightarrow {}^{17}P + {}^{10}C + {}^{14}Si + {}^{16}O$ $T = 135^\circ C$

Класифікація ядерних реакцій: ① по енергії чи частинок снарядів ② по масі ядер мішені ③ по заряду частинок, що викликають реакцію.

Реакції, що відбуваються під дією заряджених частинок ($q > 0$), вимагають, щоб частинки бодайли достатньою енергією для подолання кулонівського поля ядра.

IV Реакції під дією нейтронів (швидкості $0.1 \text{ cm} \cdot s^{-1} < 50 \text{ MeV}$, побільше $E_n < 9 \text{ MeV}$)

① Прискорені розірвання нейтронів на ядрах $X(n, n')X'$

Словниковіч - речовини (гази t , D_2O , H_2O , сполуки Be) розсіюються на ядрах яких швидкісті в словниковіч - їх енергія перетворюється в теплову енергію руху атомів.

② Захоплення нейтронів $X(n, n')Y$ приводить:

a) штугна Р.А. (1934 Енріко Ферні італ.)

${}^{28}Si + {}^{10}n \rightarrow {}^{29}Si + {}^{23}Na + {}^{23}P$

b) 1939 р. Отто Фріш і Ліза Мейтнер - поділувачки ядер під дією n

При поділі ядерного ядра X виникає: 2 середніх ядра X_1 , - осколки, звільнюються 2-3 нейтрино, виділяється енергія $-Q$.

$n - (X) \rightarrow (X_1) + (X_2) + (n)$

④ Осколки поділування нейтронами - залишки B -ра. ($3:5 B$ -радіоідеї)

② 99% нейтронів виникає протягом $2 \sim 10^{-14} s$ - мигливі нейтрони, 1% нейтронів виникає через $\tau = 0.1 \sim 100 s$ - запізнілі нейтрони - від керування ланцюговою реакцією.

③ $Q \approx 200 \text{ MeV}$ - у великих ядрах енергія звільнується, що припадає на 1 нуклон $\approx 7.5 \text{ MeV}$ у ядрах осколків (середніх) енергія звільнується $\approx 8.5 \text{ MeV}$. Тоді кожен нуклон змінює свою енергію на $\approx 1 \text{ MeV}$, тоді при поділі ядра звільняється енергія $\approx 200 \text{ MeV}$. Q -виділяється у вигляді: Кінетичної енергії осколків (80%), кінет. енергії нейтронів $-\gamma$ -квантів β -гальтон.

④ Піділ відбувається під дією швидких нітронів (${}^{23}N, {}^{7}Li, {}^{3}H$) - ефективно застосовується без поділу 1. поділінні нейтронів (великі перерізи захоплення...). ${}^{23}N + {}^{23}P \rightarrow {}^{22}Si, {}^{7}Li, {}^{3}H$ - малий переріз захоплення.

Термоядерні реакції - реакції синтезу (злиття) легких ядер, що проводяться при надискусійні температурах ($T = 10^8 \sim 10^9 K$), погріваних для подолання потенціалної енергії відштовхування ядер, відбувається у плазмі найбільш інтенсивно, що термоядерні реакції - джерела енергії зірок.

${}^{2D} + {}^{3}T \rightarrow {}^{4}He + {}^{1}n + Q = 17.6 \text{ MeV}$

Умови близькі до ядер Сонця були реалізовані у водневій бомбі, де відбувається самопідривування термоядерної реакції $D + T$. Висока температура отримана за рахунок попереднього відбуття атомної бомби. Керований термоядерний синтез ... "Токамак" ...

Термоядерні реакції на Сонці \rightarrow протон-протонний цикл ...

§ 111, 115, 116, 117, 121, 122

K-59 Ядеро-центральна масивна зідатність зарядженості

$R_A = R_0 \cdot A^{\frac{1}{3}}$ ($1,2 \cdot 1,7 \cdot 10^{-15}$) $A^{\frac{1}{3}} = 2-10$ см, $R_A \sim 10^{17} \text{ км}$, $Z_A = 1-10^3$, $M_A = 1-25 \text{ тонн}$
відомо > 1600 ядер (300-стійкі), теоретично можливо 4500 ядер.

1930 р. н.м. Боте і Беккер - отримали сильно проникаюче проміння

бомбардуванням ядер 7Be бетонами ядра 9Be -берилію.

Відповідно R_B пороги камери 10Be відома. Трен і Фредерік Холіо-Кюрі припустили, що це γ -проміні. В експериментальному стакані, що енергія невідомого проміння $55 \text{ MeV} \Rightarrow$ це не γ проміння.

α-р.е. 1932 р. англ. Чедвік - Нейтрон 1H : 1. величина проникнення з діяльності $^{4He} + ^{4Be} \rightarrow ^{12C} + ^1H$ 2. спричиняє події важких ядер ^{40}Ca , ^{40}Ar , ^{40}K , ^{40}Ca 3. сильно поглинається ^{197}Au , $^{197}W \rightarrow ^{197}Hg + ^{40}He$

1932 р. Гейзенберг, Уланенко - (протонно-нейтральна (нуклонна) модель ядра)

$A = Z + N$ легкі ядра $\frac{N}{Z} \approx 1$ середні $\frac{N}{Z} \sim 1,3$ важкі $\frac{N}{Z} \sim 1,6$

У зотовленні ядра, що мають однакову кількість протонів і різну кількість нейтронів (однакові хімічні властивості, різні фізичні)

1H - водень $^{1H} = ^1D$ - дейтерій (важкий водень) $^{2H} = ^2T$ - трітій $^{3H} = ^3Z$ - 3He $^{234}U = ^{235}U$ - діапазон заходи під ^{235}U , $^{235}U \rightarrow ^{90}Sr + ^{139}Ru$ (для ^{235}U)

$^{92}U \rightarrow ^{90}Sr + ^{36}Kr \rightarrow ^{90}Ru$ (для ^{235}U)

Ядерні сили - сили притягання між нуклонами в ядрі - прояв силової взаємодії віртуальні частинки - π-mesони (піони) - у 1947 р. їх відкрити.

Властивості ядерних сил: 1. Короткодіяльні $R_A = 10^{-15}$ см, на більших відстанях переважає кулонівське відштовхування 2. Зарядовозалежні - не залежать від заряду нуклонів. 3. Сами потужні в прорізі 4. Нецентральні - залежать від орієнтації спілок нуклонів 5. Магнітні здатності до насичення (кохсен нуклон в ядрі взаємодіє з обмеженим числом нуклонів).

Краплинна модель ядра - ядро нагадує краплину рідини. Ця модель дала напівпірку формулу енергії частинок в ядрі, пояснила будівлю важких ядер.

Оболонкова модель - нуклони рухаються незалежно один від одного, у центрально-симетричному полі, мають нескінченні рівні енергії, що запобігає за принципом Пауля, утворюючи оболонки. Повністю заповнені оболонки - осьовою спілкою з експерименту - особливо стійкі ядра в яких N або Z рівні $2, 8, 20, 28, 50$ - магнітні числа. $^{2He}, ^{18O}, ^{40}Ca - ^{40}Ca$ - магнітні ядра - осьовою спілкою.

Енергія зв'язку ядра - енергія, що виділяється при утворенні ядра з окремих нуклонів, або енергія яку треба затратити, щоб розшіпити ядро на окремі нуклони, що енергію визначають експериментально виходячи з факту: маса ядра m_A завжди менша суми мас частинок, що входять в нього - існує дефект мас ΔM

$$\Delta M = m_A - (Z \cdot m_p + N \cdot m_n) \text{ тоді } E_{\text{зв}} = \Delta M \cdot C^2 \quad \text{енергія зв'язку нуклонів в ядрі}$$

ΔM MeV

Залежність енергії зв'язку, що припадає на один нуклон від A - часового числа.

Стрибки для легких ядер пояснюються поверхневими ефектами.

Зменшення енергії для важких ядер зумовлене зростанням енергії кулонівського відштовхування:

Висновок: енергетично можливі 1. події важких ядер 2. злиття (синтез) легких ядер

§ 105, 106, 107, 108, 114.

K-60 ГО-геометрична оптика - гравітаційний випадок фізичній (хвильової) оптики $\lambda \rightarrow 0$ - вивчає "променеве" поширення світлової енергії в прозорих середовищах. Проміні - лінія відображення якої поширюється світло (енергія), яка в ізотропних середовищах \perp до хвильових поверхонь. Го результатом є світло як поток променів. Джерело променів - предмет. Конічна поверхня дисперса - вершина пуга променів, що розходяться - гомоцентричний путь. Зображення / дійсне... \perp уявне... \perp будиться на експериментальному встановленнях законів:

I 3-н прямолінійне поширення променів в однорідному ізотропному середовищі (не виконується на маліх відмінах)

II 3-н незалежності світлових пугів - проміні що перетинаються не зупиняються один одного (при невеликих інтенсивностях) $E = E_1 + E_2 + \dots$

III 3-н обертаності ходу світлових променів - наприклад променя можна замінити на присталені

IV 3-н відбивання $\theta = \alpha$ $\alpha = \gamma$...

V 3-н заховання $\theta = \alpha$ $\alpha = \gamma$...

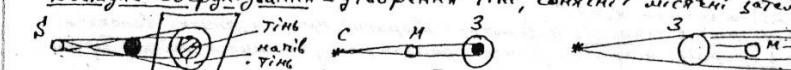
Всі ці закони випливають з наслідок з рівняння Максвелла при $\lambda \rightarrow 0$

В основу ГО можна покласти принцип Ферма (фор. XVII ст.): світло поширюється по такій траєкторії, що прокидання якої мінімальний

I 1 - оптична довжина шляху $\lambda = n \cdot d$ - для однорідного середовища $b = \sqrt{n^2 d^2 - 1}$ - для косинорідного.

(Принцип Ферма: світло поширюється по тікому шляху оптична довжина якої мінімальна (екстремальна))

I 3-н прямолінійного поширення випливає з принципу Ферма. Дослідне обернення - утворення тіні, сонячні і місячні затемнення



Камера обскура - фотоапарат без ...

IV Відбивання світла: 1. Дифузне - падаючі паралельні пугів світла розсіюється, матові (розсіюючі) поверхні - більше предмети ④ Азеркальне - паралельні пугік зберігається (виконується з-н відбивання), зеркальні (глянці) поверхні

1. 3-н відбивання \rightarrow з принципу Ферма - опт. шлях AB-min допоміжна тінка A' - дзеркальне зображення т. A.

тоді $AOB = A'OB'$, але $A'OB$ - прямі $\Rightarrow A'OB = AOB - \min$ опт. шлях - шлях світла $\Rightarrow \alpha = \beta$

Плоске дзеркало - метал, або матилена (Al, Al) металічна поверхня, захищена склою або пі.

Оку спостерігача здається, що світло поширюється прямолінійно і промені \perp прийшли з-за дзеркала з т. A' Зображення у дзеркалі: ① симетричне до предмета відносно площини дзеркала ② Рівне предмету (лівс = праве) ③ уявне (перетнулись продовження променів).

Сферичне дзеркало - опукле (F - уявний) вгнуте (F - дійсний)

I. С - опт. центр (осі) T. O - полюс С - головна опт. осі F - фокус 11 - падає II ос - відбиванісь пробіде горизонталь F = $\frac{R}{2}$ 12 - падає через F - відбиванісь під II ос 13 - падає через С - відбиванісь пробіде горизонталь C \perp F \Rightarrow $F = \frac{R}{2}$ 14 - 22 обертані промені

Зображення: ① дійсне - уявне ② пряме - обернене ③ збільшене - зменшене

Формула дзеркала - для параксіальних променів - промені дійсні до опт. осі але нічне з дзеркала

$$d = AO' - відстань від предмета до опт. осі \alpha = \frac{h}{d}$$

$$f = AO'' - відстань від дзеркала до фокуса \alpha = \frac{h}{f}$$

$$OC = R \quad OF = F \quad \alpha = \frac{h}{R}$$

$$3 = ABF : F = FO' \quad \alpha = \frac{h}{F} \quad \frac{h}{d} = \frac{h}{F} \Rightarrow F = d - F$$

$$3 = A'BF : F = FO' \quad \alpha = \frac{h}{F} \quad \frac{h}{d} = \frac{h}{F} \Rightarrow F = d - F$$

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{d} + \frac{1}{f}$$

Формула дзеркала

§ 66, 67, 68, 69 8 кл K-53, 54, 55

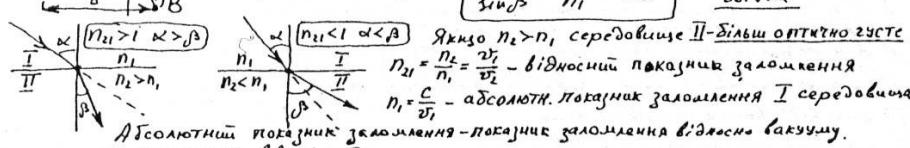
K-33

З-Н ЗАЛОМАННЯ СВІТЛА

$$\text{Оптична довжина шляху } AB = n_1 \delta_1 + n_2 \delta_2 = \\ = n_1 \sqrt{a_1^2 + x^2} + n_2 \sqrt{a_2^2 + (b-x)^2} \quad \text{За принципом Ферма } \frac{dL}{dx} = 0$$

$$\frac{dL}{dx} = \frac{\partial x}{\sqrt{a_1^2 + x^2}} + \frac{n_2(b-x)}{\sqrt{a_2^2 + (b-x)^2}} = n_1 \frac{x}{\sqrt{a_1^2 + x^2}} - n_2 \frac{b-x}{\sqrt{a_2^2 + (b-x)^2}} = 0 \Rightarrow$$

$$n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta \Rightarrow \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21} \quad \text{-З-Н ЗАЛОМАННЯ СВІТЛА}$$



n - залежність від α і β
 n - залежність T , ρ , $b_{\text{мех}}$, λ (скілір світла)

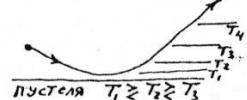
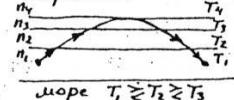
Повне внутрішнє відбивання - спостерігається при перекої світла у оптично менш густе середовище при $n_1 > n_2$ $\alpha < \beta$

$$\beta = 90^\circ \text{ при } \frac{\sin \alpha_0}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1} \Rightarrow \alpha_0 = \arcsin \frac{n_2}{n_1}$$

або -граничний кут повного відбивання, при $\alpha \geq \alpha_0$ світло у друге середовище не проходить.

Вода ($n=1,33$) - вакуум $\alpha_0 = 48^\circ$ скло ($n=1,5$) - вакуум $\alpha_0 = 42^\circ$

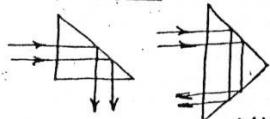
Алмаз ($n=2,5$) - вакуум $\alpha_0 = 24^\circ$
Повне відбивання: в техніці: поворотні і обертальні пристпи, гнугкі болоконні світловоди; в проміді: яскравий, бліск краплин роси, сніжинок, лодяні бурукі, міражи.



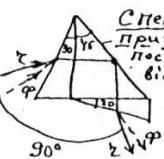
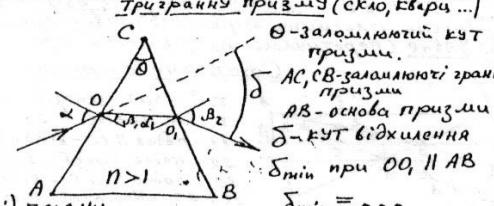
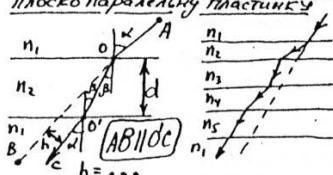
обертальна

подільно

Призи: поворотні



Хід променів в через



§ 67, 68, 70

8 кл K-56.

K-58

Детектори елементарних частинок - прилади

Найчастіше Е-частинки \gg Е-оні засіюють атоми, речовини, тому частинка іонізує атоми, речовини, створюючи на своєму шляху велику кількість пар іонів. Це дає можливість виділити частинку. Кількість пар іонів на одиницю довжини \sim середовища, \sim частинки, $\sim \frac{1}{v}$ частинки.

1) Грекові прилади - дозволяють спостерігати і застежувати слід (трек) частинок в речовині.

2) Камера Вільсона (англ. 1919р.) при різкому опусканні поршня, пару у камери проходить розширення, пару віддається $T_1 \rightarrow T_2$. Пару густа (без центру конденсації) в стані 2 вона пересичена (настійкий стан). Пролітання частинки викликає появу іонів на яких потрапляє конденсація - виникає

слід (трек) у вигляді ланцюга краплин \downarrow (рідини). Трек осігається з фотографіюють (стерео). Для визначення знака заряду частинки камеру вносять в магнітне поле. Де частинка рухається по спіралі $\vartheta \rightarrow R \downarrow R = \frac{mv}{B}$. Недолік: мале густине речовини, частинка пропадає крізь камеру; камера працює періодично (час туга більшості 0,1-1 с, "мертвий" час $\sim 100-1000$ разів більший).

3) Діодувальні камери - камера окислюється твердим CO_2 ($T=-70^\circ \text{C}$), високій температурі створюється стан пересичення у вигляді шару товщиною декілька см. Працює неперервно.

4) Бульбашкова камера - заповнена рідиною (водою, фреоном) більшого до закипання 1. Тиск різко зменшується $1-2$ різника переходять у перегрітий стан 2 (роствагнута). Пролітання частинки - центри кипіння - бульбашки пари - трек

$P_{\text{rig}} \approx 10^3 \text{ Па}$ - треки короткі ніже у камері Вільсона. $AzVg$

5) Тобстошарові фотодемульсії ($d \sim 500$ мкм, дуже міке зерно, дуже велика густине зерен - велика чутливість) Пластинки складають у стопках. Після опромінення і проявлення за допомогою лікеростата досліджують трек

У вигляді ланцюга погорініх зерен срібла. Працює неперервно. Дослідження треків: 1 - по відхиленню в ел. і магн. полях встановлюють знак заряду, 2 - по кривизні треку, 3 - по поточному заряду 3 - по густині краплин, бульбашок, зерен - заряд і швидкість.

6) Ускрока камера ...

II) Електронні пристрої (лігильники) 2) Сцинтиляційні лігильники - частинка або γ -квант спричиняють спалах світла у сцинтиляторі (фосфорі). Світло з фотокатода виділяє електрон який попадає у ФФЛ (фотоелектронний помножувач). Попадання частинки - імпульс наступує на R-сигнал на лігильників.

3) Лігильник Гейгера - частинка попадає у простір між A і K (він заповнюється газом) спричиняє появу електронної лавини, яка рухається до A' потік Фіонів що рухається до K. На K юни і фотони виділяють хвілини $U \rightarrow U \downarrow \text{Цв} \downarrow \text{ЦАК} \downarrow \text{У}$ Лігильник готовий до реєстрації нової частинки

4) Чонізаційна камера ...

5) Дозиметри ...

6) Лігильник Кеттіронів ...

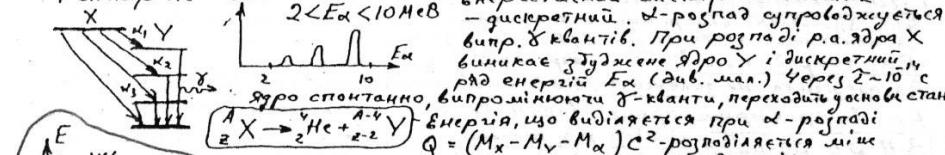
§ 112

K-57] Властивості р.а. випромінювань.

- ① Спричиняють хімічну дію, розкладають погоріння фотопластики
- ② Викликають іонізаційні гази, а інколи і т.д.
- ③ Спричиняють люмінесценцію т.т. і рідин (сцинтиляції, каторбі і фотолюмінесценція)
- ④ Проникність здатність: α -зуже мала (не проходить скрізь листок паперу) $\ell = 3 \pm 7$ см у повітрі; β -застатково велика; γ -величезна ($\ell = 10$ см у рт)
- γ -промені не захоплюються

I α -частинки (промені) $\equiv {}^4\text{He} - \text{ядра гелію}$ ($q_\alpha = +2e$, $m_\alpha = 4a.o.m$)

Резерфорд експериментально показав, що спектр випромінювання α -випаду



Teoria α -розпаду (аш. Гомов 1927р). α -частинка рухається в потенціальній ямі з бар'єром. Але $E_\alpha \sim 5 \pm 10$ Мев, а висота бар'єра $W \sim 20 \pm 30$ Мев, то вийде α -частинка з ядром монолітний лише завдяки тунельному ефекту (α проходить крізь бар'єр). Стала розпаду ($\lambda = \tau$) - прогресія бар'єра. Для α -частинок з більшою енергією має $\tau = 10^{-10} - 10^{-11}$ - період піврозпаду. Відомо > 300 к-р.а. ядер, більшість штугні ($\varepsilon > 82$ від р.а.)

II β -розпад є проявом фундаментальної слабкої взаємодії елементарних частинок. β -розпад зумовлено перетворенням - що призводить до перетворення нуклонів

$\beta^- \rightarrow \bar{\nu}_e + e^- (\bar{\nu}_e)$ - β^- -розпад супроводжується випусканням e^- (електроном) $e^- + \bar{\nu}_e \rightarrow e^- + e^- (\bar{\nu}_e)$ - β^- -розпад (випускання e^- по позитрона і $\bar{\nu}_e$ нейтріно)

$e^- + \bar{\nu}_e \rightarrow e^- + e^- (\bar{\nu}_e)$ - е-захоплення (або e^- -захоплення) - ядро захоплює електрон з e^- -захопленням

Спектр енергії β^- -частинок - неперервний, енергія розподіляється між електроном, нейтріною і дозрівши ядром. E_β має значення від 0 до E_0

$E_0 = (M_X - M_Y - m_e) C^2$ Нестійкі до β^- розпаду - ядра переобуті якісні нейтронами (природні і штугні)

Нестійкі до β^- розпаду і e^- -захопленню - ядра (тільки штугні) предстають якісні протони

Відомо > 300 β^- р.а. ядер (20-природні)

β^- -розпад супроводжується енергетичним перетворенням ядер - γ -ек.

супроводжується випромінюванням δ -квантів (дискретне)

аки дають атомні ядра при переході з бінадів рівнів на нижні. Зраз

термін γ -промені розуміє ширше, крім ядерних переходів, також бинадів при анігіляції частинки і античастинки, в ядерних реакціях, при залимуванні швидких заряджених частинок в середовищах, синхротронах

випромінювання $2 < E_\gamma < 10$ Мев.

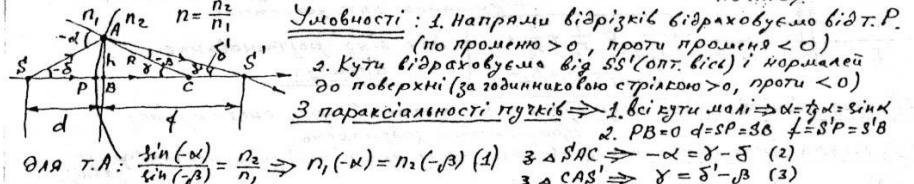
При проходженні γ -квантів через речовину відбувається виділення квантів у потоку випромінювання з електронами і ядрами.

$(Y = Y_0 e^{-\mu x})$ μ - коеф. поглинання (залежність μ від x) визначається слідуючими процесами: ① фоторефект на електронній ободонці ② комітонівське розсядання ③ карбоніання електронно-позитронної пари в полі ядра.

§ 107, 108, 110

K-34]

Заломлення світла на сферичної поверхні (для параксіальних лінз).



3. параксіальністю лінз \Rightarrow 1. Відсутність $\alpha = \beta = \delta = \delta'$ (2) 3. $\Delta SAC \Rightarrow -\alpha = \gamma - \delta$ (2)

2. $PB = 0$ $d = SP = SB$ $f = S'P = S'B$ 3. $\Delta CAS \Rightarrow \gamma = \delta' - \beta$ (3)

ОДА Т.А: $\frac{\sin(\alpha)}{\sin(\beta)} = \frac{n_2}{n_1} \Rightarrow n_1(-\alpha) = n_2(-\beta)$ (1) 3. $\Delta SAC \Rightarrow -\alpha = \gamma - \delta$ (2)

(2); (1) \Rightarrow (1) $n_1(\gamma - \delta) = n_2(\gamma - \delta')$ але $\gamma = \frac{h}{R}$, $\delta = \frac{h}{d}$, $\delta' = \frac{h}{f}$ 3. $\Delta CAS \Rightarrow \gamma = \delta' - \beta$ (3)

тоді: $n_1(\frac{h}{R} - \frac{h}{d}) = n_2(\frac{h}{R} - \frac{h}{f}) \Rightarrow \left[\frac{n_1 - n_2}{d} = \frac{n_1 - n_2}{R} \right]$ одно $\left[\frac{1 - n_2}{d} = \frac{1 - n_2}{R} \right]$ фокусальні поверхні

Лінза - проявлене тіло обмежене двома сферичними поверхнями, які кола циліндричними.

Оптичний центр - О... Головна оптична вісь - ОО₂...

Оптич. осі - ... Головні фокуси - F... Фокус - ...

Фокальні площини... Головна фокусна відстань - ...

$D = \frac{1}{f}$ Оптична сила лінзи

$D = \frac{1}{f} = 1/\text{ділтр}/\text{ділоптря}$ Тонка лінза AB=0

Здірні ($D > 0$, $F > 0$ -дійсні) $F > 0$.

Лінзи Розсіювальні ($D < 0$, $F < 0$ -явні)

Фокальні площини.

Xid променів:

1. падає II головній опт. осі \rightarrow проходить через F (дійсно, уявно).

2. падає через F (дійсно, уявно) \rightarrow виходить II головній. опт. осі.

3. через O промені проходять без заломлення

Здір: 1. дійсне 2. обернене 3. зменшене Здір: 1. дійсне 2. прямі 3. зменшені

Здір: 1. дійсне 2. обернене 3. зменшене

$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{1}{F}$ \Rightarrow фокусальні

Лінзи здірні здірні \Rightarrow F > 0 - лінза здірні, F < 0 - розсіювальні

$d > 0$ - предмет дійсний, $d < 0$ - уявний

$f > 0$ - зображення дійсне, $f < 0$ - уявне.

R_1, R_2 - радіуси сферичних поверхонь лінзи

n - відносний показник заломлення лінзи

Опуклі лінзи Здірні при $n > 1$ Здірні при $n < 1$

Вигнуті лінзи Здірні при $n > 1$ Розсіювальні при $n < 1$

Здірнішина лінзи:

І Поперечна (широка)

$Y = \frac{H}{h} = \frac{Y_2}{Y_1} = \frac{f}{d}$ ІІ Кутова

$A = \frac{tg\alpha_2}{tg\alpha_1} = \frac{h/f}{h/d} = \frac{1}{f} = \frac{1}{d}$

ІІІ Поздовжня

$X = \frac{x_2}{x_1} = \frac{y_2/y_1}{y_1/y_2} = \frac{Y}{A} = Y^2$

Аберасії лінз - похибки зображення об'єкта лінзою

І Геометричні: сферичні..., кома..., дисторсія..., астигматизм...

ІІ Хроматичні... ІІІ Дифракційні... Виправлення аберасій...

Задача: вивести $\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = (n-1)(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2})$ для тонкої лінзи з фокусом сферичної поверхні

3. формулі заломлення можна отримати фокусами більшого $n_2 = -n_1$

1. $\frac{\sin\alpha_1}{\sin\beta_1} = \frac{n_2}{n_1} \Rightarrow \frac{\sin\alpha_1}{\sin\beta_1} = -\frac{n_1}{n_2} = -1 \Rightarrow |\alpha_1| = |\beta_1| \Rightarrow \frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{2}{R_1} = \frac{2}{d} \Rightarrow |d| = f$ симетр. предмету.

2. $\frac{n_1}{n_2} - \frac{n_2}{n_1} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 n_2} \Rightarrow \frac{n_1 - n_2}{n_1 n_2} = \frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{2n_1}{R_1} \Rightarrow \frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{2}{R} = \frac{2}{d} \Rightarrow F = \frac{R}{2}$

§ 71, 72, 73 8 кл K-57, 58

K-35

Оптична система - сукупність зеркал, лінз, призм ... для отримання опт. зображення.

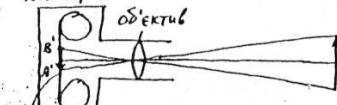
$$\frac{1}{F_{\text{сист}}} = \frac{1}{F_1} + \frac{1}{F_2} + \dots$$

для лінз розташованих в притул

$$\Delta_{\text{сист}} = D_1 + D_2 + \dots$$

- ① Для побудови зображення буджуть хід променів через систему, без проміжних зображень.
- ② Розрахунок системи проводять через проміжні зображення (жісні, уявні).

Фотоапарат - для отримання жісніх зображень предметів на камера



Найдвідстане $d > 2F \rightarrow f \approx F$ - зображення мається у фокальній площині, зменшене, негативне (горне \leftrightarrow діле)

Для отримання позитивного зображення (горизонтального) - негатив з плівки пересфотографують на фотопапір - фотодобільшувач.

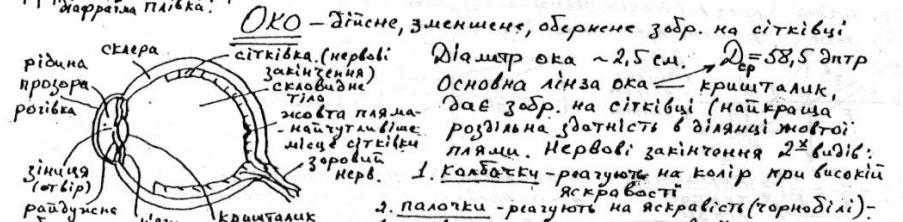
Світлосила об'єктива - характеризує освітленість зображення при заданій яскравості в предметі.

$$E = \frac{\pi}{4} \varepsilon B \left(\frac{D}{F}\right)^2 \quad \text{Дуже часто } E = \frac{D^2}{F} \quad F - \text{фокус} \quad \varepsilon - \text{коф. пропускання}$$

I Наведення на різкість - досягається переміщенням об'єктива або плівки із зображенням виниклими

II Регулювання світлосили - зідорогами, одноточковими (F) зменшення зідорогами добивається "глибину різкості"

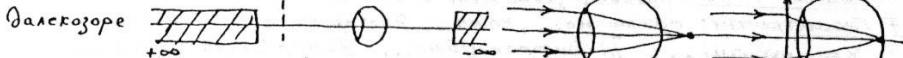
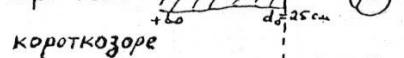
III Час експозиції - час відкривання затвора камери - визначає кількість світлової енергії на плівку.



Око - жісне, зменшене, обернене зобр. на сітківці
рідина прорізу склерія
рідина прорізу склерія
зіння (оківі)
радужніе м'язи кришталік
адаптація - зміна розмірів зінців при зміні яскравості (як зідорогата)

Аккомодація - наведення ока на різкість поблизу з здію шияз на кришталік - зміна його ефективності - зміна фокусної відстані. Ненакручене око $d = \infty$

Око
Область аккомодації



$d_o = 25 \text{ см}$ - відстань найкращого зору - т.ч. єуть зору, око ще не має пружене
 $\alpha = 1'$ - розмірна здатність ока ($F = 100 \text{ см}$) - око розділяє дві точки, єуть зору
на які $1'$ на дві сусідні нервові закінчення.

Стереоскопічність зору... (1-око - 10 см, 2-око - 180 см). $\Delta\Phi = 10''$

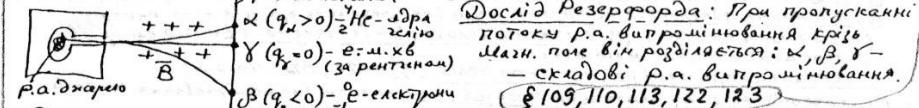
$\xi = 74, 75, 76, 80 \quad 8 \text{ кА K-58, 59}$

K-56

1896р. англ. А. Беккерель - відкрив радіоактивність (Р.А.).
(при вивчені чохлісценції сорії урану)

1898р. фр. Шаріє і П'єр Кюрі ... (1-а. елементу з 1T. уранової руди)

1911р. англ. Е. Резерфорд і фр. Содді довели, що при α -ро. а. процеесах розщипування відбілі перетворення ядер хім. елементів



Радіоактивність - спонтанне (самовільнє) перетворення ядер елементів де зумовлене внутрішніми причинами, та супроводжується випромінювання елементарних частинок (e^- , e^+ , p , n , γ , α , β ...), γ -лучів, ядер.

Р.а. природна ... ${}^{40}_{19}\text{K}$ з всі ядра $Z > 82$ штучна ...

Р.а. елемента не залежить: від його хімічного стану, фізичного стану (РІР, ТІР, ЕІР)

Р.а. - внутрішній процес - випадкове явине - підкоряється статистичним законам.

З-н. р.а. розпаду - кількість р.а. препарату зменшується за експоненціальним законом

$$-\frac{dN}{N} = k \cdot dt \quad dN = N \cdot e^{-kt} \quad dt$$

$\lambda = -\frac{dN}{N \cdot dt} = \text{const}$ - стала розпаду - іншорівністю розпаду λ ядра за t - const від даного р.а. елементу.

$$A = \frac{dN}{dt} = \lambda N \quad A = \frac{dN}{dt} = \frac{1}{\tau} \text{ (зажар) Беккерель} \quad A = \frac{1}{\tau} \text{ ку} \quad 1 \text{ ку} = 3,700 \cdot 10^{10} \text{ бк}$$

$$\lambda = -\frac{dN}{N \cdot dt} \Rightarrow \int \frac{dN}{N} = \int -\lambda dt \Rightarrow \ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t \Rightarrow$$

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad \text{3-н. р.а. розпаду} \quad A = A_0 e^{-\lambda t} \quad A_0 - \text{погаткова активність зразка.}$$

$$A = \frac{dN}{dt} = \frac{1}{\tau} \text{ (зажар) Беккерель} \quad A = \frac{1}{\tau} \text{ ку} \quad 1 \text{ ку} - \dots$$

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} \quad T - \text{період піврозпаду} - час за який розпадається половина півзажару$$

$$\text{для } t=T \quad N = \frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T} \Rightarrow \ln \frac{1}{2} = -\ln 2 = -\lambda T \Rightarrow T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda}$$

$$T_{\text{Rn}^{226}} = 4,5 \cdot 10^9 \text{ років} \quad T_{\text{Ra}^{226}} = 1622 \text{ роки} \quad T_{\text{Rn}^{228}} = 0,02 \text{ с}$$

$$A = \frac{N}{N_0} \quad \text{середній час життя р.а. ядра.} \quad \bar{t} = \frac{t_1 dN_1 + t_2 dN_2 + \dots}{dN_1 + dN_2 + \dots}$$

$$\bar{t} = \int \frac{t dN}{N_0} = \dots = \frac{1}{\lambda} = \frac{T}{\ln 2} = \bar{t} \quad T = \ln 2 \cdot \bar{t} = 0,693 \cdot \bar{t}$$

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} \quad \text{3-н. р.а. розпаду.}$$

Радіоактивні ряди ... ряд $U^{238} \rightarrow {}^{206}\text{Pb}$ Вікова рівновага ...

Датування ядер штодом р.а. розпаду (1913р. Жоліо, Резерфорд) ...

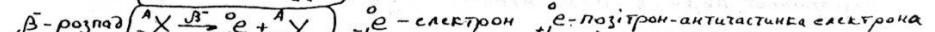
① Уранове "затягання" ... ② Радіоуглерідний метод ...

При р.а. розпаді (із проміжних ядерних реакціях) виконуються:

① З.з. заряд ② З.з. маси - енергії $A = N + \bar{t}$ - масове число = число нуклонів

$= N \text{ нуклонів} + Z \text{ кіліків е/р}$

Правило зміщення (Содді) α -розпад



${}^{A}_{Z}X$ - материнське ядро ${}^{A-4}_{Z-2}\text{Y}$ - від'єднане ядро

β^- -розпад ${}^{A}_{Z}X \xrightarrow{\beta^-} {}^{A}_{Z+1}\text{C} + {}^{A-1}_{Z-1}\text{Y}$

${}^{A}_{Z}X$ - елементарний захват... ${}^{A}_{Z-1}\text{Y} \xrightarrow{\beta^+} {}^{A}_{Z+1}\text{C}$

β^+ -розпад ${}^{A}_{Z}X \xrightarrow{\beta^+} {}^{A}_{Z-1}\text{Y} + {}^{A-1}_{Z-1}\text{Y}$

${}^{A}_{Z}X$ - е-захват або К-захват ${}^{A}_{Z-1}\text{Y} \xrightarrow{\gamma} {}^{A}_{Z-1}\text{Y}$

спонтанний полі ${}^{A}_{Z}X \xrightarrow{\gamma} {}^{A}_{Z-1}\text{Y} + {}^{A-1}_{Z-1}\text{Y}$

γ -захват або К-захват ${}^{A}_{Z-1}\text{Y} \xrightarrow{\gamma} {}^{A}_{Z-1}\text{Y}$

Застосування р.а. речовин ... Метод міченіх атомів ...

K-55 | Написати самостійно (A-4)

План.

1. ОКГ - § 103
2. Голографія - § 55
3. Нелінійна оптика - § 104

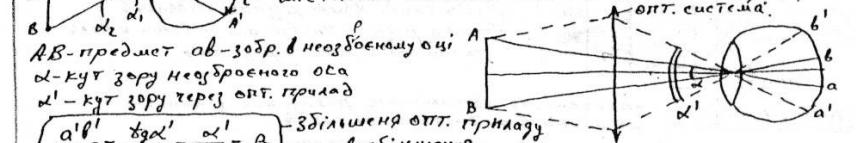
K-36

Оптичні прилади-збільшують кут зору на предмет

§ 80 8КЛ

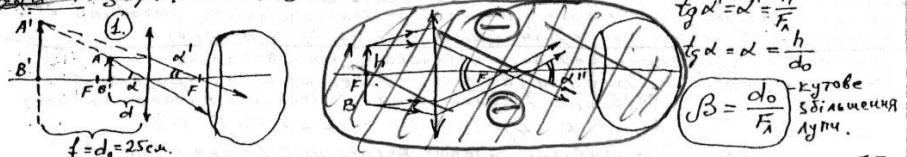
K-6061

Розмір зображення на сітці від ока виникається від зображення предмета. При $\alpha < 1'$ предмет (малий) або дуже далекий) бачимо як точку (все зображення міститься на одній колінчиці або паралелі).



I Лупа - короткофокусна зірнина лінза

Способи застосування: ① $\alpha < F$ чівне збільшене зображення (інстинктивно).
отримують на відстані $d_0 = 25\text{cm}$ (відстань найкращого зору), розглядають об'єм.



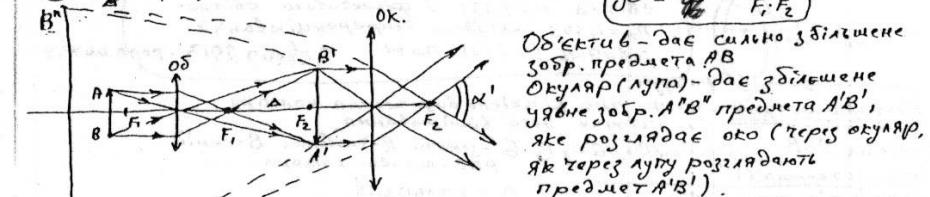
II Мікроскоп Об'єктив - F_1 , Окуляр - F_2 Δ -відстань між фокусами $F_1 F_2$

$$\beta_1 = \frac{A''B'}{AB} = \frac{d_1}{d_1} - \text{збільшення об}.$$

$$\beta_2 = \frac{A''B''}{A''B'} = \frac{d_0}{F_2} - \text{збільш. ок.}$$

$$\beta = \beta_1 \cdot \beta_2 \rightarrow \text{збільшення мікроскопа.}$$

$$\beta = \frac{d_0 \Delta}{F_1 F_2}$$

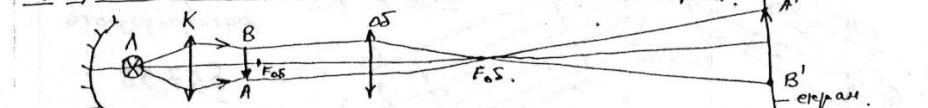


III Зорові труби (телескопи) - Кеплер (1613р) $F_{OB} > 0$ $F_{OK} > 0$
Галілея (1609р) $F_{OB} > 0$ $F_{OK} < 0$

$\beta = \frac{z_0 z_0'}{z_0 z_0'} = \frac{F_{OB}}{F_{OK}}$ збільшення труби Кеплера.

Бінокль (схема ходу променів ...)-
дій трубы Галілея, за рахунок прозорих
показників ізображення збільшується стереоскопіч-
ність зору.

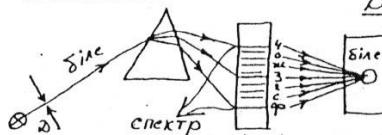
IV Проекційні апарати - дійсне збільшене зображення на екрані.



V Телескопи-рекордери Небогдан... Кассегрен... Максутова...

K-37 Спектр-райдужна смуга-віноке при прогулянці пугка білого світла крізь тригранку призму внаслідок дисперсії світла.

Дослід Ньютона



- Висновки: ① Біле світло - складне - це сукупність всіх колорів багатоколорки.
- ② Світлові хвилі різних колорів тоді різних частот або довжин хвилей заломлюються по-різному.

Дисперсія світла - залежність абсолютноного показника заломлення ретини від частоти світла.

дисперсія нормальна $\frac{dn}{d\lambda} > 0$ при $\lambda_1 - \lambda_2$ - спостерігається для прозорих ретин (далеко від смуг поглинання)

аномальна $\frac{dn}{d\lambda} < 0$ при $\lambda_1 - \lambda_2$ - спостерігається на смугах поглинання.

Дисперсія пов'язана з властивостями середовища ($n = \sqrt{\epsilon \mu}$, $\mu = 1/\epsilon_0 \mu_0$)
Тобто, звязана з поляризованістю ретини \bar{P} ($E_x \cdot \bar{E} = E_0 \bar{E}_0 \bar{P}$).
Амплітуда електричної вимушені коливання в сл. полі світлових хвилі. Амплітуда цих коливань залежить від співвідношення частот світла і власної, при цьому змінюється поляризованість ретини і відповідно діелектрична проникливість $\epsilon = \epsilon(\nu) \rightarrow n = f(\nu)$

Дисперсія характеризує всіх середовищ, крім вакууму.
Прояв дисперсії - Райдуга (беселла) - Р. Декарт 1637 р. - розглянув відбивання і заломлення світла, що падає на країну води $\theta = 4\beta - 2\alpha$ (1) $\sin \theta = n \sin \beta$ (2)

Зробивши > 10000 розрахунків θ для різних α Декарт встановив, що функція $\theta(\alpha)$ досягає мін при $\alpha_0 = 42^\circ$, що відповідає $\theta_0 = 59^\circ$

Основну діагу райдуги видно під кутом 72°

Задання. Отримайте θ_0 для терболового світла $n_0 = 1,331$ і діягетового світла $n_{\text{р}} = 1,343$ методом диференціювання рівняння (1) і (2) по α Левенія 2013 - переважно

Колориметрія - наука про кількісне вирізження колору і методах його вимірювання.

Система RGB. Колір $F = \alpha R + \beta G + \gamma B$ Г-зелений R-червоний В-синій (око - 500 колорів)

Колір тіла при освітленні	Білий світло визначати
прозоре тіло	непрозоре
працюємою частиною	працюємою частиною

Δ - колорів

$$\begin{aligned} \Delta &= 4 + 3 + C \\ &= 4 + 3 \\ &= 3 + C \\ &= 4 + C \end{aligned}$$

Пурпурний

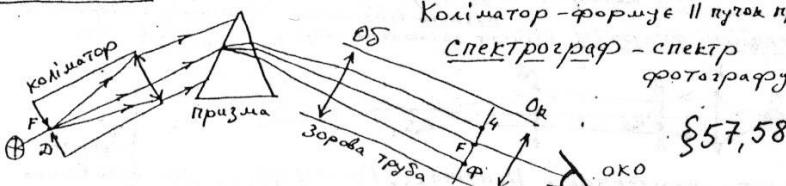
Доповнільні колори - колори, що при зведенні дають білий

$\star - C - 3 - P - 2 - Y$

Спектроскоп - пристрій для візуального спостереження спектрів

Коліматор - формує II пучок променів

Спектрограф - спектр фотографують.



§57, 58

K-54 Квантово-механічна теорія атома

Поведінка електрона в атомі описується рівнянням Шредінгера $\Delta \Psi + \frac{2m}{\hbar^2} (W - U) \Psi = 0$ підставляючи в него значення потенції енергії ел. (ЧС) - центрально симетричне поле водневодійних іонів, можна знайти дозволені значення енергії W і відповідні хвильові функції (Ψ ф-ції), що характеризують стан атома.

④ При $W < 0$ електрон, зв'язаний в атомі, його рух є періодичним, а значення повної W енергії квантується.

$$W_n = -\frac{e^2 R_h}{n^2} \quad n - визначається за формулою$$

⑤ момент імпульса електрона \vec{L} визначається за формулою $L_p = l \hbar$ - орбітальне квантове число

⑥ Якщо атом в зовнішньому магн. полі, то виникає просторове квантування - іструмент диспергування зору, який використовується в присторі сектора моменту імпульсу L_z електрона. Моменти зору, такі як орієнтації L_z при яких проекція вектора, на напрям зовнішнього м.п., приймає значення кратні \hbar .

⑦ З механомагнітних і магнітоземніх явищ (к-49 10 клас), відомо, що електрон володіє власними магнітними і механічними моментами.

Стовій момент імпульсу електрона $L_{zB} = \sqrt{S(S+1)} \hbar$

S -спінове квантове число $S = 1/2$

Просторове квантування спіна $(L_{zB} = m_s \cdot \hbar)$ m_s -магнітне спінове число

$$m_s = \pm \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$$

Висновки: стан електрона в атомі характеризують 4-квантовими числами n, l, m, m_s (головне, azimuthalne, магнітне, спінове).

Принцип Паулі (1926р) (принцип виключення) - в одному атомі, або в будь-якій іншій квантовій системі для частинок з $S = \frac{1}{2}$, не може бути двох електронів, що мають однакові набіги квантових чисел n, l, m, m_s , - тобто в одному стані не можуть знаходитися 2 електрони \Rightarrow в стані з 3 здійсн. N може бути не більше $N = 2l + 1$ електронів.

$$n = 1; n = 2; N = 8; n = 3; N = 18; n = 4; N = 32 \dots$$

Електронна оболонка - сукупність електронів, що мають одинакові значення головного квантового числа n .

$$n \quad 1 \quad 2 \quad 3 \quad 4 \quad 5 \quad 6 \quad 7 \dots$$

оболонка k $1 \quad 4 \quad M \quad 0 \quad p \quad d \dots$

підоболонка l $0 \quad 1 \quad 2 \quad 3 \quad \dots$

подовід S $1 \quad 2 \quad 3 \quad \dots$

атом $S_1 = 1 \quad S_2 = 2 \quad S_3 = 3 \quad S_4 = 4$ - електрони в підоболонках є або

найдовшими або відповідними - вони виникають електричні, оптичні, магнітні, хімічні властивості атомів.

Періодична система елементів Менделєєва - закон періодичності зміни хімічних і фізичних властивостей елементів в залежності від їх атомного номера Z - тає періодичність поб'єдана з характером будови електронних оболонок атомів.

Основні положення періодичної системи: ① $Z = Ne$

② стан електрона визначається (n, l, m, m_s) ③ розподіл електронів по станам відповідає принципу мінімуму енергії ④ виконується принцип Паулі.

Електронна хімія... Орбіта електрона...

K-53 | Рівняння Шредінгера

$\Psi(x, y, z, t)$ (псі-функція) - квільова функція (мас статистичний зміст) визначає в квантовій механіці положення частинки в просторі в даний момент часу. $d\psi$ - імовірність того, що частинка передуває в елементі об'єму dV

$$(d\psi = |\psi|^2 dV) \quad |\psi|^2 - квадрат модуля \Psi \text{ чи } |\psi|^2 = \psi^* \psi$$

$$|\psi|^2 = \frac{d\psi}{dV} = \rho - \text{застинка імовірності} - задає імовірність передування частинки в даній точці простору. (def. V)$$

$$\int |\psi|^2 dV = 1 \quad \text{Умова нормування імовірності вказує на те, що достовірного подію і є її імовірність} = 1$$

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi + U(x, y, z) \Psi \quad \text{Часове рівняння Шредінгера} -$$

Основне рівняння квантової механіки -
вони визначає функцію для частинок, з потенціальною енергією $U(x, y, z)$ з швидкістю v_{ccc} . $(\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}) = \nabla^2$ - оператор Лапласа

Рівняння Шредінгера виконується у вигляді на Ψ як функції:

$$\begin{aligned} & \text{1. } \Psi - \text{скінчена, однозначна, неперервна} \\ & \text{2. похідні } \frac{\partial \Psi}{\partial x}, \frac{\partial \Psi}{\partial y}, \frac{\partial \Psi}{\partial z} - \text{неперервні} \quad \text{3. функція } |\psi|^2 - \text{інтегрована} \\ & \text{Розв'язок часового рівняння Шредінгера } \Psi(x, y, z, t) = \Psi(x, y, z) e^{-i\frac{E}{\hbar}t} \quad \omega = \frac{E}{\hbar} \end{aligned}$$

$$(\Delta \Psi + \frac{\partial \Psi}{\partial t} (E - U) \Psi = 0) \quad \text{Стационарне рівняння Шредінгера} -$$

(Функція не залежить від t) E - певна енергія частинки

Функції Ψ які задовільняють рівняння Шредінгера при заданому $U(x, y, z)$ називають функціями фінітім. Якщо U - монотонна функція і $\lim_{|x| \rightarrow \infty} U = 0$, то в області $W < 0$ власні значення енергії W утворюють дискретний спектр. При $W = \text{const}$ тоді $d\psi = |\psi|^2 dV$ не залежить від t , та відстані частинки між стаціонарними станами.

Рівняння Шредінгера - не виводиться, а постулюється, і відображає квільову природу мікрочастинок. Вони правильно, до висновки з нового підтверднюються практикою.

Середнє значення фізичної величини X , що характеризує об'єкт, описується квільовою функцією Ψ .

$\langle X \rangle = \int S S X |\psi|^2 dx dy dz$ Частинка в однорівній, то потенціальні явища... Акінний гармонічний осцилатор...

Співвідношення невизначеностей Гейзенберга (1927р) - положення, щільно з яким корелює квільовий вираз частинок не дає можливості одноголосно визначити канонічні спрямовані величини.

$$\Delta X \cdot \Delta P_x \geq \frac{\hbar}{2} \quad \text{Це співвідношення випливає з природи самих мікрочастинок, а не відображає недолики методу і принципів вимірювання, в природі існує принципова менша точність вимірювання}$$

Стабільній стан частинки можна описати тільки імовірністю, поєднаною з Ψ функцією. Співвідношення невизначеностей становитьлежить застосування законів класичної фізики ($\Delta X \cdot \Delta P_x \gg h$), якщо $\Delta X \cdot \Delta P_x \approx h$ - то поведінка частинок описується з-під копюївської механіки.

Приклад: електрон відомі Н. Радіус R бір'євскої зорі $R = 0.5 \times 10^{-10}$ м, а $\Delta r = 10^{-6}$ м. Якщо припустити, що в виражені з точністю 10% ($\Delta r = 10^{-5}$ м)

тоді невизначеність координати $\Delta X \geq \frac{h}{\Delta P_x} \approx 70 \cdot 10^{-10}$ м або маємо в 150 разів $> R$. Таким чином, класичне покриття простору (орбіта) для електрона в атомі відсутнє зміст. Елементарна механіка на основі змінної Ψ функції може вказати лише імовірність передування частинки в даній зоні простору. Висновки з співвідношеннями:

1. стан, в якому частинка знаходиться у повному спокії - кінетичний і потенціальний
2. брехе змішані події в повній енергії на кінетичну і потенціальну. Потенціальний бор'єр... / Універсальний ефект ...

K-38 | Інтерференція світла - просторовий перерозподіл енергії світлового випромінення при накладанні світлових хвиль (пов. K-8 №4).

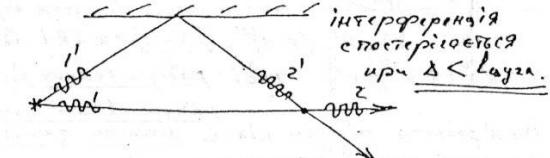
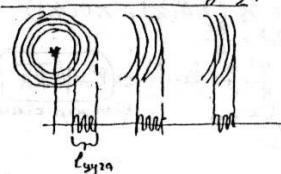
Стандартна інтерференція - хвилі когерентні: 1. однакові частоти 2. Однакова поляризація з. Стола в часі різниця фаз $\Delta\phi = \text{const}$.

Результат інтерференції в даній точці визначається різницею фаз хвиль - яка визначається ограниченою ходу хвиль - $\Delta = S_2 - S_1 = n_2 l - n_1 l$ ($\Delta = k\lambda$) - тах-уважа - тін - $(\Delta = (2k+1) \frac{\lambda}{2})$

Природні джерела світла - не когерентні - це зв'язано з механізмом випромінювання світла. Випромінювання світла атомами не відбувається когерентно. Енергія теплового руху збуджує клотично атоми або молекули джерела. Потім збуджені частинки протягом часу $\tau \sim 10^{-8}$ с випромінюють світло, і повертаються у нормальній стан. Хвilia випущена протягом одного акту випромінення має вид "куска" монохроматичної хвилі - його називають чуком хвилі.

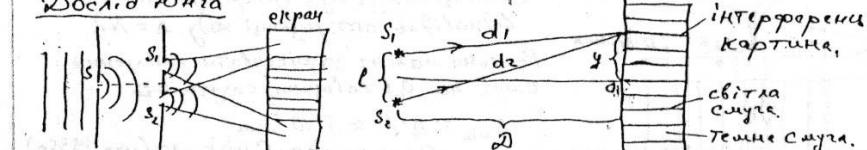
Чук $\approx 2 \cdot C = 3$ м чук не монохроматичний (щуре аналіз). Чук $\approx 10^6$ л. При спонтанному випроміненні атоми випромінюють незалежно від падіннями погатковими фазами ($\Delta\phi \neq \text{const}$) - природні джерела не когерентні. З-за когерентності - час протягом якого випромінення можна вважати монохроматичним для сонячного світла $\tau \sim 10^{-8}$ с $\tau \sim 10^{-3}$ с. Для ОКГ $\tau \sim 10^{-5}$ с $\tau \sim 10^{-3}$ с.

Когерентні світлові хвилі отримують розділенням світла від одного джерела на дві або більше хвиль (1. подія хвилі фронта 2. повіль амплітуд).



Інтерференція на картині для монохроматичного джерела - монохроматичний, для білого світла - різномірного.

Дослід Юнга



$$d_1^2 = D^2 + (y - \xi)^2 \quad d_2^2 = D^2 + (y + \xi)^2 \quad |d_1^2 - d_2^2| = (d_1 - d_2)(d_1 + d_2) \approx \Delta D = 2y\xi \Rightarrow$$

$$\Delta = y \frac{\xi}{D} \Rightarrow \max y \frac{\xi}{D} = k \lambda \Rightarrow Y_{\max} = k \lambda \frac{D}{\xi} \quad \Delta Y_{\max} = 2 \frac{D}{\xi}$$

$$\min y \frac{\xi}{D} = (2k+1) \frac{\lambda}{2} \Rightarrow Y_{\min} = (2k+1) \frac{\lambda D}{2 \xi} \quad \Delta Y_{\min} = \lambda \frac{D}{\xi}$$

ΔY_{\max} - відстань між сусідніми світловими смугами на екрані
 ΔY_{\min} - ширина інтерференційної смуги - відстань між сусідніми темними смугами.

Способи отримання когерентних хвиль:
I. Дзеркало Лойда ... II. білізеркало Френеля ... § 45, 46
III. Біпризма Френеля ... IV. Білинга Біє ...

K-39

Інтерференція світла на тонкій плівці

Оптична різниця ходу (з малюнка)

$$\Delta = (AB + BC) - h - (AD + DC)$$

Член $\frac{1}{2} \lambda$ виник тому, що при відображені від оптичної більш густого середовища (T.A) хвиля шінне фазу на ПП (відраза гівхвилі)

$$AB = BC = \frac{h}{\cos \beta} = \frac{h}{\sqrt{1 - \sin^2 \beta}} = \frac{h}{\sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{n^2}}} = \frac{nh}{\sqrt{n^2 - \lambda^2}}$$

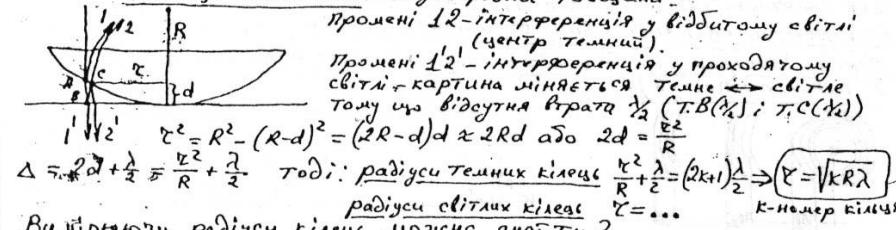
$$AC = 2AE = 2htg \beta \quad AD = AC \sin \alpha = 2htg \beta \sin \alpha = 2h \frac{\sin \beta \sin \alpha}{\sqrt{1 - \sin^2 \beta}} = \frac{2h \sin \beta \sin \alpha}{n\sqrt{1 - \sin^2 \beta}} = \\ = 2h \frac{\sin^2 \alpha}{n^2}$$

Тоді $\Delta = 2 \frac{hn^2}{\sqrt{n^2 - \lambda^2}} - \frac{2h \sin^2 \alpha}{\sqrt{n^2 - \lambda^2}} - \frac{1}{2} \lambda = 2h \sqrt{n^2 - \lambda^2} - \frac{1}{2} \lambda = \Delta$

Залежить від двох факторів: ① кута падіння ② товщини плівки.

Розрізняють два види інтерференції: I Смуги рівного накичу (λ -рівні при $n=\text{const}$). II Смуги рівної товщини (h -змінне при $n=\text{const}$). Для плоского клина ці смуги переделані на рівних відстанях II ребру клина.

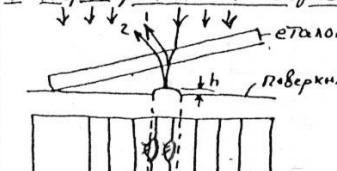
Кільце Ньютона - смуги рівної товщини



Виходить, що можна знайти d .

Застосування інтерференції

I Перевірка якості оптических систем



Зміщення смуг інтерференції на N більше від оптичної різниці ходу $\Delta = N\lambda$

Реально можна зафіксувати зміщення смуг на 0,1 товщини смуги \Rightarrow

$$\Delta_{\min} \approx 0,1 \approx 5 \cdot 10^{-5} \text{ м}$$

Олександр Сім'кула (Укр. 1935р.)

II Простільні оптики зменшення втрат відбитого світла при

проходженні оптических систем (4% на кожній поверхні) зуміється на інтерференції на тонких плівках.

Промені I 2 інтерферують, товщина плівки відбивають так, що вони "засили" один одного

$$\Delta \approx 2dh = \frac{\lambda_0}{2} \Rightarrow d = \frac{\lambda_0}{4n} = \frac{\lambda}{4} \quad \lambda = \frac{\lambda_0}{n} - довжина хвилі$$

Погасити весь зізапон відбитого світла неможливо, гасять середину спектру (жовто-зелену частину), підбиваються край спектра.

III Визначення n-показника заломлення - інтерферометр Рейса...

Інтерферометри... Унтерферометр Майклсона... Лінника... Фабрі-Перо...

§ 47, 48

K-52

Квантова механіка (1924-1926рр.) вивчає явища, що відбуваються в мікро світлі ($R = 10^{-10} \text{ м}$), їх об'єкти є атоми, молекули, кристали, а також атошини, ядра і елементарні частинки (гексе). Основи квантової механіки: 1. Закон Планка про кванти $E=h\nu$; 2. Закон Рінштейна про фотони; 3. Закон Броуля про хвильові властивості частинок рентгенівської енергії.

(Матрична (Гейзенберг, Борн, німець Шірак) Θ)

Планетова де Броїля (1924р.) - рух електрона або будь-якої іншої частинки, що має масу, пов'язаний з хвильовим процесом. Ідея процесу відповідає хвилі (хвилья де Броїля) $\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv}$ або $p = \frac{h}{\lambda} = \frac{h}{\lambda K}$

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2meK}} \quad \text{найдуто: } \lambda = \frac{h}{\sqrt{mE}} = 12,25 \cdot 10^{-10} \text{ м. } K = \frac{e}{\sqrt{2m}} \text{ - хвильовий вектор } \frac{h}{\sqrt{2m}}$$

при $E = 10^{-4} \text{ В}$ $\lambda = 10 \cdot 10^{-10} \text{ м.}$ - відповідний рентгенівській діапазон.

Гіпотеза де Броїля означає, що корпускулярно-хвильовий дуалізм бстанований для світла, що є універсальним характером. Він повинен проявлятись для інших частинок, що є відомішими інтуїцією. З частинкою, що рухається в просторі, пов'язана якість площа $\Psi = \Psi(x, t)$ (хвилья де Броїля) що поширюється в напрямі швидкості.

Гіпотеза де Броїля експериментально підтверджена 1927р. Дейксон і Джермер

попірек мікрондиректній електрод

Результат

ни

Ni

Пояснення - отримані тестами максимуми відповідають по формула Вульфа - Брэзіса

Інші досліди: дифракція електронів при проходженні кривої тонкої плівки, дифракція інших частинок. Електронографія, Електроногравія...

Наочне тлумачення правила квантування Бора

$$mVR = nh = \frac{nh}{2\pi} \quad (1) \quad \lambda_c = \frac{h}{mc} \quad (2) \Rightarrow h = \lambda_c m c \Rightarrow (1) \Rightarrow$$

$$mVR = \frac{nh}{2\pi} \Rightarrow 2\pi R = n \cdot \lambda_c - отримано квантування - на електронній орбіті $\frac{nh}{2\pi}$ - відстань хвилі склістрона до вкладається ще число разів.$$

В кожній тоги орбіті встановлюється незмінний часі коливальний речись і не виникає випромінювання.

Фізичний зміст хвилі де Броїля:

① Хвильові властивості частинок проявляються в тих ситуаціях, коли можна на досліді виявити дифракційні явища на частинках (половина виконується у випадку дифракції...)

② Ч макротіл λ де Броїля така жа, що експериментально не виявляється ($m=12$, $v=1 \text{ см/с} \Rightarrow \lambda \approx 10^{-10} \text{ см}$)

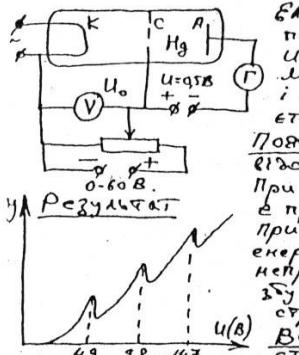
③ З аналогії зв'язку між хвильовими і корпускулярними властивостями світла (дифракція) на ізіні: $U-A \rightarrow$ хвильовий амплітуди хвилі в будь-якій точці простору є широко відомості протонів, що попадає в цю точку $U-N$. Побідний зв'язок для частинок \rightarrow хвильовий амплітуди хвилі де Броїля в даній точці простору, визначає імовірність того, що діяка частинок попадає в цю точку.

④ Хвильові властивості характерні не тільки для пучка частинок, але і для окремої рукоюї частинки (дослід Фабри-Канга, бідермена...)

Для однієї частинки квадрат амплітуди хвилі де Броїля Ψ^2 в даній точці простору є широко відомості виявлені частинку в цій точці (імовірності, статистичні зміст хвилі де Броїля).

§ 100, 101

K-51] Дослід Франка - Герца (1913р) - експериментальний доказ існування стаціонарних станів



Електрони (e) що рятують з катода пристрояються полем U_0 (KC) що проходить навколо та падають на анод. Балон заповнено парою Нg. Молекулі пружні (без зміни механічної енергії e) і непружні стикання (часті мех. енергії e) в перетворюється у внутрішню енергію атома - атом збуджується.

Пояснення результату: З спектроскопічними дослідами відомо, що $4,98 = (E_1 - E)$ - це енергія збудження атома Нg. При $U_0 < 4,98$ стикання є з атомом Нg пружні і відбувається залишаючи поле U_0 і падаючи на анод. При $U_0 > 4,98$ енергія є в стаї більше за $(E_1 - E)$ різницю енергії основного E_1 , і збудженого стану E_2 удар стає непружній - при ударі віддає свою енергію на збудження атома Нg і не проходить залишаюче поле U_0 струм I .

Висновки: ① Енергія атома - дискретна - існують стаціонарні стани ② Дослід підтверджує і $\frac{1}{m}$ постулат Бора - пари Нg в ланці при $U_0 > 4,98$ поглинає світло з $\lambda = 250 \text{ нм}$, енергія цих фотонів $= 4,98 \text{ еВ}$.

Теорія атома Н за Бором - Бор проклавував енергію атома - визначив значення енергії атома $E, E_2 \dots E_n$ в стаціонарних станах.

Для атома Н (для e) записуємо: правило квантування Бора - $mV R = n\hbar$ (1)

$$\text{II з-н Нейтона} - \frac{m^2}{R} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 R^2} \quad (2)$$

$$(2):(1) \Rightarrow \nu = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R^2} \text{ (тобто } \nu = f(\frac{1}{n}) \text{)} \quad (3) \Rightarrow (1) \Rightarrow R = \frac{n\hbar}{m\nu} = \frac{n\hbar}{me^2} =$$

$$R = \frac{4\pi\epsilon_0 h^2}{me^2} n^2 = \frac{e^2 h^2}{4\pi\epsilon_0 m^2} n^2 \quad (4) \quad R_b = R_1 = \frac{e^2 h^2}{4\pi\epsilon_0 m^2 c^2} = 0,528 \cdot 10^{-10} \text{ м} - \text{перший Борівський радіус}$$

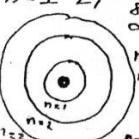
$$(R_n = R_b \cdot n^2)$$

Визначення енергії атома:

$$E_n = \frac{m\nu^2}{2} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R} = \frac{e^2}{2 \cdot 4\pi\epsilon_0 R} = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 R} \quad (5) \text{ тобі енергія атома}$$

$$\text{в стаціонарних станах (4) } \rightarrow (5) \Rightarrow E_n = -\frac{e^2 m \nu^2}{8\pi\epsilon_0 h^2} = -\frac{m e^4}{8\epsilon_0^2 h^2 n^2} \quad (6) \Rightarrow E_n = f(\frac{1}{n^2}) = \frac{E_1}{n^2}$$

$n=1$ $E_1 = \frac{m e^4}{8\epsilon_0^2 h^2} = 13,6 \text{ еВ}$ - енергія основного стану = A; роботі іонізації атома.



Формула (6) показує що енергія атома дискретна за $\frac{1}{m}$ постулатом Бора

$$h\nu_{nk} = E_n - E_k \Rightarrow \nu_{nk} = \frac{E_n - E_k}{h} = R \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (7)$$

$R = \dots$ - стала Різберга, $n(k)$ - головне квантове число - номер стану (7) - серійна формула, серії ламана $n=1$, балансера $n=2$, Пашена $n=3$

K-44 Теорія Бора застосована для відповіді більш іонів He+ Bi++ Bf+++

В спектроскопії часто спектральні лінії приймають у вигляді: різниці початкових чисел $T(n) - T(m)$ $T = \frac{R}{n^2 - 1} = \frac{R}{k^2} - \frac{R}{n^2} = T(k) - T(n)$ ($n > k$)

Ця теорія в перехідних станах є від класичної теорії до квантової. Недолік теорії: перші початкові числа! поєднання класичних і квантових понять - половина теорії. Але вона дуже чітко показала недостатковість класичної фізики до мікросвіті.

В 20-роках була створена квантово-механіка - теорія, що дозволяє описати поведінку великої кількості фізичних систем - від галактик до атомів і ядер. Але квантово-механіка не відмінно залишає класичної різнику, а вказує їх, як частинний випадок. § 99

K-40] Дифракція світла - явище, пов'язане з зміною напрямку
світлових хвиль у порівнянні з законами ГО, та з просторовою
інтенсивністю

Спостережається: при поширенні світла біля рідків тіл, при проходженні крізь отвори і шарми, при зустрічі з шкроневодорідностями середовища. Дифракція виродніша при $d \rightarrow \infty$ (перешкоди).

Принцип Гойгенса - Френеля - амплітуда коливань в т.В визначається як результат інтерференції вторинних хвиль від різтичних джерел, на які розбивається хвильовий діяльний
дорога. ① відшивається від поняття
світловий прохід ② дія фронту хвилі Σ ③ дія окремих ділянок цього фронту ④ дія окремої ділянки залежить від: 1. площини ΔS
2. відстані між ділянкою і т.В. 3. кута α

Дифракція Френеля - наближене розбідання дифракційної задачі у випадку сферичної хвильової поверхні (скінченна відстань від твердини до екрану).

Зони Френеля - ділянки на які розбивається фронт хвилі (відстань до коженої наступної зони від т.В. на λ більша ніж до попередньої).

$$\text{Амплітуда хвилі в т.В. } A = \sum_{i=1}^{\infty} a_i = \sum_{i=1}^{\infty} f(\Delta S_i, \gamma_i, N_i).$$

для малої кількості зон λ площа рівні $a_i \gg a_S \gg \lambda$...
Але сусідні зони з'єднують протифазі тоді

$$A = a_1 - a_2 + a_3 - a_4 + \dots = \frac{a_1}{2} + \frac{a_2}{2} - \frac{a_3}{2} + \frac{a_4}{2} - \frac{a_5}{2} + \dots$$

($A \approx \frac{a_1}{2}$) - сумарна амплітуда = половини 1^ї зони - можна вважати, що світло поширюється практично прямолінійно.

Чим менше λ \rightarrow тим менші зони, тиш тогілька ГО.
Якщо закрити всі зони, крім 1^ї тоді $A = a_1$ тобто амплітуда A_1 , а інтенсивність I_1 , якщо закриті 1^ї зону тоді $A = a_1$ тобто амплітуда A_1 .

Зонна пластинка (амплітуда) - скляна пластинка, на поверхні якої нанесене непрозоре покриття у вигляді кільце, що закривають тільки парні (або непарні) зони Френеля - відповідно зображені лінзи $A = a_1 + a_3 + a_5 + \dots$

І. Дифракція на коловороді отворі (малому).

Якщо для т.В. біля отворі укладається парна кількість зон Френеля тоді в т.В. сума пляма.

Якщо кількість зон непарна в т.В. світла пляма.

ІІ. Дифракція на диску (непрозорий) - дифракційна картина від монохроматичного світла на екрані має вигляд концентричних гілочок і світлих кільце з центром в т.В. де завжди так (світла пляма)

Якщо світло біле - в центрі біла пляма яка оточена коловородним кільцею.

ІІІ. Дифракція на краю напівплощини...

ІV. Дифракція на шарі...

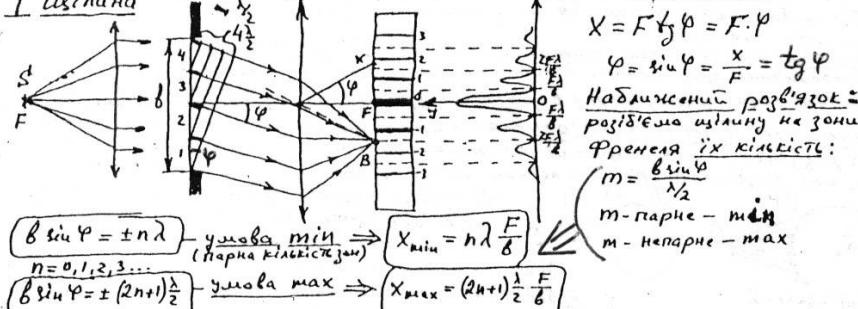
§ 50, 51

К-41

Дифракція фізики - площа хвильова поверхня (дзеркало і екран нескінченно віддалені від перешкоди).

ІІІ

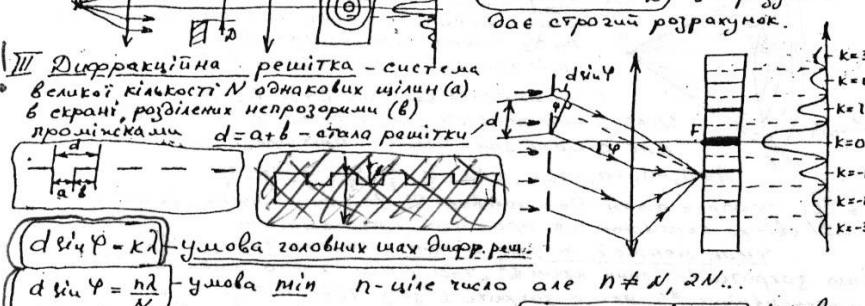
ІІІ



Якщо на ізлучну подає біле світло: 0° мін - білій, інші сині-жовті

ІІІ

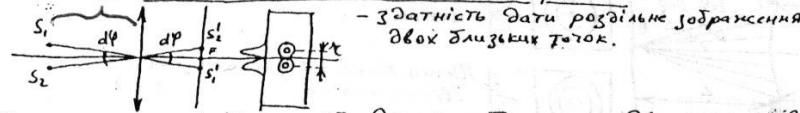
ІІІ



IV Пояснення світла на решітку $(d \sin \varphi - d \sin \psi) = k \lambda$ мін

Для білого світла на екрані: мін 0° порядку - білій, по обидві сторони від нього (симетрично) дифракційні спектри 1°, 2°, ... порядків. Спектри мають вигляд розділених смужок з плавними переходами від фіолетового до червоного.

Роздільна здатність оптических пристрій -



1. Для телескопів Критерій Релея - зображення двох тікотків дзеркал

можна розділити, якщо центральний мін від одного дзеркала співпаде з першим мін від другого.

Для всіх $k \geq 1$ - тікотки розділяються

$\frac{k}{F} = \sin \varphi_{\text{min}} = 1,22 \frac{\lambda}{d} \Rightarrow \Delta \varphi = 1,22 \frac{\lambda}{d}$ - кутова межа роздільної здатності телескопа.

2. Роздільна здатність мікроскопа - мін відстань від мін звичайною тікоткою, що розділяються

$\Delta \varphi_{\text{min}} = \frac{0,61 \lambda}{A}$ - або $\frac{(\Delta)}{2F} = A = \frac{1}{2} \Delta$ - кута розділення пучка від тікотки на об'єктиві.

§ 52, 53, 54, 81

К-50

АТОМ - катіонна частинка хімічного елементу, яка є ядром його властивостей (радіоактивність, лінійчасті спектри випромінювання і погл., іонізація атомів при електролізі і газовому розряді).

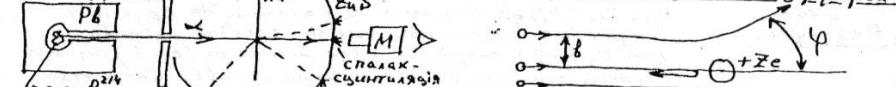
1897 р. англ. фіз. Томсон відкрив електрон $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$, $e/c = c = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$.

1911 р. Ернест Резерфорд здійснив дослід по розсіянням α -частинок на Ау. № 4631.

(α -частинки - Адро-гелій) $(m_\alpha = 4 \cdot 10^{-27} \text{ кг} \approx 7000 \text{ ез}; e_\alpha = +2e; v_\alpha = \frac{1}{15} c; N_\alpha = 2 N_h = 2)$

Дзеркало α -частинок - радіоактивні елементи (Р.А.Е.)

Схема досліду Резерфорда



Теорія розсіяння Резерфорда

При виводі зважку між φ і θ вважалось:

1. α -частинка і ядерно-тікоткі заряди 2. Розсіяння зумовлене кулонівським силами 3. $m_\alpha = 197 \text{ а.о.н.} \gg m_e$ - нечутливі енергією віддають 4. θ відомо з спектрів характеристичного рентгенівського випромінювання

формули Резерфорда для розсіяння α -частинок ... (видести)

Результат: зважки α -частинки з 100000 відхилялись на кут $\varphi > 90^\circ$ більшістю частинок $\varphi \approx 1-3^\circ$

Висновки: 1) модель Томсона (1) підтверджена справедливості з-за Кулонова зважки $R \approx 10^{-14} \text{ см}$ 2) атомний номер елемента $Z =$ числу протонів в ядрі 3) Ядерна (планетарна) модель атома:

АТОМ $R_a = 10^{-10} \text{ см}$ = ядро (Z протонів + N нейтронів) $A = Z + N$; $r_a = Z \cdot r_p = 10^{-14} \text{ см}$ + електронна оболонка (видніється зовнішніми електронами)

1. Практично вся маса атома ($99,99\%$) зосереджується в ядрі ($m_p = 1839 \text{ а.о.н.}$; $m_e = 1836,1 \text{ а.о.н.}$)

2. атом нечутливий $\varphi_\alpha = \text{чел. оболонки} \approx 10^{-14} \text{ см}$ - кількість електронів

3. атом пустий $R_a \gg R_\alpha$ - провідний зважки промінізмічних частинок

4. Хімічні, електричні, оптичні властивості атома виникають зовнішніми електронами. Електростатична система не може бути стійкою - тобто динамічна, але електрони рухаються по коловій орбіті, прискорюючись випромінювати е.м.хв. Втрати енергії і спостережені на ядро ($\approx 10^{-4} \text{ эв}$) ця модель не стійка з точки зору власності електродинаміки і не може пояснити лінійчасті спектрів. 1913 р. Установлено Нільс Бор - виднає обмеженість законів класичної фізики в шірокій межі.

I Постулати Бора

1. Атом може передувати не у всіх станах, чи допускає класична механіка, а тільки в деяких стаціонарних (квантових) станах, чи характеризуються певними дискретними значеннями енергії E_1, E_2, \dots, E_n . В цих станах, виникає класичній електродинаміці, атом не випромінює е.м.хв.

II Правило квантування орбіт - в стані атома електрони рухаються по коловій орбіті певні мати дискретні значення моменту імпульсу

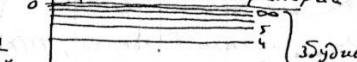
$$\frac{L}{h} = m_e R_n \cdot \frac{h}{T} \Rightarrow \frac{L}{h} = \frac{1}{2\pi}$$

III Правило тастета Бора - поглинання або випромінення енергії атомом відбувається при переході атома з одного стану в другий. Виникає ротація атома відповідно до різниці енергії станів

$$(h\nu)_k = E_n - E_k \text{ або } \nu_k = \frac{E_n - E_k}{h} = \frac{h}{T_n - T_k}$$

і - номера стану, станів T_n, T_k - спектральні терміни. Атом пога. тільки ті, що випромінюють. Поглини переходи без випромінювання, із застосуванням процесу пога. випром. приклади непримінні вважаються. § 96, 97, 98

Схема енергетичних рівнів атома



1. Основний стан E_1 $n=1$

2. 2. E_2 $n=2$

3. E_3 $n=3$

4. E_4 $n=4$

5. E_5 $n=5$

6. E_6 $n=6$

7. E_7 $n=7$

K-ТВЧ Ефект Допплера - залежність частоти хвиль, що сприймаються, від відносної швидкості джерела і приймача (або зміна частоти хвиль при переході від однієї СВ до іншої).

Розглянемо поширення плоскої хвилі, що випромінюється джерелом по напрямку до приймача.

$$СВ-К: E(x,t) = E_0 \cos[\omega(t - \frac{x}{c}) + \alpha] \quad (1)$$

Джерело приймач: $x' \rightarrow x$ ω -частота світла при нерухомому джерелі. Згідно з принципом відносності звичайної фізики мають однаковий вигляд в усіх СВ. $СВ-К': E'(x',t') = E_0 \cos[\omega'(\frac{x'}{c}) + \alpha'] \quad (2)$ ω' -частота світла, що фіксується в СВ-К', тобто приймачем.

Врахувуючи перетворення Лоренца, маємо:

$$E(x',t') = E_0 \cos\left[\omega\left(\frac{x'+vt'}{\sqrt{1-v^2}} - \frac{x'+vt'}{c}\right) + \alpha'\right] =$$

$$= E_0 \cos\left[\omega \frac{1-\frac{v}{c}}{\sqrt{1-v^2}} (t' - \frac{x'}{c}) + \alpha'\right] \Rightarrow \omega' = \omega \frac{1-\frac{v}{c}}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} = \omega \sqrt{\frac{1-\frac{v}{c}}{1+\frac{v}{c}}}$$

(*) $v = v_0 \sqrt{\frac{1-\frac{v}{c}}{1+\frac{v}{c}}}$ Поздовжній ефект Допплера - залежність частоти від відносної швидкості v приймача і джерела (при віддаленні приймача $v > 0 \Rightarrow \omega' < \omega_0$, при наближенні джерела до приймача $v < 0 \Rightarrow \omega' > \omega_0$).

$$\text{При } v \ll c \quad \omega' = \omega_0 \frac{1-\frac{v}{c}}{1+\frac{v}{c}} = \omega_0 (1 - \frac{v}{2c}) = \omega_0 (1 - \frac{v}{c}) \Rightarrow$$

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = -\frac{v}{c} \quad \text{Відносна зміна частоти світла } (\Delta\omega = \omega' - \omega_0)$$

Поперечний ефект Допплера - полягає у зменшенні частоти світла, що сприймається приймачем, якщо вектор відносної швидкості перпендикулярний до прямої джерела - приймача.

$$\omega' = \omega_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \approx \omega_0 (1 - \frac{v^2}{2c^2}) \quad \text{Зміна частоти при поперечному ефекті Допплера (для звукових хвиль поперечного ефекту не існує).}$$

Поперечний ефект значно менший за поздовжній. В загальному випадку відносна швидкість може бути розкладена на дві складові, одна з яких направлена уздовж променя джерело - приймач, а друга - перпендикулярно. Ці складові зумовлюють поздовжній і поперечний ефекти Допплера.

Приклади прояву: ① Використовують для вимірювання радіальних швидкостей зірок, по зміщенню ліній в спектрах зірок

$$\text{з формулами } \omega' = \omega_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

② За величиною додаткової ширини спектральної лінії можна судити про швидкості теплового руху молекул, а відповідно про температуру газу $v \ll c \Rightarrow \omega' = \omega_0 (1 + \frac{v}{c}) \Rightarrow \Delta\omega = 2\omega_0 \frac{v}{c}$

Аберрація світла ...

Схема спостереження ... Кут аберрації ...

$$\theta = \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 + \beta \cos\theta} \quad \text{- загальний випадок ефекта Допплера}$$

K-42 Поляризація світла - порушення осьової симетрії світлових (ел.-м.) хвилі відносно напряму її поширення

Природне (неполяризоване) світло - має осьову симетрію. Це зумовлено тим, що у природних (звичайних) джерелях присутні коливання різних напрямів. (кожен з цих хвиль, випущений атомом, пас-сферополяризований, але ізуги, випущені різними атомами, які посаджені одногого атома, мають різні площини коливань, що обрієнтовані випадково).



Поляризатор (P) - пропускає тільки складові цугів з певним напрямком коливань E_{\parallel} (паралельним осі)

Аналізатор (A_1, A_2) - поляризатор, який використовується

для виявлення характера поляризації світла.

$$J = J_0 \cos\alpha \quad \text{3-й Малюс - виражав інтенсивність}$$

світла } (J-E^2) \text{ за аналізатором}

$E_{\parallel} = E_0 \cos\alpha$

У α - аналізатора;

Поляризоване світло виникає: ① у джерелі (кристал) відсутня осьова

симетрія, отр.

② При віddільні і захоплені світло - у віddільному

промені переважають коливання I від площини

падіння, у захопленому переважають кол. II площ.

2. $\frac{J_0 \alpha_{бр}}{J_0} = N$ - 3-й Брюстера - при $\alpha = \alpha_{бр}$ віddіте від

зелектрика світло - повністю поляризоване (лінійно)

Формула Френеля ... !!

III Подвійне променезахоплення - при проходженні світла в анизотропних кристалах (одно і двохсл. голландський шпат) промінь розділяється на два пласкополяризовані промені (e, o), які поширяються з різними швидкостями і в різних напрямках.

e-промінь - незахідний (екстраординарний) - коливання ел. поля E_e в площині головного перерізу, що проходить

через промінь I опт. вісс кристала.

o-промінь - звичайний (ординарний) $E_o \perp E_e$

не залежить від напряму в присталі

не залежить від напряму в кристалі, e - не підлягає законам ГО. О - підлягає

Причина подвійного променезахоплення - анизотропія e - зелектричної

проникності і пов'язана з нею різна швидкість $v_e \neq v_o$ (тільки в набутті

однієї осі $v_e = v_o$ - промінь не роз'єднається).

IV Штучне анизотропне середовище і віddільно подвійне променезахоплення

виникає при розміщенні ізотропного кристала ① в сильному однорідному

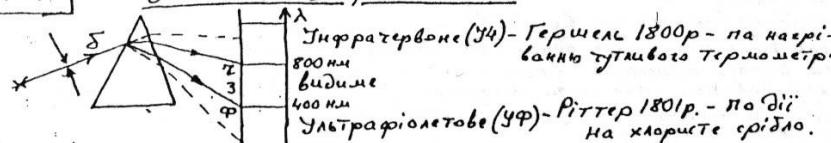
ел. полі - ефект Керра ② в магнітному полі - ефект Коффтона - Нутона

③ При механічній деформації - різотропність

Застосування поляризованого світла (поляризації) - ...

Призма Ніколя ...

K-43

ОПТИЧНЕ ВИПРОШІНЕННЯ

У4- проміння $\lambda_{\text{відм}} < \lambda < 2 \text{ м} \mu$ - **Теплове проміння**

I Дієслода сонце, якщо розжаренна - 70-80% - У4 - електрична дуга, електричні спіралі всі нагріті тіла, ОКГ (Не-Ін'єктор, СО₂-ін'єктор...)

II Методи реєстрації: ① теплові (У4-світло-тепло) ② фотодіелектричні (У4-струм)

③ люмінофори (У4-світло - видиме) ④ фотографія

III опт. властивості У4 ① багато ретробін из прозорі в видимій; УФ області - непрозорі $\lambda < \lambda_{\text{відм}}$ і напані ② Прозорість алюмінію Землі $\lambda > \lambda_{\text{відм}}$ пропускає відмінну між випромінюванням сонця подовжим на Землю $\lambda < \lambda_{\text{відм}}$.

У4 світло - електрично погликається парами H₂O, CO₂, O₂-парник Землі...

IV Застосування У4 ④ Вивчення структури електронних оболонок атомів та молекул ⑤ спектральний аналіз... ⑥ фотографія (аерофотофон, сіда, кристалічна, ботаніка, криміналістика, геологія, астрономія...) ⑦ Нагрівання і сушка матеріалів і виробів в промисловості... ⑧ Прилади мітного детекції на основі оптоелектронних перетворювачів (діоди, приціли...) ⑨ тепловізори для виявлення перегрітих деталей машин ⑩ системи самонасадження на снаряді, ракеті ⑪ У4- локатори і дальніоміри ⑫ надійність і коефіцієнт розрізу...

УФ- проміння $400 \text{ nm} > \lambda > 10 \text{ nm}$.

I дієслода - сильно нагріте тіло... II методи реєстрації... III властивості: ① спричиняють фотосвітлі ② викликають люмінесценцію ③ висока проникність і діалогічна активність ④... ⑤ оптичні властивості ⑥ сильно погликається склом, повітрям (кварц, фторозит) ⑦...

IV Застосування... Рентгенівське проміння $\lambda_{\text{відм}} > \lambda > \lambda_{\text{макс}} = 1895 \text{ pm}$. В. К. Рентген... укр. Іван Пулюй...

I Гальмівне рентгенівське випромінювання виникає при різкому гальмуванні швидких електронів. - має скінчений спектр

$$\text{Рентгенівська труска... } q_e \cdot v = \frac{mv^2}{2} = h\nu$$

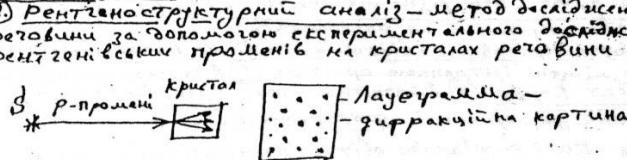
I Характеристичне р. випромінювання - виникає при енергетичних переходах внутрішніх електронів атомів (після збудження їх електронами, іонами, фотонами) та при закінченні електронів в глибині K-, L-оболонок атома та спектр ліній частин

II методи реєстрації...

III властивості: ① величезна проникність і діалогічність... ② дифракція рентгенівського проміння на кристалах...

$$\text{Дифракція } 2d \sin \theta = k\lambda$$

формула Вульфа-Брэга.



§ 63, 64, 65

K-TB-3

Взаємозв'язок маси і енергії:

($E=mc^2$) Енергія тіла і його маса (релятивістська) прямопропорційні будь яка зміна (крім зміни потенційної енергії) у будь-якому тілу) енергії тіла діє супроводжується зміною релятивістської маси тіла

$$\Delta m = \Delta E/c^2 \text{ і навпаки } \Delta E = \Delta m c^2 \quad \text{З-н взаємозв'язку маси і енергії}$$

УСВ Також чином твердимо про збереження сумарної поточної енергії (закон збереження маси не розглядає як окремий закон). Інакше взаємозв'язок маси і енергії розуміють як їх еквівалентність.

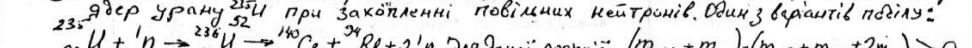
На протилежній релев. маси сумарна маса спокою взаємодіє з частинок не зберігається!!

Приклади: ① при абсолютно непружинному стиканні 2-х частинок в СВ-центр мас, маса спокою утвореної частинки $m_1 + m_2$

$$m_{\text{сп}} = m_1 + m_2 + (T_f T_i) \quad m_1 \text{ і } T_i - \text{маса спокою і кінет. енергія першої частинки}$$

Також чином: $m_{\text{сп}} > m_1 + m_2$ в даному випадку, кінетична енергія винесена з частинок перетворилася у внутрішню утвореної частинки, в результаті маса спокою утвореної частинки перевищує суму мас спокою взаємодіючих частинок.

② Робота атомних електростанцій зумовлюється на ланцюговій реакції поділу ядер урану ^{235}U при закінченні півмінів нейтронів. Один з відщітів поділу:



$\Delta E = \Delta m \cdot c^2 = 4 \cdot 10^{-11} \text{ Юл} - \text{зменшення маси спокою системи означає виділення енергії (внутрішня енергія перетворюється в кінетичну; окремих частинок (осколків поділу) і в електромагнітну енергію випромінювання).$

Частинки з нульовою масою спокою

$$\text{Повна енергія} - \frac{E^2}{c^2} = \frac{c^2 p^2 + m_0^2 c^4}{c^2} = m_0 c^2 \Rightarrow E = pc \quad (1) \quad \text{частинка} \quad P = \frac{E}{c^2} v \quad (2)$$

Рівняння (1) і (2) сучасні тільки при $v=c \Rightarrow$ Частинки з нульовою

масою заведи рухаються з швидкістю світла (фотон $E=h\nu$, $P=\frac{h\nu}{c}$)

ЗТВ - загальна теорія відносності - являє собою релятивістську теорію гравітації. У випадку сільких полів із цієї теорії переходить у ньютонівську. Фотон рухається з швидкістю світла, тому ньютонівська теорія єю незастосовна (ну ххх, що для грубої оцінки, дивися 13.5.7 - 13.5.9).

Згідно з ЗТВ дія гравітаційного поля на частинку виникається $\nabla \nabla$ енергією і імпульсом, а не масою.

Тому фотон ходить не має маси спокою, але гравітаційне поле на нього від.

Для сільких, коли фотон рухається уздовж лінії гравітаційного поля розрахунки ЗТВ співпадають з ньютонівською теорією

Для частинки з масою $m = \frac{h\nu}{c^2}$. Але коли фотон рухається поперек поясу ньютонівської теорії не працює. (для оцінки можна)

Приклад. Фотони, що приходять на Землю від Сонця рухаються уздовж лінії поля. Робота гравітаційного поля Сонця від'ємна, що приводить до зменшення його енергії \rightarrow зменшується частота світла - гравітаційне термін зміщення

§ 85

K-TB2 | . Релятивістське перетворення, і додавання швидкостей.

$$v_x = \frac{v'_x + v_0}{1 + \frac{v'_0 v_x}{c^2}}, \quad v_y = \frac{v'_y \sqrt{1 - \beta^2}}{1 + \frac{v'_0 v_x}{c^2}}, \quad v_z = \frac{v'_z \sqrt{1 - \beta^2}}{1 + \frac{v'_0 v_x}{c^2}}$$

формули перетворення швидкостей при переході від K' до K .

У випадку $v \ll c$ ці формули переходять у класичні Галілея.

Якщо тіло рухається уздовж осі X його швидкість v відносно СВ K ,

$v' = CBK'$, v_0 - швидкість K' відносно K .

$$v = \frac{v' + v_0}{1 + \frac{v'_0 v}{c^2}}$$

(частинки рухаються по прямій) ($v' = \text{відносна}$, $v_0 = \text{переносна}$, v -абсолютна швидкості).

Нехай $v' = c$ тоді $v = c$, нехай $v' = v_0 = c$ тоді $v = c$. Ці результати не бивні, тому що в основі перетворень Лоренца лежить II постулат СТВ .

Релятивістський імпульс. Рівняння Ньютона виявляються не інші до перетворення Лоренца. Можна показати, що 3-й збереже імп. (класик) не виконується при переході $K \rightarrow K'$

$$\bar{P} = \frac{m_0 \bar{v}}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

Релятивістський імпульс частинки m_0 - маса спокою частинки ($v=0$). $\bar{P} = m \bar{v}$ де $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ - релятивістська маса частинки (залежить від швидкості) - маса руху

$$\frac{d(m \bar{v})}{dt} = F$$

Релятивістський вираз II з-п м. Ньютона

(вираз $F = m \ddot{v}$ в релятивістській механіці не вірний, вектори F і \ddot{v} в загальному випадку неколінеарні).

Сила і імпульс - не $\text{in}v$ - в формулі їх перетворення при переході $K \rightarrow K'$

Релятивістський вираз для енергії. Врахуємо $\text{I постулат енергії}$ $dE = dT$

$$T = K = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} - m_0 c^2 = m c^2 - m_0 c^2$$

Релятивістський вираз для кінетичної енергії тіла (Вівесті...)

$$E = T + E_0 = T + m_0 c^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} = m c^2$$

Повна енергія тіла (частинки)

$$E_0 = m_0 c^2$$

Енергія спокою - ця енергія являє собою внутрішню енергію частинки (тіла). У внутрішню енергію, як і в повній енергії не входить потенціальна енергія тіла в зовнішньому сило-вому полі!! (на відміну від ньютонівської механіки)

$$E = c \sqrt{p^2 + m_0^2 c^4} \text{ або } E^2 = c^2 p^2 + m_0^2 c^4$$

Повна енергія частинки

$$\text{для випадку } p \ll m_0 c \quad E = m_0 c^2 + \frac{p^2}{2m}$$

Вільні частинки приписують повну енергію, а не тільки кінетичну, тому що енергія частинки по своєму змісту повинна бути величиною, що зберігається. Виявляється, що кінетична енергія не зберігається, крім того величина $\frac{E^2}{c^2} - P^2 = m_0^2 c^2 = \text{in}v$ при перетвореннях Лоренца. Експерименти над швидкими частинками підтверджують це.

II ка. § 83, 84, 85

K-50, 51 II ка.

Спектри випромінювання (емісії) (проба відбувається в дисперсії світла (получ'я, дуга, газовий розряд))

I Лінійчасті - дають резонансні в атомарному стані - складаються з окремих ліній. Кожна з них відповідає енергетичним переходам в атомі (енергія атома може зменшувати тільки певні (дискретні) значення, при переході атома (електрона) з одного енергетичного стану (рівняння) в другий відбувається випромінювання світла $E = E_i - E_f$

E_i -енергія збудженого стану E_f -енергія стачу на який відбувається переход. Схема енергетичних рівнів атома. Спектральні лінії об'єднуються в спектральні серії. Наприклад для стачу N серії описується формулою $E = R \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right)$ R -стак Різберга.

n_1 -номер серії (номер спиротрібна на який відбувається переход) $n_2 > n_1$ -цілі числа. Спектральні лінії не строго монокроматичні. Природна широка лінія - виникається супутніми часами однога акту випромінювання (анелі Форре) широка лінія виникається впливом електричного і магн. полів, тепловим рухом атомів (ефект Доплера), тонкою будовою енергетичних рівнів.

Атоми різних резонанс-різниці енергії, рівні - різні спектри основа спектрального аналізу.

II Смугасті - дають резонансні в молекулярному стані - серії дуже близьких ліній заповнюють ширу смугу

Схема енергетичних рівнів молекули складніша від атома. (Більше зважо-він і виділ руху Емол-енергія власності електронів + коливання енергії атомів, + обертання енергія молекули).

III Сучільні - дають нагріті тверді тіла - вузькій віддаленісті атомів кристала веде до зміщення, розщеплення та розширення дискретних рівнів атомів - виникати спиротріб. зони.

E_0 -заборонена зона при $E_0 > E_{\text{Форре}}$ видимого світла - кристал прозорий

Спектри поглинання (адсорбції) - світло сучільного спектра пропускається через холдинг дослідну резонансну і вивчається її спектр поглинання (лінійчасті, смугасті, сучільні)

З-п Кірхгофа - ліній поглинання відповідає лініям випромінювання атома

Спектральний аналіз - фізичний метод кількісного і якісного аналізу хімічного складу резонансні - засновується на вивчені оптичному спектрі Засновується: хімія, металургія, астрономіка, геологія, кристалістика...

Якісний аналіз - кількісний аналіз є

1814р спектр Сонця (н.н. Фраунгофер) - темні лінії - спектр поглинання сонячної атмосфери \rightarrow склад атм.: H_2 Li Ca Fe відкрито Негелій - через Хроєв на Землю.

Поглинання світла - брати світлові енергії на нагрівання середовища, збудження вторинного випромінювання, іонізація, фотокімічні процеси...

3-й Бугера-Гамберта - Бера $J_0 = J_0 e^{-\mu_0 X}$ J_0 -інтенсивність світлового пучка певної λ , що падає \perp на шар резонансу. J_0 -інтенсивність після проникання світла в резонансу на глибину X .

μ_0 -поглинання поглинання для дової λ . μ_0 -поглинання поглинання для дової λ . μ_0 -поглинання поглинання для дової λ .

§ 97 к-52
§ 59-62

K-45 Розсіяння світла - зміна напряму поширення і параметрів світла при взаємодії з речовиною (зумовлене вимушеними коливаннями електронів в атомі під дією падаючою світла) Розсіяння відбувається і у каламутному середовищі (аерозолі - дисперсія) - за рахунок присутності в середовищі іншорідинних частинок Π в оптично неоднорідному середовищі (внаслідок дифракції згустини, орієнтації, концентрації середовища).

Інтенсивність розсіяного світла являє собою суму інтенсивностей розсіяння в окремих частинках (личе при великих пропускнотій аерозоля вражують базаторації розсіяння). Розсіяне світло частково поглинане.

(1) Геометричне розсіяння $R \gg \lambda$ (великі колір хмар) - світло, що падає на поверхні частинки $R = \pi R^2$ розсіюється в сторони

$$\Delta \Phi_{\text{роз}} = \Phi_{\text{пд}} \cdot S \cdot n \cdot \Delta X \quad \text{частинка світла, що розсіюється в середовищі з залежністю від концентрації} n. (S - ПЛ. 108. перерв.)$$

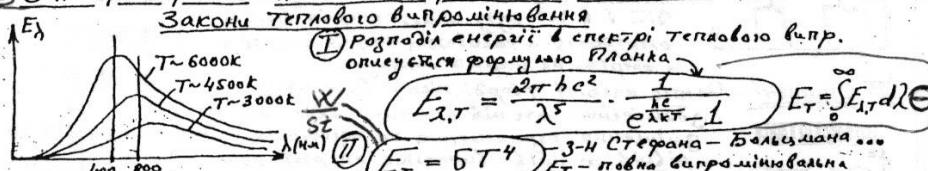
(2) Релейське розсіяння $R \ll \lambda$ (мелісій колір неба, первинний сонячний)

$$\Delta \Phi_{\text{роз.}} \sim \frac{\Delta X}{\lambda t}$$

(3) Дифракційне розсіяння $R \approx \lambda$ $\Delta \Phi_{\text{роз.}} = f(n, R, \lambda) \sim \frac{1}{\lambda^2}$

Теплове випромінювання - е.м. випромінювання, що виникає за рахунок внутрішньої енергії речовини, єдине випромінювання, що може перевісти у термодинамічну рівновагу з речовиною - основа наявності від люмінесцентного випром. (При рівновагі витрати енергії на теплове випромінювання за рахунок енергії падаючого випром. / Рівноважне випромінювання становиться відповідно до закону Тієї системи, всі тільки якщо можуть виникнути. Об'ємна густина енергії рівноважного випром. / її розподіл по частинкам є $f(T)$)

З-н Кірхгофа ... Абсолютно гарне тіло... Абс. Ідеал тіло... Сіретіло...



(1) Розподіл енергії в спектрі теплового випромінювання опишується формулами Планка

$$E_{\lambda,T} = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{hc/(\lambda kT)} - 1} \quad E_T = \int E_{\lambda,T} d\lambda$$

$$E_T = \sigma T^4 \quad \text{З-н Стефана - Болцмана}$$

E_T - повна випромінювання

здатність абсолютно гарного тіла (для сірого тіла $E = \dots$)

III З-н зміщення Віна $\lambda_{\text{макс}} \cdot T = \text{const}$ - максимум - випромінювання

здатності з нагріванням тіла зміщується в сторону коротких хвиль.

Оптична пірометрія ... пірометри ...

(1) На основі законів електродинаміки і статистичної фізики про рівнорозподіл енергії по ступеням вільності отримана формула

- Релея - Діксона ... яка не змогла описати розподіл енергії в спектрі абсолютно гарного тіла. Ультрафіолетова катастрофа ...

М. Планк - квантова гіпотеза!!! (1) Внаслідок осцилятора може приймати лише певні дискретні значення (2) Випромінювання виникається тільки не неперевно, а у вигляді окремої порції - квант випромінювання (фотон) \Rightarrow формула Планка $E_{\lambda,T} = \dots$

I. Енергія фотона $E = hV = \hbar \omega \Rightarrow h = \dots \quad \hbar = \dots$

II. Маса фотона $hV = mc^2 \Rightarrow m_p = \frac{hV}{c^2} = \frac{E_p}{c^2}$

III. Умноження фотона $P = m_p \cdot c = \frac{hV}{c} = \frac{E_p}{c} = \frac{h}{\lambda}$

Осцилятор - коливальна система

$$W = \delta T^4 S t \quad \text{- з-н. Стефана - Болцмана, § 86, 90}$$

K-781 Класична механіка ... Механік її застосування... Ньютонівські уявлення про простір і час... ІСВ...

Перетворення Галілея... Принцип відносності Галілея... Інваріантні величини... Приклади інв. величин в механіці...

А. Ейнштейн 1905р. СТВ - спеціальна теорія відносності - теорія простору-часу у випадку дуже слабих гравітаційних полів.

Постулати СТВ: (I) Всі закони природи однакові в усіх ІСВ (принцип відносності)

(II) Швидкість світла у вакуумі одна стала для всіх ІСВ і не залежить від руху джерела або приймача (доказом є дослід Майклсона - Морлі... висновок досліду - світового ефіру не виник)

Висновки: 1. одногасність подій - відносна 2. час - відносний 3. швидкість світла - гранична (так можлива в природі) - 3-й прирід

4. простір і час взаємозв'язані - простор-час 5. перетворення Галілея

СВ K' рухається відносно ІСВ K швидкістю v_0 . Системи K і K' - повністю рівноправні (K' - інерційна, K - неінерційна)

Перетворення Лоренца (1904р. Лоренца) - формули за якими здійснюють переход від координат і часу відрахованих в K' до K

$$x' = \frac{x + v_0 ct'}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad y' = y \quad z' = z \quad t' = \frac{t + \beta x'}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad \text{або} \quad ct' = \frac{ct + \beta x'}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad \beta = \frac{v_0}{c}$$

(формули переходу $K \rightarrow K'$...) У випадку $v_0 \ll c$ перетворення Лоренца переходять у перетворення Галілея при $v_0 < c$ вирази для x, t, x', t' уявні - перевищити швидкість світла у вакуумі неможливо

Наслідки перетворень Лоренца (релятивістські ефекти) - довжина тіла є вимірювана в СВ, відносно якої воно рухається, виявляється менше довжини l_0 , вимірюваної в СВ, відносно якої тіло нерухоме.

Довжина тіла зменшується тільки уздовж осі руху (x) по Y і з розшири не зменшується. Візуально (або на фотографії) зміну форми тіла виявити неможливо... її власна довжина (формули вище)

2) Проміжок часу між подіями Нехай у K' відбувається дві події. Перша подія в тогці з координатою $x'_1 = a$ в момент часу t'_1 , друга - в тогці $x'_2 = a$ в момент часу t'_2 тоді

$$t_1 = \frac{t'_1 + \beta a}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad t_2 = \frac{t'_2 + \beta a}{\sqrt{1 - \beta^2}} \Rightarrow t_2 - t_1 = \frac{t'_2 - t'_1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \Rightarrow \Delta t = \frac{\Delta t'}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

В K' події відбулись в одній точці ($x'_1 = x'_2$). Нехай це відбулося в t'_1 з одногочастинкою. K' рухається з швидкістю v_0 відносно K . Тоді $\Delta t'$ можна трактувати як проміжок часу, вимірюаний по годиннику нерухомому

відносно частинки, тобто по годиннику, що рухається разом з частинкою - власний час - $\Delta \tilde{t}$

$\Delta \tilde{t} = \Delta t / \sqrt{1 - \beta^2}$ - зважок власного часу з часом Δt , відрахованим по годиннику СВ відносно якої тіло рухається з швидкістю v_0 .

Власний час залежить менший, ніж час, відрахований за годинниками, що рухаються відносно тіла. Доказ (явила з-н. мережини) ...

парадокс двох близнюків ... § 82 9ка К-5

K-49 Люмінесценція - нерівноважне випромінювання світла тіами (надлишкове над тепловим), яке збувається різними процесами і має тривалість 2, більшу за період світлової хвилі.

1. розв'язання ① за типом збудження:

I Люмінофотонна - світлення т.т. при бомбардуванні їх іонами.

II Фотолюмінесценція - світлення речовин під дією світла. (світління парів флюоресцентних, газу, розтику хімічної, діяльності світла...)

III Катодолюмінесценція - світлення т.т. при бомбардуванні їх електронами (екрані електронно-променевих трубок)

IV Хемілюмінесценція - спровоковане хімічною реакцією (світління фосфора, глинисті дерев, світляків, глибоководних риб...)

V Електролюмінесценція - виникає під дією електричного поля (азороградіні). Люмінографи - реговички які дають I. світлення (фотолюмінографи, катодолюмінографи, люмінографи радіоактивного збудження - інтенсивні спалахи на екрані ЕІ в під дією γ-частинок - сцинтиляція).

② за тривалістю: 1. Флуоресценція ($\tau = 10^{-8} - 10^{-3}$ с) - швидке висвічування після збудження (пояснення - рекомбінація попередньо збуджених ел. і зірок або повернення збудження молекул з метастабільного стану у нормальній)

③ за механізмом висвічування:

1. Резонансна. (атомарні гази)
2. Спонтанна I. (перехід атома на проміжний стан) - складні молекули у парах і розтиках
3. Винуватча I. (індуковане випромінювання) - випромін. атомів (молекул) реговички які знаходяться у збудженному стані, під дією зовнішнього винувачного випром. (винуватче випром. - когерентні) - обт.

4. Рекомбінаційна I. - виникає при об'єднанні частинок розділених при поглинанні енергії на стадії збудження (кристалофосфори, КП).

(4) Основні 3-ти I. I З-н Стокса - фотолюмінесценцією випромін. має більшу λ , ніж збуджуюче. II При T_1 зростає таєкта проміння $3\lambda < \lambda_{\text{збуд}}$ III вихід I. - (відношення I. випромінювання до потужності поглинутої світла) $\rightarrow A_b$

Застосування I.: спектральний аналог, висвірена світла, фарби, вильвання будови атомів, молекул, реговички ...

Фотохімічні явища - поглинання фотонів приходить до хімічних перетворень.

$H + h\nu = H + B$ Фотосинтез в природі ...
фотохімічні реакції у сітівці ока ...

Фотографія ... ① $\uparrow\downarrow$ ② ③
 $AgBr + h\nu = Ag + Br$

① центри прикованого збудження після освітлення

② результат проявлення ③ результат фіксації (закріплення)

Корпускулярно-хвильовий дуалізм властивостей світла...

Хвильовий і корпускулярний (корпускулярний) способи опису світла не протирітає, а взаємодоповнюють друг друга, тому що світло одноголосно болідів і хвильовим і корпускулярним властивостям.

Хвильова природа світла (дифракція, інтерференція, поляризація, дисперсія, зни поглинання, тися чиївкіті)

Корпускулярні властивості (випромінювання т.т., поглинання, фотоефект, ефект Комптона, люмінесценція, фотокімія...).

§ 94, 95, 103

K-46 Квантова оптика - вивчає явища в яких проявляються квантові властивості світла (теплові флюси, фотоефект, ефект Комптона, фоторічні реакції...).

Фотоефект (Г. Геріс 1887 р.) - виривання електронів з речовини під дією світла.

1. $\Theta = \text{const}$ (електронні виплати під дією світла) повертатися під дією ел. поля.

2. $\Theta \rightarrow 0$ (е-виплати під Θ)

3. Θ , скло перед $Zn \rightarrow$ фотоефект

Фотоефект в газах - іонізація атомів і молекул - фотодіодизація (іскра, стрижур К-Б ЮКА).

Зовнішній фотоефект - фотолектрони виплати на речовини (металах).

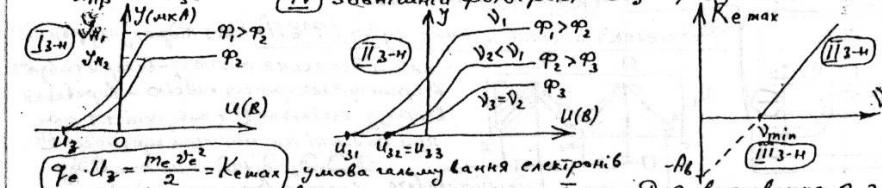
1888-1890 р. О. Столетов закони фотоефекту:

I З-н фотострум насичення (кількість е) пропорційна світловому потоку (при неділеному спектральному складі) $e = K \Phi$

II З-н швидкості (кінт. енергія) збільшується із збільшенням λ світла і зменшується від інтенсивності світла.

III З-н Незалежно від інтенсивності світла із залежістю від інтенсивності світла фотоефект починається для даного металу при певній мінімальній частоті ν_m (абсолютна) світла - верхові.

IV Зовнішній фотоефект - безінерційний



$U_s = \frac{h\nu - W}{e}$ - умова наявності електронів Хвильова е-м. теорія світла пояснює тільки I З-н. Для виривання з металу необхідно виконати певну роботу $A_b = c \cdot \Phi$ (Ч-контактний потенціал К-54 ЮКА півторити!) А-з таблице. Під дією Е поля е-м. хвилі в отримує потрібну кінетичну енергію. При збільшенні інтенсивності світла зростає число e з $k_e \geq A_b$. З цик ширкування \Rightarrow що має бути ~ інтенсивності світла, а це суперечить II З-н.

Теорія фотоефекту А. Ейнштейн 1905 р. - фотоефект підтверджує дискретність світла.

1. Світло не неперервна хвиля, а потік частинок - фотонів (квантів) і при випромін. і поглинанні (планк) і при поширенні (маса спокій фотона = 0; фотон завжди рухається з швидкістю світла С)

2. Шонокропчастіне випром. - суккупність квантів з енергією $E = h\nu$

Пояснення фотоефекту: енергія фотона $h\nu$, що падає на реговички, витрачается на роботу викиду A_b електронів з реговички, на надання є кінетичної енергії

$$h\nu = A_b + \frac{m_e v^2}{2} \Rightarrow \text{II З-н } K_e = E_f - A_b = h\nu - A_b - \text{дій з графік.}$$

$$E_f = A_b + K_e$$

Р-НЯ Ейнштейна для фотоефекту (вирішує З. З. Б.)

$$h\nu_{\min} = A_b \Rightarrow \nu_{\min} = \frac{A_b}{h} \lambda_{\max} = \infty$$

Умова фотоефекту

при $\nu < \nu_{\min}$ фотоефект не має

III З-н При поглинанні світла кожний фотон передає всю свою енергію $h\nu$ частинці реговички (електрон). Густина потоку світла - освітленість - інтенсивність світла за вінштейном \sim кількості фотонів $E = \frac{\Phi}{S} = \frac{N h \nu}{S}$ N -кількість фотонів що падає за S на поверхню S $N \propto N_e \rightarrow$ III З-н.

Багатофотонний фотоефект - електрон одногасно обриває енергію (пояснене не один фотон а декілька N годі) ($N h \nu = A_b + E_f$), при багатофотонному фотоефекті верхові менша змішується в сторону менших ν (більших спостерігається при більш великих інтенсивностях § 87, 88, 92)

Дослід Боте...

K-47 | Застосування фотодифракту - фотоделементи - приклади, в яких виникає ЕРС і струм під дією світла.

I Фотоделементи з зовнішнім фотодифрактом (вакуумні, газонаповнені):

- пристрій світла (фотореле, збуджуве кіно, фоторамерія, фоторелейорамерія...)
- Вакуумні - світло вивідає електрони з катода і ел. поля розганяє їх до анода
- Газонаповнені - відбувається іонізація гору і лавинне зростання кількості електронів (літичник Гейгера К-БІ ЮЛА).

Катод: 1. цезій 2. до 6400мк 2. сурміано-цеїзевий 2. до 6000мк
3. киснево-цеїзевий 2. до 1500мк.

II Внутрішній фотодифракт - Перерозподіл електронів по енергетичній струкці в рідинах і т.д. (ЧПУ, діелектрики) - проявляється у зміні концентрації масів електронів (розрив з'язків - зупинка пари е-дріка) № 29.

Фотодіод (резистор)-фотометрія...

III Вентільний фотодифракт - виникнення фотоЕРС під дією світла в контактах КЛ - штаті або в р-п переході (внутрішній фотодифракт відбувається на межі з електронно-іонізованим переходом і супроводиться розрізнянням електронів, що діють під дією поля перехода).

Застос: сонячні батареї, фотодекомпонометри..., люксметри...



Фотоделектронний гальваноскоп (ФДП) - для підрахунку рогонів - для підвищення сигналу - використовують вторинну електронну емісію - виробляючи відродж десількох е-з поверхні т.т. при подінні на неї притисканого С. Д. десількох - іоніді - на них відбувається вторинна емісія

Передавальні та засоби зберігання інформації: електронний магнітний носій...
Електронно-оптичний перетворювати ЕОП...

Ефект Комптон (1923) - розсіювання е. м. проміння (рентгенівського) на вільних або слабо зв'язаних електронах ретробіні, при чому змінюється енергія (імпульс) рогонів.

Обмін енергією та імпульсами між рогоном і е. м. відбувається у відповідності до:
$$3.3.6: h\nu_0 + m_e c^2 = h\nu_1 + \frac{m_e c^2}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \quad (1)$$

або за теоремою cos:
$$3.3.7: \bar{P}_0 = \bar{P}_1 + M_e \bar{v}_c = \bar{P}_1 + \frac{m_e \bar{v}_c}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \quad (2)$$

$$\left(\frac{m_e \bar{v}_c}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}\right)^2 = \left(\frac{m_e \bar{v}_c}{c}\right)^2 = \left(\frac{h\nu_0}{c}\right)^2 + \frac{h^2 \nu_1}{c^2} \cos^2 \varphi \quad (2)$$

3 р-н (1) і (2) симетрія... $\frac{1}{\nu_1} - \frac{1}{\nu_0} = \frac{\lambda_1}{c} - \frac{\lambda_0}{c} = \frac{h}{m_e c^2} (1 - \cos \varphi) \Rightarrow$

$$\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_0 = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \varphi) = \lambda_k (1 - \cos \varphi) = 2\lambda_k \sin^2 \frac{\varphi}{2}$$

$\lambda_k = \frac{h}{m_e c}$ - комптонівська довжина хвилі електрона.
Комптонівська довжина хвилі електрона підтверджена що фоторамер, тим підтвердила "корпускулярну" природу рогонів, тим

Поглиноми рогонів можуть тільки зв'язані електрони!! (поглиноми рогонів вільних електронів неможливі!) $3.3.8: h\nu + m_e c^2 = m_e c^2 \frac{h\nu}{c} + m_e c^2$ є рівність сумісні тільки при $V=0$ доведення...

889, 90, 91

K-48 | Тиск світла

T Е.Ш. Теорія світла - некий на поверхню провідника падає \perp до неї площа хвилі. Під дією ел. поля хвилі відхиляються від нормалі \vec{E} - відхилені поверхні виникає струм і (в Токенському повітряному шарі). На цей струм діє сила Ампера (направлена в сторону тіла, \perp до поверхні) - яка і зумовлює тиск світла. Наглядно світло також створює тиск $F = i B a$ (1)

Поверхневий струм і сам складає с.п. індукцією B' . Повне с.п. це сума по всіх хвилі і струму $B+B'$. Але в середині провідника хвилі не проникають $\rightarrow B=-B'$ внутрішній. Поверхні $B_{\text{зах}}=B$ тобто поблизу B

Так як е.м. поле хвилі змінне $\rightarrow \vec{E}$ - змінний. й за теорією Максвелла зміна с.п. поширюється разом з змінною ел. поля від поверхні тіла поширюється відповідно хвилі. Направлення E' визначається за правилом свердлінка. Визначмо ї за теоремою про циркуляцію \vec{B} по контуру MNRA $2B \cdot b = \mu_0 i$ (2) \rightarrow (1) \Rightarrow

$$F = \frac{2Bb}{\mu_0} Ba = 2 \frac{B^2}{\mu_0} ba \Rightarrow P = \frac{E}{ab} = 2 \frac{B^2}{\mu_0} = 2 \omega \quad \text{міцтєвий тиск світла.}$$

$$\omega = \frac{1}{2} E E \cdot E^2 + \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0} = E \cdot E^2 = \frac{B^2}{\mu_0} = \text{густинна е.м. енергії світлової хвилі (міцтєве значення)}$$

$$J = \omega C = [E H] \quad \text{густинна потоку е.м. енергії (Ректго Умова - Пойнтінга)} \quad K-26 \quad 11 \text{ кА.}$$

З факту існування тиску е.м. хвилі \rightarrow е.м. хвиль відсутні не тільки енергією але і імпульсом, тобі згустина потоку імпульса ($G = \omega$) $\Rightarrow P = 2G$ - міцтєвий тиск світла. 2 з'явився тому, що при відбиванні імпульс хвилі міняється на зворотній

II Квантовата теорія тиску світла Р на поверхні тіла об дорівнює числовому значенню нормальної складової сумарного імпульсу, переданого рогонами тілу на $B=1 \text{ мк}$ за $t=1 \text{ с}$

Некий монохроматичне світло ν падає на поверхню об. $N_{\text{ск}} -$ число рогонів які падають за 1 сек на 1 м² поверхні R - коеф. відбивання світла, тобі з $N_{\text{ск}}$ рогонів

рогони які відбиваються $R N_{\text{ск}}$, а $(1-R) N_{\text{ск}}$ - поглинається в поглинути рогони - $(1-R) N_{\text{ск}} \frac{h\nu}{c} \cos \chi$, тобі:

$$P = \bar{P} = R N_{\text{ск}} 2 \frac{h\nu}{c} \cos \chi + (1-R) N_{\text{ск}} \frac{h\nu}{c} \cos \chi = (1+R) N_{\text{ск}} \frac{h\nu}{c} \cos \chi$$

Якщо $N_{\text{ск}} -$ концентрація рогонів падаючого світла, тобі $N_{\text{ск}} = N_0 \cdot C \cdot \cos \chi$. і $N_0 h\nu = \langle \omega \rangle$ - середня згустина енергії падаючого світла, тобі

$$P = N_0 h\nu (1+R) \cos^2 \chi = \langle \omega \rangle (1+R) \cos^2 \chi \quad \text{- тиск світла}$$

$$J = \langle \omega \rangle C = N_0 h\nu \cdot C - \text{інтенсивність світла - освітленість поверхні } \left(P = \frac{h\nu}{c} (1+R) \cos^2 \chi \right)$$

При $\varphi = 10^4 \text{ rad} \approx 16 \text{ Bt}$ то сила тиску $F \approx 10^8 \text{ N}$. Рос. Лебедев експериментально виявив і вимірював цей тиск на т.т., рідині і газі

Роль світлового тиску: макросвіт - тиск світла проявляється у світловій (падаючі атоми отримують збуджений атом при випромінюванні іншої світла).

макросвіт - гравітаційне притягання зважишіх шарів зоряної ретробіні до їх центру зрівноважується в залежності від тиском світла, що є залежністю зорі наявної

Хвіст комети Гіля Сонця...

зміна імпульсу.

§ 93 11 кА.