

Білет 6

1. Що таке квазічастинки в твердому тілі. Якими параметрами вони характеризуються. Приклади.
2. Які умови накладаються на рішення хвильового р-ня.
3. Побудуйте векторні діаграми складання спінового і орбітального моментів електрона на **f** і **g** орбіталах.
4. Яка якісна відмінність між спектрами вбирання рентгенівських променів і спектрами вбирання в оптичному діапазоні довжини хвилі.

1) *Квазічастинки* - квазіелектрони, дірки, фонони, екситони, магнони, полярони, плазмони тощо). Квазічастинки - стани елементарних збуджень, сума енергій яких наближено рівна енергії збудження конденсованого стану. Квазічастинка є колективним утворенням, довго живучим комплексом, який відображає колективний рух частинок твердого тіла і на відміну від реальних частинок слабо взаємодіє із своїм оточенням. Наприклад, електрон (або дірка) слабо взаємодіє із своїм оточенням через самоузгоджене поле. Кожна квазічастинка знаходиться в певному квантовому стані і характеризується хвильовою функцією, енергією (E), імпульсом або квазіімпульсом у кристалах ($p = \hbar k$), спіном, дисперсійною залежністю $E(p)$. За своєю внутрішньою структурою розрізняють *одночастинкові* збудження, коли частинка рухається в оточенні інших частинок, з якими вона взаємодіє, наприклад, електрон, дірка, фонон, та *колективізовані* збудження, коли комплекс складається із рівноправних збуджень, наприклад, плазмони тощо.

- 2) Якщо фізичний зміст хвильової функції полягає в тому, що $|\Psi^*\Psi|$ є густиною ймовірності знайти частинку в певній точці простору з координатами r , то ймовірність повинна бути скінченною, однозначною, неперервною та нормованою. Тому на хвильову функцію також

накладають такі самі умови + ортонормованість, тобто

$$\int \Psi_m^* \Psi_n dV = \delta_{mn} = \begin{cases} 1 & m = n \\ 0 & m \neq n \end{cases}$$

Крім того, виходячи із принципу суперпозиції, можна стверджувати, що хвильова функція повинна описуватись лінійним хвильовим рівнянням.

- 3) $I(\mathbf{f})=3$ і $I(\mathbf{g})=4$ Ріс коло $R = \sqrt{l(l+1)}$ Проекціюєш по ОУ цілі координати і пров в них вектора. Але це все тільки у 1 і 4 квадрантах. $(-j, \dots, 0, \dots, +j)$ $j=l+s$

4)

- I. **відсутній ефект обертання ліній спектру**, притаманний оптичним спектрам. Цей ефект зв'язаний з тим, що при поглинанні рентгенівських променів в заповнених шарах атомів утворюється вакансія, котра заповнюється електронами з більш високих шарів і випромінюється весь характеристичний спектр K-, L-, M-, і т.д., або L-, M-, і т.д. в залежності від того, на якій оболонці виникла вакансія. Кажуть, що в цьому разі має місце рентгенівська флуоресценція.
- II. **край поглинання має тонку структуру** : K-край один стрибок, L-край 3 стрибки L_I, L_{II}, L_{III} , M-край 5 стрибків. Кількість можливих стрибків визначається кількістю можливих оболонок у даному шарі атома. Причиною тонкої структури спектрів вбирання є спін-орбітальна взаємодія.
- III. далеко від країв смуги вбирання має місце кубічна залежність коефіцієнта вбирання від довжини хвилі рентгенівських променів, що вбираються $\tau_A = KZ^4\lambda^3$;
- IV. при поглинанні рентгенівських променів крім флуоресценції може мати місце також рентгенівський фотоэффект (емісія фотоелектронів). Кінетична енергія фотоелектронів, що емітуються, залежить від енергії оболонки, з якої збуджуються електрони $mv^2/2 = h\nu - e\phi - eV_i$ Ця особливість фотоелектронної емісії використовується в електронній спектроскопії для хімічного аналізу (ЕСХА).
- V. при поглинанні рентгенівських променів крім флуоресценції та рентгенівського фотоэффекту може мати місце автоіонізація або оже електронна емісія. Оже електронна емісія переважає над флуоресценцією в речовинах з малими атомними номерами Z , тоді як при великих Z переважає рентгенівська флуоресценція.

Білет 11

1. Зобразіть схематично на графіку як розташовані на шкалі хвильових чисел спектральні серії Лаймана і Бальмера атому водню. Які зміни очікуються якщо протон замінити тритієм.

2. Як отримуються правила відбору при оптичних дипольних переходах.
3. Від чого залежить інтенсивність спектральних ліній? Розглянути дублет головної серії лужних металів.
4. Між атомами яких груп періодичної системи Менделєєва більш вірогідно утворюється іонний зв'язок?

$$1) \nu^* = \frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c} = \frac{1}{ch} (E_{n_1} - E_{n_2}) = \frac{1}{ch} Z^2 \left(\frac{e^2}{2a_0} \right) \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) = Z^2 R_H \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right)$$

ліній від заряду ядра для ізоелектронного ряду водню :при збільшенні Z хвильові числа ν^* квадратично збільшуються, або $R_{ef} = R_H Z^2$. Лайман(1), Бальмер(2) $R=13.6$ eV –енергія іонізації

- 2) $\Psi\Psi^*$ повинно бути скінченою, однозначною, неперервною та нормованою. Тому на хвильову функцію також накладають такі самі умови + ортонормованість, тобто

$$\int \Psi_m^* \Psi_n dV = \delta_{mn} = \begin{cases} 1 & m = n \\ 0 & m \neq n \end{cases}$$

Крім того, виходячи із принципу суперпозиції, можна

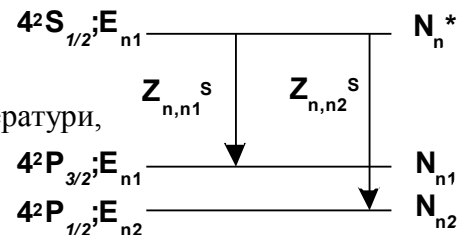
стверджувати, що хвильова функція повинна описуватись лінійним та однорідним хвильовим рівнянням. Одним з рішень хвильового рівняння для випадку, коли $V=0$ або $V=Const$, повинна бути плоска хвиля де Бройля.

Повинен виконуватись закон збереження та перетворення енергії. Для голономної системи,¹ в якій відсутня взаємодія з сторонніми силами, гамільтоніан системи записується так: $\mathbf{H} = \mathbf{T} + \mathbf{V}(\mathbf{q})$, де \mathbf{T} - кінетична енергія, $\mathbf{V}(\mathbf{q})$ - потенціальна енергія, \mathbf{q} і \mathbf{p} - узагальнені координати та імпульси.

- 3) Інтенсивністю спектральної лінії називається величина прямо пропорційна потужності випромінювання одиниці об'єму зразка. При цьому повинно бути відсутнім самовбирання (самопоглинання) та дифузія світла в межах об'єму зразка, що випромінює.

Інтенсивністю спектральної лінії залежить від : заряду, частоти, температури, кількості збуджених атомів,

Випромінювання дублета різкої серії лужних металів Дві спектральні лінії, які утворюються при переходах із одного енергетичного рівня на два нижче розташованих рівня (рис.). Інтенсивність випромінювання прямо пропорційна кількості збуджених атомів (N_n^*) і енергії кванта, що випромінюється ($\hbar\omega_{n,n1,2}$)



$$I_{n,n1} = A_{n,n1} N_n^* \hbar\omega_{n,n1}$$

- 4) 1 та 7 (1-e, а 7+e тоді буде по $8e$ –заповнена орбіталь)

Білет 20

1. При розсіюванні рентгенівських променів $\lambda=0.1\text{нм}$ утворився е віддачі, швидкість якого напрямлена під кутом 60° до напрямку розповсюдження падаючого рентгенівського випромінювання. Знайти λ розсіяння рентгенівських променів.
2. Дайте визначення атомної орбіталі. Доведіть, що P_x орбіталь має вигляд $\approx \cos(\theta)$.
3. Від чого залежить мультиплетність термів. Приклад.
4. Як змінюється орбітально-коливальний спектр при значних збудженнях, коли не можна нехтувати ангармонізмом.

1) ?

- 2) Атомні орбіталі-це одноелектронні хвильові функції $R_{n,l}(r)Y_{l,m}(\theta,\varphi)$. Для атома водню така одноелектронна функція збігається з повною хвильовою функцією. $x = r \sin\theta \cos\varphi$; $y = r \sin\theta \sin\varphi$; $z = r \cos\theta$

- 3) Мультиплетність-це сукупність подуровней, на які розщеплюється розглядаємий рівень. Мультиплетність термів залежить від кількості підуровнів, із яких складається мультиплет. $4^2d_{3/2}$ - 4 дублет d 3/2. Також наприклад у випадку атомів чи іонів з 1 валентним e спін-орбітальна

¹ Голономною системою називається механічна система, в якій всі накладені зв'язки являються геометричними. Ці зв'язки накладають обмеження лише на можливі положення точок і тіл системи в різні моменти часу, але не на їх швидкості.

взаємодія призводить к тому що всі енергетичні рівні, за виключенням s-рівня стають дублетами, s-рівень залишається синглетним.

4) Так:

1. змінюється частота нульових коливань при $v=0$ $\omega'_v(v=0) = \frac{\omega_v}{2} \left(1 - \frac{\xi}{2}\right)$ ξ -стала
ангормонізму.
2. змінюється частота основного стану $\omega'_v = \Delta v \omega_v (1 - \xi(1+v' + v))$
3. змінюються правила відбору. Вони стають такими $\Delta v = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ Δv -вібронне кв.число

Білет 21

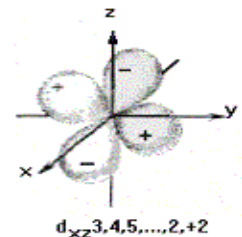
1. Доменні стінки Блоха. Як зміниться їх ширина, якщо енергія анізотропії феромагнетика зміниться в 4 рази.
2. Доведіть, що атомна орбіталі d_{xz} має вигляд $d_{xz} \approx \sin(\theta)\cos(\theta)\cos(\varphi)$. Чому вона називається d_{xz} орбіталлю. Зобразіть її графічно.
3. Побудуйте діаграму енергетичних рівнів 1P і 1D в магнітному полі і знайдіть можливі електронні переходи між ціми рівнями.
4. В чому причина появи 2 гілок коливально-орбітальних спектрів.

1) Феромагнетики в ненамагніченому стані спонтанно розбиваються на окремі області - *домени*, які намагнічені до насичення внаслідок паралельної орієнтації в них спінів під дією обмінних сил. Поділ на домени супроводжується появою областей між сусідніми доменами - *доменних стінок* скінченої товщини, в яких відбувається зміна орієнтації електронних спінів на 180° . Доменна стінка, в якій електронні спіни змінюють свій напрям на протилежний в площині паралельній намагніченості домену (спіни обертаються в площині перпендикулярній до площини), називається *доменною стінкою Блоха*. $\Delta E_{ан} \approx d$

2) $x = r \sin\theta \cos\varphi$; $y = r \sin\theta \sin\varphi$; $z = r \cos\theta$ $d_{xz} = 3, 4, 5, \dots, 2, +2$

3) **16 ?**

4) Утворюється 2 гілки, тому що **1** частина енергії коливного руху витрачається на збудження обертальних рухів молекули і частоти її обертально-коливального спектру мають частоти менші, ніж частота власних коливань молекули (P-гілка); **2** частина енергії обертальних рухів молекули передається її коливному рухові і частоти її обертально-коливального спектру більші, ніж частота власних коливань молекули (R-гілка).



Білет 22

1. Як змінюється положення рівня хімічного потенціалу в донорному n/p від W_d та T .
2. Фізичний зміст 1. Якщо $l=r$ знайти M_z .
3. Діаграма енергетичних рівнів переходів $^3P - ^3D$ в магнітному полі і знайдіть можливі електронні переходи між ціми рівнями.
4. Які зміни викликає в коливальному спектрі ангормонізм.

$$1) \mu = -\frac{E_d}{2} + \frac{k_d T}{2} \ln \frac{N_d}{2N_c}$$

2) Це квадрат моменту кількості руху електрона в полі центральних сил. $L^2 = \hbar^2 \ell (\ell + 1)$, де $\ell = 0, 1, 2, 3, \dots$

3) ?

4) Такі:

I. змінюється частота нульових коливань при $v=0$ $\omega'_v(v=0) = \frac{\omega_v}{2} \left(1 - \frac{\xi}{2}\right)$ ξ -стала

ангормонізму.

II. змінюється частота основного стану $\omega'_v = \Delta v \omega_v (1 - \xi(1+v' + v))$

III. змінюються правила відбору. Вони стають такими $\Delta v = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ Δv -вібронне кв.число

Білет 23

1. Розрахувати рівень хімічного потенціалу для 0,6м та 0,03м.
2. Як залежить радіальна частина хвильвої функції від квантових чисел l та n.
3. Умова циклотронного резонансу. Які фіз. величини можна вимірювати за допомогою циклотронного резонансу.
4. Коливальні спектри 2-атомних молекул.

1) **3?**

2) **?**

3) Циклотронний резонанс-це резонансне поглинання у речовинах з вільними електронами (металах та напівпровідниках) електромагнітних хвиль при наявності магнітного поля $H \neq 0$. Для спостереження резонансу потрібно, щоб за період обертання носій струму (електрон або дірка) не встигав розсіюватися, що має місце при умові $\tau > 2\pi/\omega_c$. За допомогою циклотронного резонансу можна визначати такі параметри:

- I. ефективну масу носіїв струму, бо $\omega_c = eH/cm^*$ і $m^* = eH/c\omega_c$;
- I. час релаксації носіїв струму τ , бо напівширина резонансного контуру лінії вбирання рівна $\tau = 1/\Delta\omega$;
- II. концентрацію вільних носіїв струму, бо площа під контуром спектральної лінії вбирання прямо пропорційна концентрації вільних носіїв струму n ;
- III. анізотропію ефективної маси m^* .

4) Потенціальна енергія молекули залежить від відстані між атомами, що входять до її складу $V(r)$. Ця залежність повинна мати мінімум, тому що є сили притягання і відштовхування, котрі по різному залежать від відстані між атомами r , що входять до її складу. Вона схематично зображена на рис.18.7.

Розкладемо функцію $V(r)$ в ряд Тейлора в точці $r = r_0$

$$V(r) = V(r_0) + \frac{dV}{dr} \Big|_{r=r_0} (r - r_0) + \frac{1}{2} \frac{d^2V}{dr^2} \Big|_{r=r_0} (r - r_0)^2 + \dots$$

(18.12)

В екстремумі, коли $r = r_0$, $dV/dr = 0$, із (18.12) можна

записати
$$V(r - r_0) = V(r_0) + \frac{1}{2} \frac{d^2V}{dr^2} \Big|_{r=r_0} (r - r_0)^2 \quad (18.13)$$

Поблизу мінімуму має місце квадратична залежність потенціальної енергії атомів в молекулі від відстані між її атомами r . Таким чином поведінка молекули повинна бути подібною до поведінки гармонічного осцилятора, тому що потенціальні енергії цих двох систем подібні. Тому власна енергія молекули поблизу точки з координатою $r=r_0$ повинна мати вигляд такий, як у гармонічного осцилятора

$$E_v = \left(v + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_v \quad \text{де } v - \text{вібронне квантове число } (v = 0, 1, 2, 3, 4, \dots), \text{ а } \omega_v - \text{власна частота гармонічного}$$

осцилятора рівна $\omega_v = \sqrt{\frac{\kappa}{m'}}$ де m' - ефективна маса $m' = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$, а $m_{1,2}$ - маси атомів, що

входять до складу двохатомної молекули, а коефіцієнт квазіпружної сили рівний $\kappa = \frac{d^2V}{dr^2} \Big|_{r=r_0}$

Рішення рівняння Шредінгера з потенціальною енергією у вигляді формули (18.13) дозволяє знайти матричні елементи переходів, які не рівні нулеві при умові: $\Delta v = \pm 1$ це є **правилом відбору**.

Застосувавши це правило відбору, можна легко отримати частоти коливального (вібронного) спектру молекул

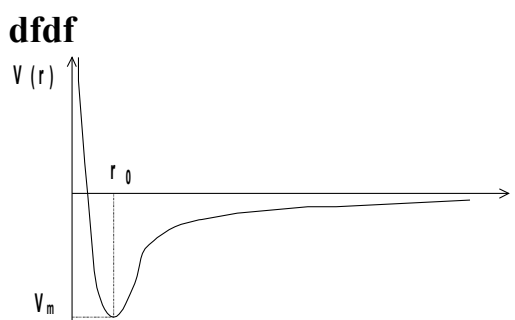


Рис.18.7.

$$\omega_v = \frac{E_{v'} - E_v}{\hbar} = \left(v' + \frac{1}{2} \right) \omega_v - \left(v + \frac{1}{2} \right) \omega_v = \Delta v \omega_v$$

$$\omega = \begin{cases} -\omega_v \cdot if \cdot \Delta v = v' - v = -1 \\ \omega_v \cdot if \cdot \Delta v = v' - v = +1 \end{cases}$$

Таким чином у випадку малих збуджень (в наближенні гармонічного осцилятора) коливальний спектр складається із однієї лінії з частотою $\omega = \omega_v$.

При більших рівнях збудження крива потенціальної енергії $V(r)$ починає все більше і більше відрізнятися від параболи, притаманній гармонічному осцилятору. Таким чином виникають відмінності в поведінці молекул від поведінки гармонічного осцилятора. Ця особливість отримала назву **ангармонізму**. В першому наближенні ангармонізм враховується тим, що замість параболи для функції $V(r)$ використовується функція Морзе

Ангармонізм призведе до таких змін в коливальному спектрі молекул:

1. змінюється частота нульових коливань при $v=0$
2. змінюється частота основного стану
3. змінюються правила відбору. Вони стають такими

$$\Delta v = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$$

Дослідження коливальних спектрів дає можливість знайти такі параметри молекул:

- частоту власних коливань ω_v , яка дозволяє визначити або приведену масу, або коефіцієнт квазіпружної сили;
- сталу ангармонізму ξ ;
- деталі будови складних молекул.

Для розшифровки коливальних спектрів молекул необхідно вміти оцінювати кількість коливальних станів - мод коливань, котрі визначаються її будовою, тому що залежать кількості ступенів її свободи. Оцінимо кількість коливальних мод (ступенів свободи) молекули. Повне число ступенів свободи молекул є $3N$, де n - кількість атомів у складі молекули. Якщо від повної кількості ступенів свободи $3N$ відняти кількість ступенів свободи обертальних та поступальних рухів молекули, то знайдемо кількість можливих коливальних ступенів свободи. Найбільша їх кількість - шість (6).

Щоб зрозуміти, як це можна використати, розглянемо два приклади: лінійної молекул. Лінійна молекула HCl має 3 ступені свободи поступального руху і лише дві ступені свободи обертального руху, тому що третє обертання навколо осі молекули матиме дуже малий момент інерції і майже не буде впливати на спектри. Тому у лінійної молекули кількість ступенів свободи коливального руху можна обчислити таким чином $3N - 3 - 2 = 3 \cdot 2 - 3 - 2 = 1$, де N - кількість атомів. Лінійна молекула матиме лише одну коливальну ступінь свободи.

Білет 24

1. Оцініть відношення електропровідностей 2 металів з енергіями 16 і 12 еВ відповідно, у яких довжини хвиль вільного пробігу відносяться як 1:3.
2. Правила відбору квантових чисел n, l, m_l . Як вони встановлюються?
3. За яких умов існує лінійний і квадратичний ефект Штарка.
4. Які фізичні параметри вдається визначити при дослідженні обертальних спектрів молекул.
 - 1) ?
 - 2) Розглянемо перехід із одного стаціонарного стану з E_n і Ψ_n в інший з E_k і Ψ_k . Хвильові функції цих стаціонарних станів мають такий вигляд

$$\Psi_{t,n,k} = \Psi_{n,k}(\mathbf{x}) e^{-i \frac{E_{n,k}}{\hbar} t} \quad (8.70)$$

Знайдемо середнє значення $\langle x \rangle$

$$\langle x \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_{t,n,k}^* x \Psi_{t,n,k} dx = \int \Psi_{n,k}^* x \Psi_{n,k} dx \quad (8.71)$$

Із формули (8.71) видно, що в стаціонарних станах середнє значення $\langle x \rangle$ не залежить від часу. Тому і середній дипольний момент $e \langle x \rangle$ не залежить від часу. Незалежність дипольного моменту від часу означає, що в цьому випадку не відбувається випромінювання електромагнітних хвиль.

Розглянемо тепер перехід із одного стаціонарного стану з квантовим числом n в інший з квантовим числом k ⁵. В перехідному стані виникає змішаний стан, котрий є суперпозицією цих двох станів n і k з хвильовою функцією Ψ_t

$$\Psi_t = C_n \Psi_{t,n} + C_k \Psi_{t,k} \quad (8.72)$$

де $|C_n^* C_n|$ та $|C_k^* C_k|$ є ймовірності системи знаходитись в стані n або в стані k . Умова нормування дає

$$C_n^* C_n + C_k^* C_k = 1 \quad (8.73)$$

Обчислимо тепер середнє значення $\langle x \rangle$ для змішаного стану

$$\begin{aligned} \langle x \rangle &= \int_{-\infty}^{\infty} (C_n^* \Psi_{t,n}^* + C_k^* \Psi_{t,n}^*) (C_n \Psi_{t,n} + C_k \Psi_{t,n}) x dx = \\ &= C_n^2 \int \Psi_n^* x \Psi_n dx + C_k^2 \int \Psi_k^* x \Psi_k dx + \\ &+ C_k^* C_n \int \Psi_k^* x \Psi_n e^{i\frac{t}{\hbar}(E_k - E_n)} dx + C_n^* C_k \int \Psi_n^* x \Psi_k e^{-i\frac{t}{\hbar}(E_k - E_n)} dx \end{aligned} \quad (8.74)$$

В окремому випадку зв'язаної системи з двома станами цю задачу можна спростити, тому що для такої системи

$$\Psi_n^* \Psi_k = \Psi_k^* \Psi_n \quad \text{і} \quad C_n^* C_k = C_k^* C_n$$

і формула (8.74) набуває такого вигляду

$$\begin{aligned} \langle x \rangle &= C_n^2 \langle x \rangle_n + C_k \langle x \rangle_k + C_n^* C_k \langle x \rangle_{n,k} (e^{i\omega_{kn}t} + e^{-i\omega_{kn}t}) = \\ &= C_n^2 \langle x \rangle_n + C_k^2 \langle x \rangle_k + 2C_n^* C_k \langle x \rangle_{nk} \cos \omega_{kn} t \end{aligned}$$

$$\text{де} \quad \omega_{kn} = \frac{1}{\hbar} (E_k - E_n) \quad \text{і} \quad \langle x \rangle_{kn} = \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_k^* x \Psi_n dx \quad (8.75)$$

Цей вираз (8.75) називається матричним елементом переходу електрона із одного стану з квантовим числом n в другий стан з квантовим числом k . Якщо під час цього переходу матричний елемент $\langle x \rangle_{kn}$ не рівний нулеві ($\langle x \rangle_{kn} \neq 0$), то і дипольний момент $e \langle x \rangle_{kn} \neq 0$. Це означає, що при такому переході диполь буде випромінювати електромагнітні хвилі з частотою, котра визначається за правилом частот Бора $\hbar \omega = E_k - E_n$

Таким чином, величина матричного елемента визначає дозволені і заборонені переходи:

$$\begin{aligned} x_{mn} = 0 & \quad \text{заборонені переходи;} \\ x_{mn} \neq 0 & \quad \text{дозволені переходи} \end{aligned} \quad (8.76)$$

Формула (8.76) називається правилом відбору.

Визначимо для прикладу правило відбору для магнітного числа m для дипольних переходів у випадку хвильових функцій електрона в атомі водню, для якого

$$\Psi_{n,\ell,m} = R_n^\ell(r) \theta_\ell^m(\theta) \Phi_m(\varphi) \quad (8.77)$$

Знайдемо середнє значення $x = r \sin \theta \cos \varphi$

$$\langle x \rangle = \int_0^\infty \int_0^\pi \int_0^{2\pi} R_n^{\ell*} R_n^\ell r \theta_\ell^{*m} \theta_\ell^m \sin \theta \Phi_m^* \cos \varphi \Phi_m r^2 \sin \theta d\theta d\varphi \quad (8.78)$$

Інтеграли в формулі (8.78) можна записати як добуток трьох інтегралів по r , θ і φ , тому що функції $R(r)$, $\theta(\theta)$ і $\Phi(\varphi)$ залежать лише від своєї змінної r , θ або φ . Із умови, що $\langle x \rangle \neq 0$, знаходимо дозволений перехід. Це означає, що всі три інтеграли в (8.78) повинні бути не рівні нулеві. Обмежимося розглядом інтеграла по змінній φ .

$$\begin{aligned} \int_0^{2\pi} \Phi_m^* \cos \varphi \Phi_m d\varphi &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{i(m-m')\varphi} \cos \varphi d\varphi = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} e^{i(m-m')\varphi} (e^{i\varphi} + e^{-i\varphi}) d\varphi = \\ &= \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} [e^{i(m-m'+1)\varphi} + e^{i(m-m'-1)\varphi}] d\varphi \neq 0 \end{aligned} \quad (8.79)$$

Умова (8.79) виконується лише тоді, коли $\Delta m = \pm 1$

Із умови $\langle z \rangle \neq 0$, де $z = r \cos \theta$ таким самим чином отримаємо ще одну умову відбору

$$\Delta m = 0$$

⁵ В даному випадку n і k є квантові числа двох стаціонарних станів.

Тому правило відбору для магнітного квантового числа m для дипольних переходів має такий вигляд $\Delta m = 0; \pm 1$

Аналогічно, аналізуючи інтеграл по θ , знайдемо правила відбору для орбітального числа ℓ , яке має такий вигляд $\Delta \ell = \pm 1$

Головне квантове число n може змінюватись на будь-яке число одиниць.

Ці правила відбору справедливі лише для спонтанних дипольних переходів. Для інших випадків більш складних переходів та для вимушених переходів ці правила відбору можуть бути порушені.

3) Ефект Штарка - це явище, яке полягає в тому, що в зовнішньому електричному полі енергетичні рівні атомів, молекул та кристалів зміщується і розщеплюються на підрівні. Воно проявляється в зміщенні і розщепленні спектральних ліній в спектрах випромінювання і вбирання (поглинання). Кожна лінія в електричному полі розщеплюється на певне число компонентів, тим більше, чим більше номер серії спектральної лінії n (головне квантове число змінного терму).

Лінійний ефект Штарка ($\Delta v \sim E$) має місце тоді, коли збуджені атоми мають не нульовий дипольний момент ($P = \langle \alpha \rangle \neq 0$). В цьому випадку в зовнішньому електричному полі електричний диполь має додаткову енергію, рівну $\Delta E = -(P \cdot E) = -(\alpha E)$

Квадратичний ефект Штарка ($\Delta v \sim E^2$) має місце тоді, коли в атомах відсутнє виродження таке, як у атома водню, лінійний ефект відсутній, діє дуже велика напруженість електричного поля. В цьому випадку в зовнішньому електричному полі виникає наведений дипольний момент: $P = \alpha E$, де α - поляризованість атома. Додаткова енергія за рахунок взаємодії наведеного дипольного моменту з зовнішнім електричним полем квадратично залежить від напруженості поля

$$\Delta E = -\int_0^E P dE = -\int_0^E \alpha E dE = -\frac{\alpha E^2}{2}$$

4) -сталу Ейнштейна $B = \hbar/2J$, із якої можна вирахувати момент інерції J , або знайти її розмір, якщо відомі маси атомів, що входять до складу молекули

- розподіл молекул по енергіям

- визначити чи молекули оптично неактивні.

- І якщо оптично неактивні молекули стають оптично активними, то наявність зовнішнього поля, котре наводить дипольний момент і створюють наведену анізотропію. А тоді і саму величину цього поля.

Білет 25

1. Як відрізнити густини станів на дні зони провідності та біля валентної зони в n/p ?

2. Чи можуть відбуватись e -переходи між стаціонарними станами, котрі заборонені правилами відбору?

3. За яких умов відбувається ефект Пашена-Бака? Знайдіть умову для магнітного поля.

4. Яку структуру мають обертальні спектри молекул?

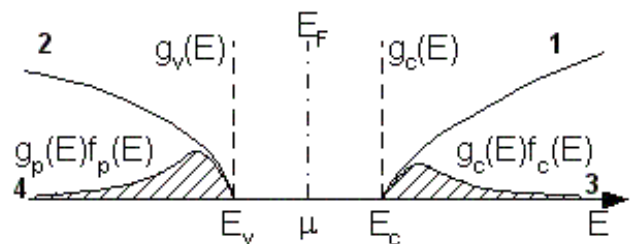
1) Енергетичний розподіл густин станів (1 і 2) та концентрації електронів та дірок (3 і 4) в зонах провідності та валентній зоні.

Якщо вибрати початок координат для енергії на дні зони провідності, коли $E = E_c$.

Густина станів в зоні провідності та валентній зоні мають такий вигляд

$$g_c(E) = \frac{4\pi(2m_e^*)^{3/2}}{h^3} V \sqrt{E}$$

$$g_v(E) = \frac{4\pi(2m_p^*)^{3/2}}{h^3} V \sqrt{E_v - E}$$



2) Стаціонарні стани-стани, в яких всі спостережувані фізичні параметри не змінюються з часом. НІ ЗА ПУСТУЛАТАМИ БОРА

1 Атомні системи можуть досить довго перебувати в певних стаціонарних станах, в яких вони не випромінюють і не вбирають енергію. В цих станах атоми мають дискретний ряд значень енергій E_1, E_2, E_3, \dots . Всяка зміна енергії відбувається стрибком при переході із одного стаціонарного стану E_n в інший E_j .

2 При переході із одного стаціонарного стану з енергією E_k в інший стаціонарний стан з енергією E_j атоми випромінюють або вбирають квант енергії електромагнітного випромінювання $h\nu = \hbar\omega = E_j - E_k$. Так як „наші” правила відбору **справедливі лише для спонтанних дипольних переходів**. Для інших випадків більш складних переходів та для вимушених переходів ці правила відбору

можуть бути порушені. $\langle x \rangle_{kn} = \int_{-\infty}^{\infty} \psi_k^* x \psi_n dx$ Це - *матричний елемент переходу*

електрона із одного стану з квантовим числом n в другий стан з квантовим числом k . Якщо під час цього переходу матричний елемент $\langle x \rangle_{kn}$ не рівний нулеві ($\langle x \rangle_{kn} \neq 0$), то і дипольний момент $e\langle x \rangle_{kn} \neq 0$. Це означає, що при такому переході диполь буде випромінювати електромагнітні хвилі з частотою, котра визначається за правилом частот Бора $\hbar\omega = E_k - E_n$

Таким чином, *величина матричного елемента визначає дозволені і заборонені переходи:*

$$x_{mn} = 0 \quad \text{заборонені переходи};$$

$$x_{mn} \neq 0 \quad \text{дозволені переходи} \quad \text{це правило відбору}$$

3) Ефект Пашена-Бака-це конверсія аномального ефекту Зеємана в сильних магнітних полях в нормальний ефект. великому магнітному полі більшому, ніж критичне, при якому лоренцівське розщеплення термів стає більшим за розщеплення ліній дублету через спін-орбітальну взаємодію. Коли дія на атом стає порівняною або більше спін орбітальної взаємодії. Особливо простих результатів слід очікувати, коли магнітне поле стає коли магнітне розщеплення стає помітно більше ніж ширина первонаочального мультіплета. Тоді можна пренебрегти спін-орбітальною взаємодією і розглядати винужденну взаємодію векторів L і S в магнітному полі незалежно друг від друга. $m = m_L + m_S = -\frac{e\hbar}{2\mu c}(L + 2S)$ $E = E_0 + \frac{e\hbar}{2\mu c}(L + 2S)B = E_0 + \Omega\hbar(m_L + 2m_S)$ так як за правилами відбору $\Delta m_L = \pm 1, \Delta m_S = 0$, то $\Delta w = \frac{\Delta E}{\hbar} = \pm \Omega$ або 0 – простий ефект Зеємана. Нам

$$\Omega \hbar \Delta w \text{ або у довжинах хвиль } \Delta w = \left| 2\pi c \Delta(1/\lambda) \right| = 2\pi c \Delta \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}, \quad \Omega = eB / 2\mu c,$$

$$B \hbar 4\pi \mu c^2 \frac{\Delta\lambda}{e\lambda^2}$$

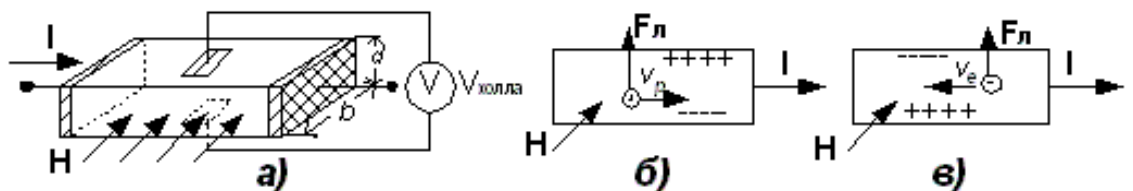
4) Лінії оберतालних спектрів *мають тонку структуру* із-за взаємодії повного моменту кількості руху молекули з моментом кількості руху ядер

Білет 26

1. Досліди по вимірюванню ефекта Холла. Приклад схеми для визначення знаку носіїв у акцепторному напівпровіднику.
2. Які величини, що характеризують е-стани атому водню змінюються і у скільки разів, якщо його протон замінити тритієм.
3. Чому магнітна сприйливість парамагнітної сукупності атомів залежить від T . Який вигляд має ця залежність?
4. Наведіть приклади гібридизованих орбіта лей.

1) Безпосереднім експериментальним доказом існування квазічастинок з від'ємною ефективною масою - дірок (або квазічастинок з позитивною ефективною масою але додатнім зарядом) є ефект Холла. В ефекті Холла вимірюється різниця потенціалів $V_{\text{холл}}$, що виникає в провіднику з струмом в перпендикулярному до напрямку проходження струму магнітному полі \mathbf{H} . На рис 19.9 зображена схема для вимірювання ефекту Холла. Нехай струм густиною j , що тече вздовж осі x провідника, створюється рухом позитивних зарядів (рис. (Схема вимірювання ефекту Холла (а), відхилення заряду під дією магнітного поля

в зразках з дірковою (б) і електронною (в) провідностями).



Сила Лоренца $F = evH/c$, що виникає під дією магнітного поля з напруженістю $H_y \neq 0$, відхиляє позитивні заряди до нижньої поверхні зразка. Виникає електричне поле $E_z \neq 0$, що називається полем Холла, яке в рівновазі компенсує відхиляючий вплив магнітного поля

$$eE_z = \frac{evH}{c} = \frac{evnH}{cn} = \frac{jH}{cn} \quad (19.34)$$

або

$$V_{хол} = \frac{jH}{cne d} = \frac{I \cdot H}{cne b} = R_{хол} \cdot I \quad (19.35)$$

де I - струм, $R_{хол}$ - опір Холла, b - розмір провідника в напрямку вздовж магнітного поля, а d - товщина зразка. Таким чином, із (19.35) бачимо, що знак напруги Холла визначається при даних умовах досліду знаком носіїв струму, а величина опору Холла дозволяє визначити концентрацію цих носіїв. Досліди показали, що є такі речовини, у яких струм створюють дірки (позитивні заряди). Якщо в проходженні струму беруть участь електрони та дірки, то ефект Холла стає більш складним і може бути навіть рівним нулеві при умові, що $n_e = n_p$.

• хвильові числа ν^* квадратично збільшується, або $R_{ef} = R_H Z^2$; Використавши правило частот Бора запишемо формулу для хвильових чисел спектра водневих атомів

$$\nu^* = \frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c} = \frac{1}{ch} (E_{n1} - E_{n2}) = \frac{1}{ch} Z^2 \left(\frac{e^2}{2a_0} \right) \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) = Z^2 R_H \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad R_H - \text{ стала Рідберга рівна:}$$

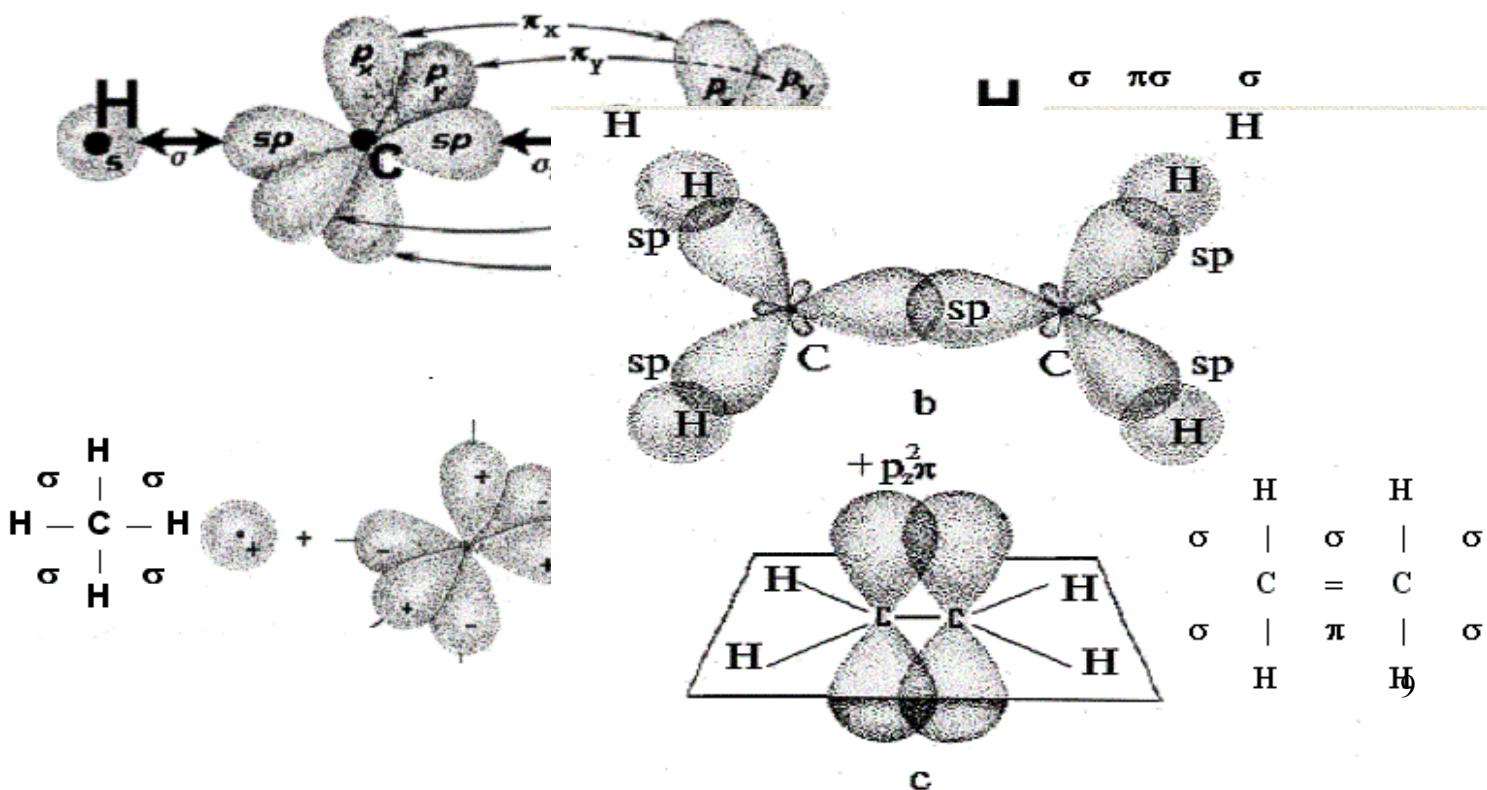
$$R_{H\infty} = \frac{e^2}{2a_0 ch} = \frac{e^4 \square^2}{2m_0 ch} = \frac{e^4 h}{4\pi m_0 c}$$

$$\chi = \frac{1}{4\pi} \frac{H_i}{H} = \frac{\mu_\Sigma}{H} \quad \chi = \frac{p_m^2 N}{3kT}$$

$$\chi = \begin{cases} \frac{Ng_J \mu_0}{H} & H \rightarrow \infty \\ \frac{Ng_J \mu_0}{H} \cdot \frac{J+1}{J} \cdot \frac{a_1}{3} = \frac{J+1}{3} N \frac{g_J^2 \mu_0}{kT}; & H \rightarrow 0 \end{cases}$$

Крива намагнічування парамагнітної сукупності атомів і відомий закон Кюрі-Вейса для залежності χ від температури ($\chi \sim T^{-1}$)

• Гібридизація від лат. слова *hibrida* – суміш. : sp (C_2H_2 -ацитілен), sp^2 (C_2H_4 -етан) і sp^3 (CH_4 -метан) орбіталі.



Білет 27

1. Як залежить інтенсивність некогерентного розсіювання рентгенівських променів, від атомного номера речовини, що розсіює?
2. В яких дослідах підтверджується наявність е-спіну?
3. За яких умов експериментально спостерігають діаманетизм сукупності атомів?
4. Яка різниця між розрихляючою і звязуючою молекулярними орбіталями?
 - 1) ? В дослідах ефекта Комптона(розсіяння рентгенівських променів зі зміною їх довжини хвилі) було встановлено, що $\Delta\lambda$ не залежала від атомного номера речовини Z , котра розсіює рентгенівські промені.
 - 2) Спін- власний момент кількості руху. Таке(мультиплетна структура спектральних ліній, значення гіромагнітного фактора, котрий в експериментах виявився рівним $g = 2$ замість розрахованого для орбітального моменту $g_{\text{розрах}} = 1$, не збуджений атом водню в стані $1S$ не повинен мати магнітного моменту $\mu_{1S} = 0$, тому що $L_{1S} = 0$, проте дослід показав, що атоми водню парамагнітні ($\mu_{1S} \neq 0$), в неоднорідному магнітному полі атоми розщеплюються на парне число ліній, тоді як атоми з орбітальними магнітними моментами можуть розщепитись лише на непарне число ліній)
 - 3) Його вдається спостерігати лише тоді, коли парамагнетизм сукупності атомів прямує до нуля.
 - 4) Звязуюча молекулярна орбіталі з'являється тоді коли виникають сили притяжіння між орбіталями(тобто коли складаються атомні орбіталі однакових знаків, а це можливо для синглетного стану, коли для побудови молекулярної орбіталі використовують електрони з антипаралельними спінами, то виникає збільшення електронної густини між атомними ядрами двох атомів, що взаємодіють), а розрихляючі молекулярними орбіталями тоді коли виникають сили відштовхування(складаються орбіталі різних знаків, а це можливо для триплетного стану, коли використовуються електрони з паралельними спінами, то електронна густина між атомними ядрами взаємодіючих атомів зменшується і виникають сили відштовхування)

Білет 28

1. Коли спостерігається когерентне розсіяння рентгенівських променів?
2. В чому причина спін-орбітальної взаємодії. Приклад.
3. Чи залежить діаманетизм сприйнятливості сукупності атомів від T і Z ?
4. Яка причина появи ковалентного зв'язку?
 - 1) Розсіяння рентгенівських променів на атомах, що входять до складу кристалевих ґраток, *когерентне* і тому при розсіянні на кристалах ми спостерігаємо дифракцію і інтерференцію.
 - 2) Причина спін-орбітальної взаємодії полягає в тому що e рухається відносно атомного ядра, а тоді виникає додаткова взаємодія, обумовлена спіном e і зарядом ядра. Приклад-модель атому водоводу(за полукласичною теорією Бора(e рухається по круговій орбіті. Перейдемо у систему

відліку в якій е покоїться, тобто система рухається разом з електроном. В такій системі відліку ядро рухається і створює магнітне поле H , яке впливає на спіновий магнітний момент m_s покоячогося в цій системі e . Оскільки заряди протона і e численно рівні і протилежні за знаком, то рухаючися ядро в рухливій системі відліку створює в місці знаходження e таке ж магнітне поле, як і обертаючийся електрон в покоячійся системі відліку у місці знаходження ядра. Тому спін-орбітальну взаємодію можна розглядати як взаємодію між спіновим і орбітальним магнітними моментами e)).

3)

$$\chi = \begin{cases} \frac{Ng_J\mu_0}{H} & H \rightarrow \infty \\ \frac{Ng_J\mu_0}{H} \cdot \frac{J+1}{J} \cdot \frac{a_1}{3} = \frac{J+1}{3} N \frac{g_J^2\mu_0}{kT}; & H \rightarrow 0 \end{cases} \quad \chi = \frac{p_m^2 N}{3kT}$$

Крива намагнічування парамагнітної сукупності атомів і відомий закон Кюри-Вейса для залежності χ від температури ($\chi \sim T^{-1}$)

Від Z не залежить $\chi = \frac{\mu N}{H} = -\frac{e^2 Z \langle \rho^2 \rangle N}{6m_0 c^2}$, $\mu = j \frac{\pi \langle r^2 \rangle}{c} = -\frac{e^2 Z H \pi \langle r^2 \rangle}{4\pi m_0 c^2} = -\frac{e^2 Z \langle r^2 \rangle}{4m_0 c^2} H$, де $\langle r^2 \rangle$ - середній

квадрат радіуса контуру зі струмом. Середня відстань найбільшої ймовірності знайти електрон в атомі $\langle \rho^2 \rangle = \langle x^2 \rangle + \langle y^2 \rangle + \langle z^2 \rangle = 3 \langle x^2 \rangle$ $\langle r^2 \rangle = \langle x^2 \rangle + \langle y^2 \rangle = 2 \langle x^2 \rangle$ тоді $\langle r^2 \rangle = 2/3 \langle x^2 \rangle$

4) (між однаковими атомами: водень, алмаз, кремній, германій, ...) Причина в тождественності e , тоді виникають обмінні сили. Вони є проявом специфіки квантових законів руху системи однакових частинок (електронів) і не має класичних аналогів

Білет 30

- Використовуючи енергетичну структуру металів та н/п, поясніть чому більшість металів непрозорі для видимого світла, а деякі н/п прозорі для і/ч світла, але непрозорі для видимого світла.
- В атомі Rb e знаходиться в основному стані $^2S_{1/2}$, а ядро має спінове квантове число $I=1/2$. Скільки рівнів надтонкої структури має основний e -стан?
- Чому ядерний магнітний резонанс спостерігається при значно менших частотах, ніж e спіновий резонанс?
- А чи (чи ні) залежить стала в законі Мозлі від рентгенівської серії?

1) ?

2) $j=1/2$ $|j-I| \leq F \leq j+I$ $F=0,1$. Терм $^2S_{1/2}$ розщеплюється на два підтерми з квантовими числами $F=1$ і 0 ;

3) ЯМР має місце в меншому діапазоні частот, ніж ЕПР, бо маса протона менша маси електрона і тому магнітний момент протона менший магнітного моменту електрона. $\omega_{\text{рез.ядер.}} = g_{\text{ядер.}} \cdot (eH/2m_p c)$

$$\Delta E = -(\vec{\mu} \vec{H}) = g \frac{e}{2mc} P_s \cos(\alpha) H$$

4) $\sqrt{v^*} = \sqrt{\frac{1}{\lambda}} = C_i (Z - a_i)$, де C_i та a_i - сталі. Для K-серії, наприклад, $a_i = 1$, а для L-серії $a_i > 1$

$C = \sqrt{cR(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2})}$ - да залежить. a -постійна екранування.

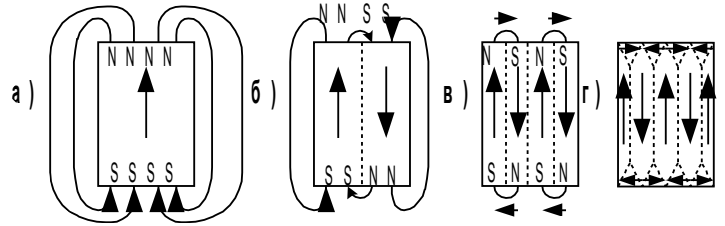
Білет 31

- Назвати основні дослідження, які привели до гіпотези де-Бройля.
- Правила відбору для оптичного e лужних металів. Застосуйте їх до спектрів лужних металів в слабких магнітних полях.
- Чому феромагнітний кристал розбивається на окремі домені. Чим визначається розмір доменів?
- Чому сили Ван-дер-Ваальса на відміну від гетерополярного зв'язку затухають більш швидко при збільшенні відстані між атомами в молекулах?

1) ? Інтерференція, дифракція

2) ?

3) Це проісходить спонтанно, так як це енергетично вигідно. Причиною появи доменів є те, що при поділі кристала на два домени з протилежно орієнтованими векторами спонтанної намагніченості відбувається зменшення магнітної енергії кристала, тому що частина магнітного потоку, що виходить із одного домену, замикається на другий домен. При поділі на домени відбувається зменшення просторової протяжності магнітного поля.



4) Тому що сили Ван-дер-Ваальса близькодійні, вони швидко згасають при збільшенні відстані між диполями, що взаємодіють ($W(R) \sim R^{-6}$), а в гетерополярному зв'язку (іонний зв'язок)

$$W(R) \sim R^{-1} \quad W(r) = -\frac{\alpha e^2 N_a}{r} \left(1 - \frac{1}{n}\right), \alpha - \text{постоянная Моделлунда.}$$

Білет 38

1. Чи змінюється енергія електронів після акту пружного розсіювання?

2. Як визначаються середні значення фізичних речовин?

3. Сформулюйте принцип Паулі, як він застосовується? Наведіть приклад.

4. Від чого залежить довжина хвилі спектральної лінії K_α рентгенівського спектру?

1) **Пружними** актами розсіювання називається такі акти, при яких змінюються лише імпульси взаємодіючих частинок і не змінюються внутрішні стани складних частинок або не відбувається перетворення простих частинок. Отже – Так.

2) $\langle f(\mathbf{r}) \rangle = \int \Psi^* f(\mathbf{r}) \Psi d^3r$ $\langle f \rangle = \int \Psi^* \hat{f} \Psi dV$ Якщо фізичний зміст хвильової функції полягає в тому, що $|\Psi^* \Psi|$ є густиною ймовірності знайти частинку в певній точці простору з координатами r , то ймовірність повинна бути скінченою нормованою ($\int \Psi^* \Psi dV = 1$). Це йде з розгляду рівняння Шредінгера для стаціонарних станів

$$\Delta \Psi(\mathbf{r}) + \frac{2m_0}{\hbar^2} [E - V(\mathbf{r})] \Psi(\mathbf{r}) = 0 \quad \text{або} \quad \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V \right) \Psi = E \Psi \quad \text{або} \quad \hat{H} \Psi = E \Psi, \text{де} \quad \hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta + V$$

-називається **гамільтоніаном**. Специфіка рівняння Шредінгера полягає в тому, що \hat{H} , діючи на хвильову функцію Ψ відтворює її з точністю до числового множника рівного E . Аналізуючи плоску хвилю де Бройля, ми отримали такі вирази для імпульсу і енергії: $-i\hbar \nabla \Psi = p \Psi$

$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi = E \Psi$ тому можна вважати, що операторами імпульсу і енергії в квантовій механіці

$$\text{будуть мати такий вигляд:} \quad \hat{p} = -i\hbar \nabla \quad \hat{E} = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \quad \langle L \rangle = \int \Psi^* \hat{L} \Psi d^3r$$

3) Принципу Паулі (виключення або заборони)- частинки з напівцілим спіном - ферміони описуються антисиметричними хвильовими функціями відносно перестановки місцями цих ферміонів. Або два ферміони не можуть знаходитись в одному і тому ж квантовому стані, тобто не може існувати двох ферміонів (електронів(допустима кількість e на енергетичному рівні повинна бути удвоєна із-за присутності у e спіна)), всі квантові числа яких однакові. Принцип Паулі потрібно застосовувати до всіх частинок, що знаходяться у Всесвіті. В атомі стан електронів визначається 4-ма квантовими числами n, ℓ, m_ℓ та m_s або n, ℓ, j і m_j . В кожному із таких станів згідно принципу Паулі може знаходитись лише один електрон. Стани бозонів - частинок з цілим спіном описуються симетричними функціями. Тому для них не існує додаткових умов. Таким чином в одному і тому ж стані може знаходитись довільна кількість бозонів. Принцип Паулі визначив максимальну кількість e в e оболонці атома, які можуть знаходитись в певному квантовому стані. Після цього стало зрозумілим розподіл хімічних елементів по групам і періодам(заповнення орбіталей).

- (1) в стані з 4-ма квантовими числами n, ℓ, m_ℓ, m_s за принципом Паулі може знаходитись лише один (1) електрон;
- (2) в стані з 3-ма квантовими числами n, ℓ, m_ℓ за принципом Паулі може знаходитись лише два (2) електрони, котрі відрізняються один від одного магнітним спіновим числом m_s , котре може мати два значення $+1/2$ і $-1/2$ ($s=1/2, 2s+1=2(1/2)+1=2$).
- (3) в стані з двома квантовими числами n, ℓ знаходиться $2\ell(\ell+1)$ електронів. Цей стан з квантовими числами n, ℓ називається *оболонкою*. Оболонкам в залежності від значення квантового числа ℓ дають назви **s, p, d, f** - оболонки. На кожній із оболонки може бути скінчене число електронів, що не перевищує кількість її станів або кількість можливих значень магнітного орбітального числа m_ℓ . Максимально можлива кількість станів на оболонках та їх електронна конфігурація¹ приведена в таблиці 13.1.

Таблиця 13.1. Максимальна кількість електронів на оболонках

| ℓ | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 |
|---|----------|----------|----------|----------|----------|
| оболонка | s | p | d | f | g |
| $2(2\ell+1)$ максимальна кількість станів | 2 | 6 | 10 | 14 | 18 |
| електронна конфігурація заповненої оболонки | s^2 | p^6 | d^{10} | f^{14} | g^{18} |

- (4) При даному n може бути $2n^2$ станів з різними квантовими числами ℓ , бо

$$\sum_{\ell=0}^{\ell=n-1} 2(2\ell+1) = \frac{2[1+2(n-1)+1]}{2} n = 2n^2$$

Електронний стан з головним квантовим числом n називається *шаром*. В таблиці 13.2 приведені значення максимальної кількості можливих станів на шарі.

Таблиця 13.2. Максимальна кількість електронів в шарі

| n | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
|-------------------------|----------|----------|----------|----------|----------|
| назва шару | K | L | M | N | O |
| кількість станів $2n^2$ | 2 | 8 | 18 | 32 | 50 |

4) $\sqrt{v^*} = \sqrt{\frac{1}{\lambda}} = C_i(Z - a_i)$, де C_i та a_i - сталі. Так як для K-серії, $a_i = 1$, то $\lambda = f(Z)$,

$$C = \sqrt{cR\left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right)}$$

Білет 39

1. Магнетон-що таке, від яких параметрів залежить?
2. Чому розщеплення в лужних металах менше ніж в атомі водню?
3. Метод збурень. Приклад застосування.
4. Які досліди підтверджують те, що рентгенівські промені пов'язані з переходами на глибоких рівнях?

1) Раніше було встановлено, що $\left| \frac{\mathbf{M}}{L} \right| = -g \frac{e}{2m_0c}$ де L - момент кількості руху, а M - магнітний момент $L = \sum m_{0i} [r_{0i} v_i]$ $\vec{M} = \sum \frac{e}{2c} [r_{0i} v_i]$, де g - гіромагнітний фактор. Такі самі вирази були отримані в квантовій механіці, де $|L| = \hbar \sqrt{\ell(\ell+1)}$ $|M| = -g \frac{e\hbar}{2m_0c} |L| = -g \frac{e\hbar}{2m_0c} \sqrt{\ell(\ell+1)}$

¹ Електронною конфігурацією атома називається розподіл електронів по його електронним оболонкам.

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_0c} [epz.z.c^{-1}] - \text{магнетон Бора.}$$

$$\Delta E = -(\vec{\mu}\vec{H}) = / \frac{\mu}{P_s} = -g \frac{e}{2mc} / = / \mu = \frac{e}{mc} P_s / = g \frac{e}{2mc} P_s \cos(\alpha) H = / P_s \cos(\alpha) = m_s \hbar / = \mu_B g H m_s$$

2) **?(менше-більше) $\Delta E \sim E_n Z^2 \alpha^2$ або точніше**

$$E_{n,j} = -Z^2 \frac{e^2}{2a_0 n^2} \frac{1}{\left(1 + \frac{m_0}{M}\right)} \left[1 + \frac{\alpha^2 Z^2}{n} \left(\frac{1}{j + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4n} \right) \right] \Delta E_{n,j} = E_{n,j}(\alpha=0) \frac{\alpha^2 Z^2}{n^3} \left(\frac{1}{j + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4n} \right) \text{ де}$$

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \cong \frac{1}{137} \text{ стала тонкої структури, а } E_{n,j}(\alpha=0) = \frac{e^2 Z^2}{2a_0 n^2} \text{ -енергія стаціонарного стану при } \alpha =$$

0. Із формули видно, що величина спін-орбітального розщеплення залежить лише від двох квантових чисел n і j і не залежить для атома водню від орбітального квантового числа ℓ . Тому у атома водню зберігається виродження по орбітальному квантовому числу ℓ . При переході від атома водню до воднеподібних атомів лужних металів з одним валентним електроном виродження по числу ℓ знімається, а величина розщеплення збільшується в Z^2 разів.

3) **12,2**

4) **?**

Білет 40

1. Як залежить ефективний переріз розсіювання від прицільної відстані? Чи залежить прицільна відстань від характеру взаємодії між частинками?
2. Енергетичний спектр гармонічного осцилятора. Яке значення гармонічного осцилятора для побудови моделей в атомній фізиці?
3. Пояснити тонку структуру атома водню за допомогою векторної моделі атома.
4. Про що свідчать однакові закономірності рентгенівських спектрів з різними атомними номерами? Чи зберігається це у випадку твердих тіл?

$$1) \sigma = \frac{\Delta N}{I_0 \Delta \Omega} = \frac{dS}{d\Omega} = \frac{2\pi b db}{2\pi \sin \Theta d\Theta} = / b = (r_1 + r_2) \sin \phi, \phi = 1/2(180 - \Theta), \cos \frac{\Theta}{2} = \frac{b}{r_1 + r_2} / = \left(\frac{r_1 + r_2}{2}\right)^2,$$

тобто $\sigma \approx b^2$. Так прицільна відстань залежить від характеру взаємодії між частинками. Всі наші міркування проходили у класичних рамках, а якщо врахувати і інші сили взаємодії, то b буде змінюватися з часом і відстанню (не буде дзеркального відбиття).

- 2) Це сукупність значень енергії стаціонарних станів осцилятора (атома) E_1, E_2, E_3, \dots Згідно класичній електродинаміці середня енергія випромінювання гармонічного осцилятора, котрий коливається з частотою ω , визначається за формулою $\langle E \rangle = \frac{|\ddot{\mathbf{p}}|^2}{3c^3} = \frac{e^2 \omega^4}{3c^3} a^2$, де $\ddot{\mathbf{p}} = e\omega^2 \mathbf{a}$ - друга

похідна по часу від дипольного моменту, ω - його частота, a - амплітуда. За час dt енергія осцилятора зменшується на величину $\langle E \rangle dt$. Тому енергія, що випромінюється осцилятором w , зв'язана з середньою енергією формулою $-dw/dt = \langle E \rangle$. Енергія осцилятора $w = m_0 a^2 \omega^2 / 2$

отримаємо $-\frac{dw}{w dt} = \gamma_0$, де γ_0 - коефіцієнт затухання коливань осцилятора або величина обернено

пропорційна до його середнього часу життя τ або кількість переходів, що відбуваються за

одиницю часу $\gamma_0 = \tau^{-1} = 2e^2 \omega^2 / 3m_0 c^3$. $dw/w = \gamma_0 dt$ $w = w_0 \exp\{-\gamma_0 t\}$ За допомогою Г.О.

розкривається фізичний смисл спектральних термов (вони визначають енергетичні рівні атома)

Частота кожної спектральної лінії визначається різницею 2 термів: $\nu = c/\lambda = T_{n_1} - T_{n_2}$ по Бору

$\nu = c/\lambda = (E_{n_1} - E_{n_2})/h$ тоді $T_n = -E_n/h$

3) **? 10,11**

- 4) Характеристичний спектр рентгенівських променів виникає при збудженні електронів глибоких оболонок атома, будова яких однакова у атомів з різними атомними номерами Z , і не змінюється при хімічних реакціях і утворенні сплавів. Для тв. тіл це зберігається тільки що при малих енергіях відбуваються малі відхілення.

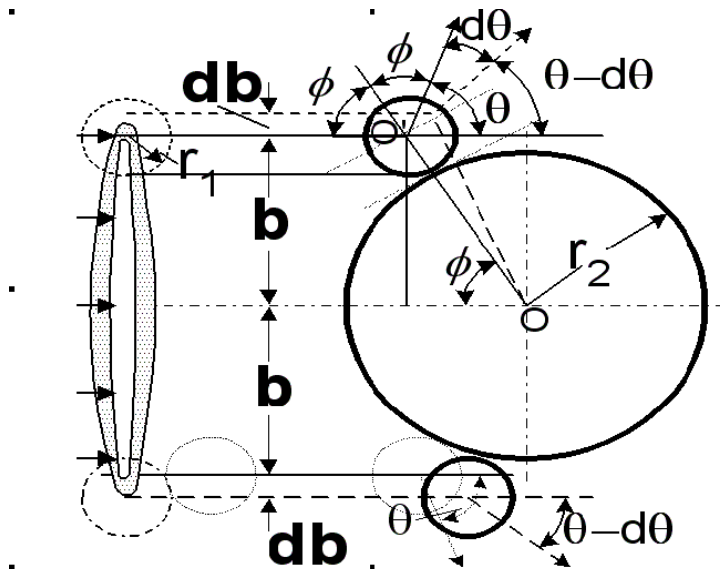


Рис.2.8. Схема розсіювання двох пружних кульок з радіусами r_1 і r_2 . O - центр кульки більшого радіуса, O' - центр кульки, що розсіюється, меншого радіуса, θ - кут розсіювання, $b = (r_1+r_2)\sin\phi$ - прицільна відстань, $\phi = (\pi+\theta)/2$.

Білет 41

1. Чому розсіювання е з енергіями меншими, ніж 1МеВ не вживають для визначення розмірів атомного ядра?
 2. Як визначається густина струму в квантовій механіці? Її особливості у випадку н/п.
 3. Користуючись векторною моделлю, вкажіть які терми матиме атом фтору($Z=9$ (10?))
 4. Які загальні риси лантаноїдів і актиноїдів?
- 1) При малих енергіях електронів ($E \leq 1$ еВ), що розсіюються, їх ефективний переріз пружного розсіювання σ_r різко зменшується і з'являється глибокий мінімум, тобто виявляється аномальна з позицій класичної фізики «прозорість» атомів для електронів, яка вважає електрони корпускулами.
 - 2) Густина квантомеханічного струму визначається за формулою

$$\vec{j} = i \frac{e\hbar}{2m} \{ \Psi \nabla \Psi^* - \Psi^* \nabla \Psi \} - \frac{e^2}{mc} \bar{A} \Psi \Psi^*, \text{ де } \bar{A} - \text{вектор потенціал } \text{rot } \bar{A} = \mathbf{B}, \text{ а } \Psi - \text{хвильова}$$

функція електронів. Густина струму складається із двох членів. Перший член в формулі визначає «парамагнітну» частину струму, а другий - «діамагнітну». Якщо хвильова функція когерентна, тобто якщо її фаза незмінна, то перший «парамагнітний» член рівний нулеві і залишається лише другий «діамагнітний» член, який описує ефект Мейснера ($B = 0$): $\vec{j}_s = -\frac{e^2}{mc} \bar{A} \Psi \Psi^* = -\frac{e^2}{mc} \mathbf{n}_s \bar{A}$, де

$\Psi^* \Psi = n_s$ - концентрація куперівських пар(-квазічастинка електронна пара, яка виникає при при тяжінні $2e$. Між двома електронами, котрі несуть на собі область локальної поляризації решітки, виникає взаємне притягіння через обмін віртуальними фононами. Воно менше кулонівського відштовхування. Проте через екранування на міжатомних відстанях воно зменшується і починає переважати фононне притягіння. Це притягіння зв'язує два електрони, утворюючи квазічастинку електронну пару, яка називається **куперівською парою**. Вона є квазічастинкою із зарядом $q = -2e$, масою $M = 2m_0$ та сумарним спіном $s = 0$ тобто є *бозоном*.) В ідеальному надпровідникові, коли електрон не розсіюється кристалевою граткою, тобто коли його довжина вільного пробігу прямує до нескінченності ($\lambda \rightarrow \infty$), густина надпровідного струму залежить від концентрації куперівських пар n_s і їх швидкості v_s $\vec{j}_s = 2e n_s \vec{v}_s$. Або з формул Максвела

$$\text{rot } \bar{B} = \frac{4\pi c}{c} \vec{j}_s, \quad \vec{j}_s = \text{rot } \bar{B} \frac{c}{4\pi c}$$

- 3) Фтор F ($Z = 10$) Електронна конфігурація в не збудженому стані $1s^2 2s^2 2p^5$. Видно, що необхідно перейти до розгляду еквівалентного електрона в стані $2p^1$. В цьому разі $S = 1/2$ і $2S + 1 = 2$. Таким чином терми фтору *дублетні*, а саме: 2S_0 ; $^2P_{1/2}$; $^2P_{3/2}$; $^2D_{3/2}$; $^2D_{5/2}$

- 4) Те що при незаповненій d оболонці(4-Л, 5-А) починає заповнюватись f оболонка(4-Л, 5-А). В групах по 14 елементів.

Білет 44

1. Визначити експериментальні розміри e .
 2. При якій кінетичній енергії протона можна досліджувати частинки розміром 10^{-13} см?
 3. Намалювати суму термов Н з врахуванням спіна ядра $I=1/2$.
 4. Чому в природі не можуть існувати елементи з $Z \geq 103$.
- 1) Класичний радіус електрона. Треба прирівняти його електростатичну енергію до повної енергії:

$$e^2/r_e = m_0 c^2. \text{ тоді } r_e = \frac{e^2}{m_0 c^2} = \frac{4,8 \cdot 10^{-10}}{9 \cdot 10^{-28} \cdot 9 \cdot 10^{-20}} = 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ см}.$$

2) $v \ll c$ $\lambda_B = h/m_0 v \ll a$ $T = 1/2 m v^2$ $\lambda_B = \frac{h \sqrt{m_0}}{m_0 \sqrt{2T}} = \frac{h}{2 \sqrt{2T m_0}}$

$$T \gg h^2/2m_0 a^2 = 9,4 \cdot 10^{30} \text{ eV}$$

- 3) 9-10 Квантове число F , що характеризує модуль повного моменту кількості руху $|\mathbf{L}_F|$ ($\mathbf{L}_F = \mathbf{L}_j + \mathbf{L}_I$), визначається нерівністю $|\mathbf{j} - \mathbf{I}| \leq \mathbf{F} \leq \mathbf{j} + \mathbf{I}$. Користуючись цією нерівністю розглянемо терми $3^2S_{1/2}$; $3^2P_{1/2}$; $3^2P_{3/2}$, переходи між якими утворюють дублет D_1 і D_2

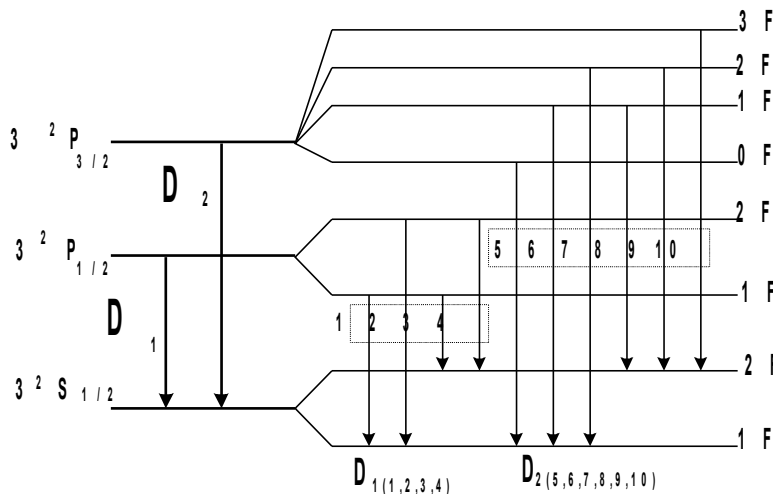
$$3^2S_{1/2}; j = \frac{1}{2}; I = \frac{3}{2}; F = \frac{1}{2} + \frac{3}{2}; \frac{1}{2} + \frac{3}{2} - 1 = 2; 1$$

$$3^2P_{1/2}; j = \frac{1}{2}; I = \frac{3}{2}; F = 2; 1$$

Таким чином, терм $3^2S_{1/2}$ розщеплюється на два

$$3^2P_{3/2}; j = \frac{3}{2}; I = \frac{3}{2}; F = 3; 2; 1; 0$$

підтерми з квантовими числами $F = 2$ і 1 ; терм $3^2P_{1/2}$ - на два підтерми з $F = 2$ і 1 ; терм $3^2P_{3/2}$ - на 4 підтерми з квантовими числами $F = 3; 2; 1; 0$. $\Delta F = 0; \pm 1$



- 4) Неможливість стабільного існування важких елементів пояснюється тим, що сили кулонівського відштовхування протонів в атомному ядрі не можуть бути врівноважені ядерними силами притягання і ядро стає нестійким. Перевага сил кулонівського відштовхування протонів в ядрі над силами між нуклонами ядра обумовлюється дальнодіючим характером кулонівських сил.

Білет 45

1. Як визначається заряд e ? Чи можна його визначити вивчаючи рух e в e і магнітних полях? Приклади.
2. Які особливості хв. р-ня і хв. функції?
3. Від чого залежить коефіцієнт вбирання світла?
4. Чим відрізняються елементи, що знаходяться в 3 групі, але в різних підгрупах?

- 1) $\vec{F} = e \vec{E} + (e/c)[\vec{v}\mathbf{H}]$ Дослід Мілікена -спостерігав за маленькими масляними краплинами в електричному полі плоского конденсатора. Нейтральні не заряджені краплини під дією гравітаційного поля рухались в напрямку до центру Землі. Під час цього руху встановлювалась рівновага, коли сила земного тяжіння врівноважувалась силою в'язкості, і краплина починала рухатись із сталою швидкістю рівною: $v = m_1 g / 6\pi\eta r$ (%), де m_1 - маса крапельки, g - прискорення земного тяжіння, η - коефіцієнт внутрішнього тертя повітря (внутрішня в'язкість), r - радіус краплини. Вимірявши швидкість v , можна за допомогою формули $(v\{v,0,0\}, E\{0,0,E\}, H\{0,0,H\}) m\ddot{x} = \frac{eH}{c} \dot{y}, m\ddot{y} = -\frac{eH}{c} \dot{x}, m\ddot{z} = eE$; обчислити масу краплини m_1 . Під дією ультрафіолетового світла масляні краплини емітують фотоелектрони (втрачають заряди) і стають позитивно зарядженими. На заряджені краплини починає діяти електричне поле конденсатора з напруженістю E . Можна підібрати таку напругу на обкладинках плоского конденсатора, щоб частинка зупинилась. Її зупинка відбудеться тоді, коли електростатичні сили урівноважать силу тяжіння: $eE = m_1 g$ (*) Як видно із співвідношення (*), визначивши m_1 , котре за формулою (%) знаходиться через швидкість руху краплини в нульовому полі $E = 0$ ($m_1 = 6\pi\eta r/g$), можна знайти абсолютну величину заряду e . Краплини втрачають різні заряди. Проте досліди показали, що всі вони кратні деякому мінімальному значенню заряду, який за абсолютною величиною збігається із зарядом, котрий визначив Гельмгольц. $e = 1,602 \cdot 10^{-19} Кл$.

- 2) Хвильова функція є принципово комплексною і не спостерігаємою величиною. Це означає, що фізичний зміст має лише квадрат хвильової функції, яка є густиною ймовірності знайти частинку в даній точці простору. Ця ймовірність повинна бути скінченою, однозначною, неперервною та нормованою. Тому на хвильову функцію також накладають такі самі умови + ортонормованість,

$$\text{тобто} \quad \int \Psi^*_m \Psi_n dV = \delta_{mn} = \begin{cases} 1 & m = n \\ 0 & m \neq n \end{cases} \quad \text{Крім того, виходячи із принципу суперпозиції,}$$

можна стверджувати, що хвильова функція повинна описуватись лінійним хвильовим рівнянням. Хвильова функція вільної частинки є плоска хвиля де Бройля. Хвильове р-ня описує хвильову функцію. З частинкою, котра рухається у вільному просторі з постійною швидкістю v , зв'язана деяка функція -плоска хвиля з довжиною $\lambda = h/p \rightarrow \psi = \psi_0 \exp\{-i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})\}$. Р-ня

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta \Psi + V\Psi$$

- 3) Коефіцієнт Ейнштейна $B_{fi} = \frac{2\pi}{3\hbar^2} |\mathbf{e}_{fi}|^2$ коефіцієнт вбирання світла. $r_{if} = \int \Psi_i^{0*} r \Psi_f^0 dV$ - матричний елемент переходу.
- 4) Кількістю зовнішніх електронів, отже валентністю (Валентність- Способність атома (или атомной группы) образовывать химические связи с другими атомами (или атомными группами)).

Білет 46

- Чому в досліді Резерфорда використовувались α -частинки, а не e ?
 - В чому причина того, що в лужних металах знімається виродження по квантовому числу ℓ ?
 - Як залежить електропровідність Me , n/p та діелектриків? Що таке рухливість носіїв заряду?
 - Чим відрізняються елементи, що знаходяться в одній групі періодичної системи елементів, але стоять в різних підгрупах(на прикладі 1 групи)?
- 1) Із-за того,що малі енергії електронів ($E < 500MeV$), що розсіювались, не дали змогу в цих дослідах позбавитись впливу електронів атома. Тому розміри атомного ядра не були визначені. Зараз саме за допомогою електронів з енергіями $E > 500 MeV$ знаходять розміри ядра. На початку ХХ століття не було можливості працювати з електронами таких енергій і тому англійський вчений лауреат нобелівської премії Ернест Резерфорд в 1911 році разом зі своїми учнями Гансом Гейзером і Ернестом Марсденом вирішили використати для цього розсіювання α -частинок. Ці частинки являють собою двічі іонізовані атоми гелію (He^{++}). Вони мають заряд $q = +2e$ і масу $M_\alpha = 4m_p = 4m_{H1} = 6,69 \cdot 10^{-24} г$

більшу за масу електрона ($M_\alpha > m_0$). Це означає, що центр мас α -частинки і електрона майже збігається з центром α -частинки і електрона майже не впливатимуть на розсіювання α -частинок.

2) В лужних Ме є властивості, що зв'язані із наявністю екранування ядра сильно зв'язаними електронами. Екранування змінює електростатичне поле ядра, в якому знаходиться валентний електрон. Потенціал екранованого ядра можна записати у вигляді ряду

$$V(r) = -\frac{e^2 Z}{r} - C_1 \frac{e^2 Z}{r^2} - C_2 \frac{e^2 Z}{r^3} \dots$$

Перший член дипольний, другий квадрупольний тощо.

Для $\left| \frac{C_2}{r^2} \right| < \left| \frac{C_1}{r} \right| < 1$ для $r \sim a_0$. Підставимо тепер $V(r)$ в радіальну частину рівняння Шредінгера для стаціонарних станів

$$\Delta_r R + \frac{2m_0}{\hbar^2} \left\{ E + \frac{e^2 Z}{r} + C_1 \frac{e^2 Z}{r^2} - \frac{\hbar^2 \ell(\ell+1)}{2m_0 r^3} \right\} R = 0$$

обмежуючись при цьому лише дипольним членом. Введемо нове квантове число ℓ^* так, щоб

$$C \frac{e^2 Z}{r^2} - \frac{\hbar^2 \ell(\ell+1)}{2m_0 r^2} = -\frac{\hbar^2 \ell^*(\ell^*+1)}{2m_0 r^2}$$

Знайдемо ℓ^*

$$\ell^{*2} + \ell^* - (\ell^2 + \ell - C_1 \frac{2Z}{a_0}) = 0 \quad \ell^* = -\frac{1}{2} \left[1 - (1+2\ell) \sqrt{1 - \frac{8C_1 Z}{a_0(1+2\ell)^2}} \right] \cong -\frac{1}{2} \left[-2\ell + \frac{4C_1 Z}{a_0(1+2\ell)} \right]$$

$\ell > 0$, тому знак

мінус перед коренем квадратним не має фізичного змісту і залишається лише плюс.

$$\ell^* = 1 - \frac{C_1 Z}{a_0 \left(\ell + \frac{1}{2} \right)} = 1 - \sigma^*$$

де $\sigma^* = \frac{C_1 Z}{a_0 \left(\ell + \frac{1}{2} \right)}$ Енергія стаціонарного стану для воднеподібних атомів

визначається формулою

$$E_{n,\ell} = -Z^2 \frac{1}{(1+m_0/M)} \frac{e^2}{2a_0(n_r+1+\ell^*)^2}$$

Підставимо в цю формулу $\ell^* +$

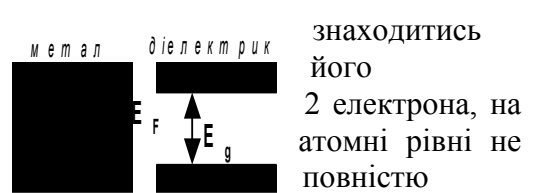
те що $n_r + 1 + \ell = n$ то $n_r + 1 + \ell^* = n_r + 1 + \ell - \sigma^* = n$

$$E_{n,\ell} = -Z^2 \frac{1}{(1+m_0/M)} \frac{e^2}{2a_0 n^2 \left(\ell - \frac{\sigma^*}{n} \right)^2}$$

Таким

чином, показано, що енергія стаціонарних станів в атомах лужних металів залежить не тільки від головного квантового числа n але й від орбітального квантового числа ℓ . Це означає, що наявність екрануючих електронів створює внутрішнє поле в атомі, котре знімає виродження в атомах лужних металів.

3) На кожному енергетичному рівні атома може лише певна скінчена кількість електронів, яка визначається квантовими числами. Наприклад, на s - рівні може знаходитись p - рівні 6 електронів, на d - рівні - 10 електронів і т. д. Окремі завжди повністю заповнені, що створює умови для появи не заповнених зон в кристалах. Тому в кристалах можуть утворюватись заповнені, частково заповнені і не заповнені зони. Зона, що утворюється в результаті розщеплення енергетичні рівнів, на яких знаходяться валентні електрони, називається *валентною зоною*. Принцип Паулі обмежує заповнення енергетичних рівнів і зон електронами і тим самим створює різницю в структурі енергетичних зон металів і діелектриків: метали мають напівзаповнені зони, а діелектрики заповнені та незаповнені зони розділені енергетичним інтервалом (E_g), котрій називається забороненою зоною



(Метали) В реальних кристалах електричне поле прискорює електрони лише на протязі середнього часу їх життя між двома послідовними актами розсіяння (τ). Тому після великої кількості актів прискорення та розсіяння встановлюється середній імпульс або середня дрейфова швидкість в напрямку

$$v_d = \frac{p}{m^*} = \frac{eE}{m^*}$$

де e - елементарний заряд, m^* - ефективна маса

квазічастинки. Дрейфова швидкість визначає густину електричного струму (j), що протікає в

провіднику під дією електричного поля $\mathbf{j} = e n \mathbf{v}_d = \frac{e^2 \tau}{m^*} n E$, тобто має місце закон Ома $\mathbf{j} = \sigma E$, де σ -

питома електропровідність. Вона залежить від дрейфової швидкості в одиничному полі $\mu = v_d/E$, яку прийнято називати рухливістю квазічастинок, та n - концентрації вільних здатних рухатися квазічастинок (електронів) у незаповненій або частково заповненій зоні $\sigma = e n \mu$, де рухливість

$\mu = \frac{e}{m^*} \tau$ визначається процесами розсіяння (τ) та зонною структурою m^* . Аналіз формул (19.38)

показує, що концентрація електронів в металах слабо залежить від температури і тому температурна залежність електропровідності залежить від процесів розсіяння, котрі в металах впливають на

рухливість. $S_F = 4\pi p_F^2 = 4\pi 2m^* E_F$ $\sigma = \frac{2e^2 S_F \ell}{3h^3}$. Вона показує, що перенесення електронів в металах

здійснюється електронами, що знаходяться на ізоенергетичній поверхні Фермі. Вона була нами доведена у випадку сферичної поверхні Фермі, Проте виявляється, що вона має такий самий вигляд і в тих випадках, коли враховувати динаміку електронів провідності в металах з несферичними поверхнями Фермі. Тому поверхня Фермі досить часто використовується в сучасній теорії металів.

Відзначимо, що електропровідність твердих тіл є проявом квантово-механічних властивостей квазічастинок. Дійсно, розглянемо електропровідність одновимірного провідника, яка згідно закону

Ома рівна: $\Sigma = \frac{\Delta I}{\Delta V} = \frac{e}{\tau \Delta V} = \frac{e^2}{\tau \Delta(eV)}$. Якщо вважати, що τ є час між двома станами розсіяння

квазічастинки, а $\Delta(eV)$ є невизначеність її енергії, то згідно співвідношення невизначеності $\tau \Delta(eV) > h$

маємо $\Sigma \geq \frac{e^2}{h}$

У напівпровідників між заповненою електронами валентною зоною та незаповненою електронами зоною провідності знаходиться заборонена зона шириною E_g . При $T = 0$ К зона провідності вільна від електронів і напівпровідник при цій температурі поводить себе як діелектрик. При підвищенні температури частина електронів валентної зони збуджується і переходить у зону провідності. В зоні провідності утворюються квазічастинки - електрони з ефективною масою m_e , котрі беруть участь у формуванні електронної частини електропровідності (σ_e). У валентній зоні при збудженні електронів утворюються квазічастинки - дірки з ефективною масою m_p , котрі відповідають за діркову частину електропровідності (σ_p). Повна електропровідність напівпровідника (σ) є сумою її електронної та діркової частин: $\sigma = \sigma_e + \sigma_p = e n_e \mu_e + e n_p \mu_p$, де n_e та n_p - концентрації електронів та дірок, а μ_e та μ_p - їх рухливості відповідно. Рухливості електронів та дірок залежать від процесів їх розсіяння іншими електронами, іонізованими домішками, дефектами ґратки, фононами та поверхнею твердого тіла. Вони залежать від природи кристалу, зонної його структури, дисперсійна залежність якої враховується ефективними масами квазічастинок, домішкового складу, концентрації дефектів та

температури, які визначають час релаксації квазічастинок - носіїв заряду ($\tau_{e,p}$): $\mu_{e,p} = \frac{e}{m_{e,p}^*} \tau_{e,p}$

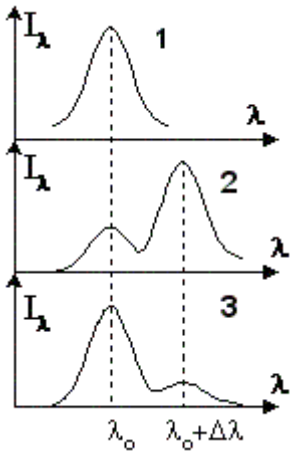
.Концентрації електронів та дірок залежать від інтенсивності їх збудження. Наприклад, при тепловому збудженні n_e та n_p сильно залежать від температури і ця залежність здебільшого більш сильна температурної залежності рухливостей квазічастинок μ_e та μ_p . Тому температурна залежність електропровідності напівпровідників $\sigma(n)$ визначається, головним чином, температурними залежностями концентрацій електронів $n_e(T)$ та дірок $n_p(T)$.

4) Кількістю зовнішніх електронів, отже валентністю (Валентність- Спосібність атома (или атомной группы) образовывать химические связи с другими атомами (или атомными группами).

Білет 47

1. Як залежить інтенсивність комптонівського розсіювання рентгенівських променів від атомного числа Z , що розсіює λ .
2. Висновки із некомутативних фізичних величин.
3. Принципове значення дослідів Лемба і Резерфорда.

4. Чому 3 період системи Менділєєва містить 8 елементів, а не 18?



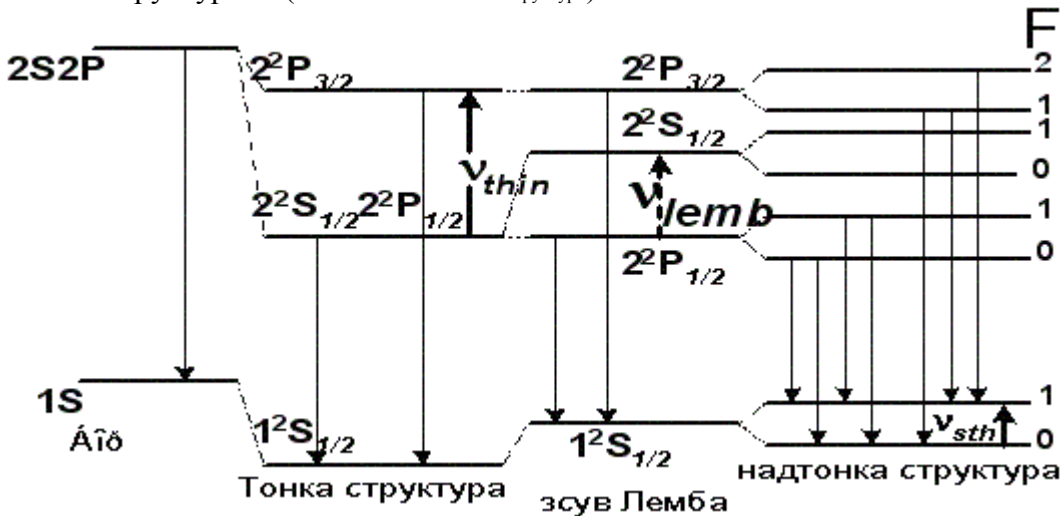
1) Збільшення атомного номера речовини Z , що розсіює рентгенівські промені, зменшувало, інтенсивність розсіяних рентгенівських променів. (Ефект Комптона на різних речовинах, що розсіюють: 1-лінія нерозсіяних рентгенівських променів, 2 - кремній, 3 - мідь)

2) **Некомутативність** або виконання співвідношень (8.43) означає, що одночасно не можна точно вимірювати хоча би дві проекції моменту кількості руху. Вимірювання проекції моменту кількості руху мовчазно допускає, що для цього потрібно включити поле, щоб визначити напрям осі, на яку проектується момент кількості руху. Наявність поля призводить до появи моменту сил, під дією якого починається прецесія моменту кількості руху навколо цієї осі. Вектор моменту кількості руху починає обертатись навколо цієї осі і тому дві інші проекції стають невизначеними. Тому оператор моменту кількості руху не має власних функцій і власних векторних значень. Некомутативність проекцій вектора \mathbf{L}^{\wedge} є наслідком того, що вектор $\bar{\mathbf{L}} = [\bar{\mathbf{r}}, \bar{\mathbf{p}}]$ залежить від $\bar{\mathbf{r}}$ і $\bar{\mathbf{p}}$, які не можна згідно співвідношенню невизначеності одночасно вимірювати, тому що $\Delta g \Delta p > h$ // L - момент кількості руху на осі //

$$\begin{aligned} \hat{L}_x \hat{L}_y - \hat{L}_y \hat{L}_x &= i\hbar \hat{L}_z \\ \hat{L}_x \hat{L}_z - \hat{L}_z \hat{L}_x &= i\hbar \hat{L}_y \\ \hat{L}_y \hat{L}_z - \hat{L}_z \hat{L}_y &= i\hbar \hat{L}_x \end{aligned} \quad (8.43) \quad \begin{aligned} \hat{\mathbf{L}} &= [\hat{\mathbf{r}}, \hat{\mathbf{p}}] = [\mathbf{r}, -i\hbar \nabla] \\ \hat{L}_x &= y\hat{p}_z - z\hat{p}_y \\ \hat{L}_y &= z\hat{p}_x - x\hat{p}_z \\ \hat{L}_z &= x\hat{p}_y - y\hat{p}_x \end{aligned} \quad (*), \quad \begin{aligned} \hat{p}_x &= -i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \\ \hat{p}_y &= -i\hbar \frac{\partial}{\partial y} \\ \hat{p}_z &= -i\hbar \frac{\partial}{\partial z} \end{aligned} \quad (**)$$

Ці співвідношення можна досить просто довести, якщо згадати, що оператор моменту кількості руху і його проекції мають такий вигляд (*).

3) Ці досліди дозволили зробити висновок, що рівні $2^2S_{1/2}$ і $2^2P_{1/2}$ зсунуті один відносно другого на деяку величину. Цей зсув на порядок величини менший від зсуву, що викликається тонкою структурою ($\Delta E_{\text{лемба}} < \Delta E_{\text{тонкої структури}}$).



4) Починає заповнювати 3-й період, тобто M -шар з головним квантовим числом $n=3$. На цьому шарі повинно бути розміщено 18 електронів, тому що найбільша кількість можливих станів цього шару є $2n^2=2 \cdot 3^2=18$. Але тут лише 8 елементів. Бо досі ми нехтували енергією орбітального руху електронів, яка починає грати важливу роль при збільшенні заряду ядра, тому що при цьому можливі стани з більшими орбітальними квантовими числами ℓ . Тому із зростанням Z треба брати до уваги “відцентрову енергію електронів”

$$\frac{L^2}{2m_0 r^2} = \frac{\ell(\ell+1)\hbar^2}{2m_0 r^2}, \quad \text{де } r - \text{відстань електрона від ядра.}$$

Кулонівська і “відцентрова” енергії мають різні знаки (дивись радіальну частину рівняння Шредінгера формула $(\Delta_r R + \frac{2m_0}{\hbar^2} \left(E + \frac{e^2 Z}{r} - \frac{\hbar^2 \ell(\ell+1)}{2m_0 r^2} \right) R = 0$) тому внесок “відцентрової” енергії може порушити плавне зменшення енергії електронів із збільшенням Z . Саме ця обставина є

причиною того, що після заповнення оболонки 3p в атомі аргону $Z=18$ наступний 19-й електрон в атомі калію починає заповнювати оболонку 4s, а не 3d оболонка.

Білет 48

1. Чи можна за допомогою моделі атома водню Бора пояснити його магнітні властивості?
 2. Автоелектронна емісія в н/п.
 3. В чому полягає перехід від нормального до j-j зв'язку?
 4. Яку кількість елементів могли б утворити атоми з квантовим числом $n=5$?
- 1) Енергії стаціонарних станів воднеподібних атомів з одним електроном і зарядом ядра Ze визначаються головним квантовим числом $n = 1, 2, 3, 4, \dots, \infty$

$$E_n = -Z \frac{e^2}{2a_n} = -Z^2 \frac{e^2}{2a_0 n^2} \quad (4.18)$$

Новою рисою еліптичних орбіт є n - **кратне виродження** стаціонарних станів. Воно полягає в тому, що при заданому значенні числа n при $E = \text{Const}$ є n станів руху, тобто n орбіт, котрі відрізняються одна від одної значенням орбітального квантового n_ϕ або величиною малої напівосі еліптичної орбіти.

Виродження можна зняти за допомогою зовнішніх полів, наприклад, магнітного поля, яке буде діяти на магнітні моменти, що створюються електронними струмами при русі електронів по замкненим орбітам. Кожний замкнений контур зі струмом (або замкнена орбіта) має магнітний момент

$$\mu = \frac{1}{c} \oint i ds = \frac{1}{c} \oint \frac{e}{\tau} ds = \frac{e}{c\tau} \oint ds = \frac{e}{c\tau} \oint \frac{r^2}{2} d\phi \quad (4.19)$$

Запишемо вираз для L_ϕ $L_\phi = m_0 r^2 \frac{d\phi}{dt}$ знайдемо з нього $d\phi = \frac{L_\phi}{m_0 r^2} dt$ Тоді

$$\mu = \frac{e}{2m_0 c} \frac{1}{\tau} \int_0^\tau L_\phi dt = \frac{e}{2m_0 c} L_\phi \quad (4.21) \quad \text{Співвідношення між магнітним і механічним моментами}$$

$$\left| \frac{\mu_\phi}{L_\phi} \right| = \frac{e}{2m_0 c} \quad (4.21^*)$$

Наявність магнітного поля призведе до появи третьої координати, тобто до появи третьої умови квантування $\oint L_\psi d\psi = n_\psi h$ (4.22)

Енергія системи з магнітним полем не рівним нулеві буде рівною

$$\Delta E = -(\mu H) = -\mu H \cos \alpha = \Delta E = -\frac{e}{2m_0 c} L_\phi H \cos \alpha = -\frac{e}{2m_0 c} n_\phi h H \frac{n_\psi}{n_\phi} = -m \mu_0 H \quad (4.25)$$

Таким чином *кожному значенню кута α або квантового числа n_ψ відповідає певне значення енергії в магнітному полі ΔE і тому повна енергія електронів в даному стаціонарному стані $E_n = E_n^0 - \Delta E$ тепер залежить від двох квантових чисел головного n і магнітного квантового числа $n_\psi = m$.*

Число m назване магнітним тому, що воно визначає проекцію магнітного моменту на напрямок, що збігається з напрямком напруженості магнітного поля $\frac{e}{2m_0 c} L_\phi \cos \alpha = m \mu_0$, і визначає енергію

електрона в атомі, яку він набуває в магнітному полі (формула (4.25). В формулі (4.25) $\mu_0 = \frac{e h}{2m_0 c}$ -

магнетон Бора - магнітний момент електрона на першій борівській орбіті. Магнітне квантове число $m = n_\psi$ пробігає такі значення $m = n_\phi, n_\phi - 1, n_\phi - 2, \dots, -n_\phi$, тобто має $2n_\phi + 1$ значень. Атом набуває в магнітному полі стільки додаткових значень ΔE , що це призводить до зняття виродження. Енергія

$$\text{станів тепер рівна } E_n = E_n^0 - m \mu_0 H = Z^2 \frac{e^2}{2a_0 n^2} - m \mu_0 H$$

- 2) ?
- 3) ?

4) $N=2n^2=2*25=50$

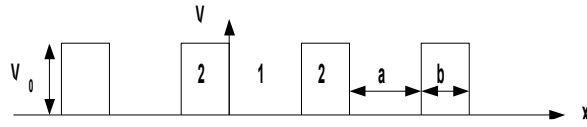
Просто так Білет ?1

1. Зони Брюлліена.
2. Яка відмінність між фото-, Оже- і е відбиття?
- 1) Зони Бріллюена- області значень k , в межах яких енергія електрона змінюється майже неперервно, а на її границях відбувається розрив.

При розгляданні періодичного потенціалу моделі Кроніга –Пені, було отримано закон дисперсії –

(залежність $E(k)$)

$$\cos(ka) = \cos(\alpha a) + \frac{mabV_0}{\hbar^2} \cdot \frac{\sin(\alpha a)}{\alpha a}, \text{ де}$$



$$\alpha = \sqrt{2mE}/\hbar, \text{ b-ширина бар'єру}$$

Потім отримали дисперсійну залежність - залежність енергії від хвильового вектора k . Видно, що в точках $k = \pm n\pi/a$, де n - цілі числа, спостерігається розрив хвильового вектора і виникає заборонена зона. Наявність розривів і поява зон зв'язані з хвильовими властивостями електронів, а саме за цих умов відбувається відбиття електронних хвиль через дифракцію на періодичній структурі потенціального бар'єра. Ширини заборонених зон зменшуються для більш високих зон, тоді як ширини дозволених зон з більшими значеннями дозволених енергій збільшуються. В межах дозволеної зони має місце неперервна дисперсійна крива $E(k)$, яка відрізняється від дисперсійної кривої $E(k) = \hbar^2 k^2 / 2m$ вільного електрона. Видно також, що при збільшенні висоти бар'єрів ширини дозволених зон зменшуються і система збігається з системою окремих енергетичних рівнів, притаманних незв'язаним електронним станам.

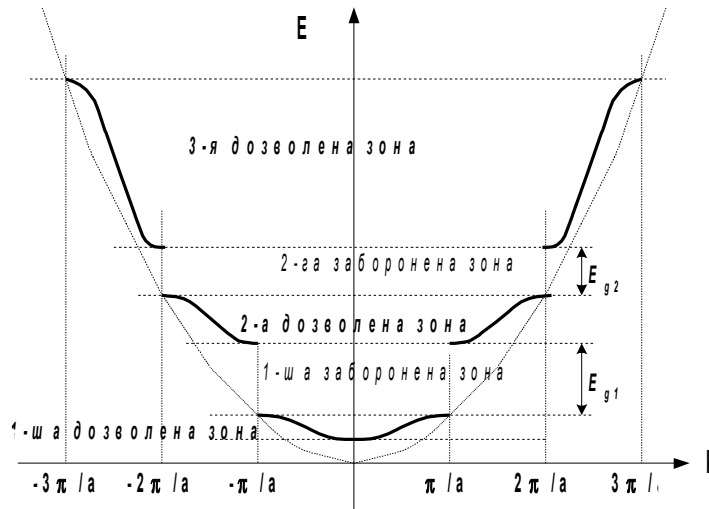


Рис.19.4. Енергетичний спектр електронів $E(k)$ моделі Кроніга - Пені (розширені зони).

Розриви енергетичного спектру, що призводить до утворення заборонених зон, відбувається при умові $k_{зр} = n \frac{\pi}{a}$, де n - ціле число. Якщо визначити k через довжину хвилі де Бройля λ ($k = 2\pi/\lambda$), то умова розриву зон набуває вигляду $2a = n\lambda$. Ця формула збігається з формулою Вульфа - Бергга $2a \cdot \sin\theta = n\lambda$, яка для одновимірної ґратки ($\theta = \pi/2$) має вигляд $2a = n\lambda$. Таким чином, розрив зон виникає тоді, коли замість біжучої електронної хвилі через Бреггівську дифракцію на періодичній структурі кристалу виникає стояча хвиля. Електрон з хвильовим вектором $k = \pm n\pi/a$ проводить значний час поблизу атомних залишків, або знаходиться в просторі між ними. На рис. перша зона Бріллюена при $-\pi/a < k < \pi/a$, друга зона Бріллюена при $-2\pi/a < k < -\pi/a$ і $\pi/a < k < 2\pi/a$ і т. д. Всі зони Бріллюена мають однакову протяжність рівну $2\pi/a$. Вони можуть бути побудовані не тільки для одновимірної ґратки, але й для двовимірних і тривимірних ґраток і мають в цьому випадку також рівні площі або об'єми для всіх зон Бріллюена.

2) **Оже-електрон**-електрон, випромінюваний атомом, чи молекулою при оже-ефекті. **Оже-ефект**-процес, включаючий в себе: заповнення електронною вакансією, образованою на внутрішньому рівні енергії атома, передачу безвипромінюваним шляхом виділеної при цьому енергії електрону на іншому, вище розташованому рівні і виліт цього е з атома.

Фотоелектрон- електрон, випущений в-вом під дією електромагнітного випромінювання.

Фотоэффект- процес взаємодії електромагнітного випромінювання з в-вом, в наслідок якого енергія фотонів передається електронам в-ва.

Спектр вбирання рентгенівських променів має такі властивості:

1) при поглинанні рентгенівських променів крім флуоресценції може мати місце також **рентгенівський фотоэффект** (емісія фотоелектронів). Кінетична енергія фотоелектронів, що емітуються, залежить від енергії оболонки, з якої збуджуються електрони $mv^2/2 = h\nu - e\phi - eV_i$

2) при поглинанні рентгенівських променів крім флуоресценції та рентгенівського фотоэффекту може мати місце автоіонізація або **оже електронна емісія**. Оже електронна емісія переважає над флуоресценцією в речовинах з малими атомними номерами Z , тоді як при великих Z переважає рентгенівська флуоресценція

В оже ефекті енергія кванта $h\nu$ поглинається, наприклад, електронном К-шару. Виникає електронна вакансія в К-шарі. Ця електронна вакансія заповнюється електронном із верхніх оболонок, наприклад, із L_{II} - оболонки. Енергія, котра при цьому виділяється, рівна $E_K - E_{LII}$. Ця енергія може бути через внутрішні ступені свободи **без випромінювання** передана іншому електрону цієї самої або іншої електронної оболонки. Якщо при цьому передана без випромінювання енергія достатня для фотоелектронної емісії, то з'явиться оже електрон з кінетичною енергією рівною

$$\frac{mv_{ot}^2}{2} = E_K - E_{LII} - e\phi - eV_{iL} . \text{ Наприклад, якщо } eV_i = E_{LII}, \text{ то } \frac{mv_{ow}^2}{2} = E_K - 2E_{LII} - e\phi , \text{ де } \phi - \text{ робота виходу}$$

електронів із твердого тіла. Таким чином **ефект Оже або автоіонізація** є процес іонізації (емісія електронів) не за допомогою зовнішньої енергії, а за рахунок енергії збудження самого атома, котра передається електрону не через поглинання кванту, а через внутрішні зв'язки системи без випромінювання.

3) каіва

Білет ?2

1. Який внесок зробили досліди Франка-Герца? Чи їх можна застосувати до твердих тіл?
2. Чому в дослідах Лемба-Резерфорда використовувались вимушені переходи?
3. Пояснити надтонку структуру е-резонансу.
4. Чим визначається структура рентгенівських спектрів?

1) Доказали, що атоми завжди поглинають і випромінюють окремими дискретними порціями енергії.

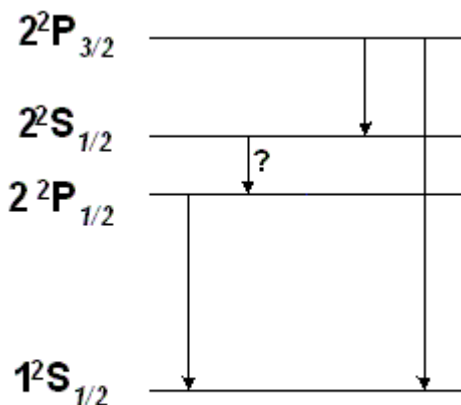


Схема енергетичних рівнів атома водню

(1) спектри енергетичних втрат електронів дискретні, тобто в ізольованих атомах електронні стани атомів мають певний, притаманний цьому типу атому, дискретний набір рівнів енергії, котрий характеризується відповідною послідовністю дискретних потенціалів збудження $V_{a1}, V_{a2}, V_{a3}, \dots$;

(2) збуджені атоми випромінюють кванти $h\nu = eV_a$;

(3) характерний набір потенціалів збудження для кожного типу атома дає можливість розрізняти атоми і є базою для практичного застосування в електронній спектроскопії характеристичних втрат енергії електронів.

2) Метою цих дослідів була перевірка виродженості термів $2^2S_{1/2}$ та $2^2P_{1/2}$. На початку допустимо, що ці енергетичні рівні не співпадають один з одним, як це зображено на рис.

Енергетичний рівень $2^2S_{1/2}$ є метастабільним рівнем, тому що перехід на більш глибокий енергетичний рівень $1^2S_{1/2}$ заборонений правилами відбору. Отже збуджений на цей рівень $2^2S_{1/2}$ електрон зможе знаходитись на ньому досить довгий час, бо ($\tau(2^2S_{1/2}, 2^2S_{1/2}) > \tau(\text{спонтанного переходу})$). Перехід із рівня $2^2S_{1/2}$ на рівень $2^2P_{1/2}$ дозволений правилами відбору $\Delta l = 1$. Проте він

малоймовірним, тому що ймовірність переходу обернено пропорційна енергії кванта $h\nu$, що випромінюється при цьому переході, а енергія цього кванта мала. Таким чином збуджений в стан $2^2S_{1/2}$ електрон має великий час життя ($\tau \sim$ декілька років). Водночас відомо, що ймовірності вимушених переходів значно більші від ймовірностей спонтанних переходів. Тому при опромінюванні атомів водню електромагнітними хвилями з квантами $h\nu = E(2^2S_{1/2}) - E(2^2P_{1/2})$ суттєво зростає ймовірність вимушених переходів між цими енергетичними рівнями, що в свою чергу викликає спонтанний перехід на рівень $1^2S_{1/2}$ і утворюється незбуджений атом водню. Таким чином, в дослідах Лемба і Різерфорда вивчається можливість виникнення вимушених переходів $2^2S_{1/2} \rightarrow 2^2P_{1/2}$

3) ?

4) Визначається мультиплетністю термів і виникає за рахунок спин-орбітальної взаємодії.

Білет ?3 (23)

1. Електропровідність н/п.
2. Метод молекулярних орбіталей.
3. Досліди Штерна і Герлаха.
4. Як зміниться пучок, якщо T зміниться в 1.2 раза? (\rightarrow звужиться в 5/6 раз)
5. Дослідити терм $^2F_3 \rightarrow 2j+1$

1) У **напівпровідників** між заповненою електронами валентною зоною та незаповненою електронами зоною провідності знаходиться заборонена зона шириною E_g . При $T = 0$ К зона провідності вільна від електронів і напівпровідник при цій температурі поводить себе як діелектрик. При підвищенні температури частина електронів валентної зони збуджується і переходить у зону провідності. В зоні провідності утворюються квазічастинки - електрони з ефективною масою m_e , котрі беруть участь у формуванні електронної частини електропровідності (σ_e). У валентній зоні при збудженні електронів утворюються квазічастинки - дірки з ефективною масою m_p , котрі відповідають за діркову частину електропровідності (σ_p). Повна електропровідність напівпровідника (σ) є сумою її електронної та діркової частин: $\sigma = \sigma_e + \sigma_p = en_e\mu_e + ep_p\mu_p$, де n_e та n_p - концентрації електронів та дірок, а μ_e та μ_p - їх рухливості відповідно. Концентрації електронів та дірок залежать від інтенсивності їх збудження. Наприклад, при тепловому збудженні n_e та n_p сильно залежать від температури і ця залежність здебільшого більш сильна температурної залежності рухливостей квазічастинок μ_e та μ_p . Тому температурна залежність електропровідності напівпровідників $\sigma(n)$ визначається, головним чином, температурними залежностями концентрацій електронів $n_e(T)$ та дірок $n_p(T)$.

2) В методі молекулярних орбіталей молекулу розглядають, як систему, зовнішні електрони якої належать всій молекулі. Молекулярні орбіталі будуються за допомогою лінійних комбінацій атомних орбіталей. Так для гомоядерної⁷ молекули було знайдено, що коли складаються атомні орбіталі однакових знаків, а це можливо для синглетного стану, коли для побудови молекулярної орбіталі використовують електрони з антипаралельними спінами, то виникає збільшення електронної густини між атомними ядрами двох атомів, що взаємодіють. В цьому разі виникають сили притягання і така молекулярна орбіталь називається **зв'язуючою**. Якщо навпаки складаються орбіталі різних знаків, а це можливо для триплетного стану, коли використовуються електрони з паралельними спінами, то електронна густина між атомними ядрами взаємодіючих атомів зменшується і виникають сили відштовхування. Така молекулярна орбіталь називається **розривляючою**.

В молекулі завжди існує певний напрямок(в двохатомній молекулі він співпадає з прямою, що з'єднує обидва атомних ядра). Цей напрямок визначається кулонівським полем атомних ядер. Наявність такого напрямку призводить до того, що в молекулі треба розглядати проекції моменту кількості руху на цей напрямок. Тому молекулярні стани визначаються **квантовим числом λ** , котре визначає проекції моменту кількості руху на цей напрямок ($L_z = \hbar\lambda$), де квантове число має значення такі $\lambda = 0, 1, 2, 3, \dots$ Кожному значенню числа λ відповідає певний стан молекули.

Розглянемо приклади використання методу молекулярних орбіталей до двохатомних гомоядерних молекул. При цьому будемо використовувати такі позначення: для парної або зв'язуючої орбіталі індекс

⁷ Гомоядерні молекули - молекули з однаковими ядрами, від грецького слова *гомео* - однаковий.

g^8 , а для непарної розрихляючої орбіталі індекс u^9 . Ці приклади зображені на рис.17.7. Вони зрозумілі без додаткових коментарів. Коли взаємодіють симетричні s - стани, то виникає σ - зв'язок, а коли взаємодіють p -стани, то виникає p -зв'язок. Звертає на себе увагу різна симетрія σ - та π - зв'язків. σ - зв'язок симетричний відносно обертання навколо осі, що проходить через атомні ядра молекули, а π - зв'язок симетричний відносно площини, що проходить через атомні ядра молекули і напрямком p -орбіталі атома, що бере участь в формуванні π -зв'язку.

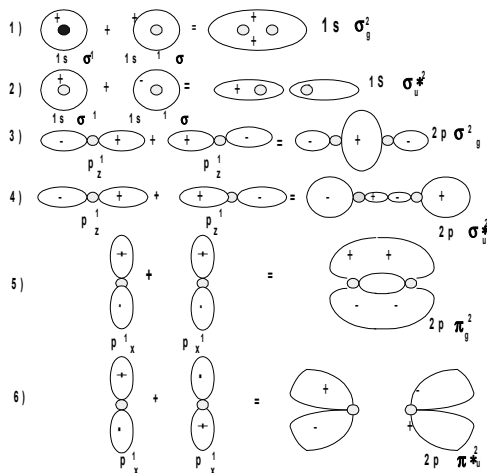


Рис.17.7. Схема утворення молекулярних орбіталей двохатомної гомоядерної молекули: 1) $-1\sigma_g^2$ парної зв'язуючої орбіталі з σ -зв'язком, 2) $-1\sigma_u^{*2}$ непарної розрихляючої орбіталі з σ -зв'язком, 3) $-2p_z\sigma_g^2$ парної зв'язуючої орбіталі з π -зв'язком, 4) $-2p_z\sigma_u^{*2}$ непарної розрихляючої орбіталі з σ -зв'язком, 5) $-2p_x\pi_g^2$ парної зв'язуючої орбіталі з π -зв'язком, 6) $-2p_x\pi_u^{*2}$ непарної розрихляючої орбіталі з π -зв'язком.

3) Виміряли магнітний момент атомів срібла, валентний електрон яких знаходиться в стані $n^2S_{1/2}$. Дослід виконувався так. Крізь сильно неоднорідне магнітне поле пропускався потік нейтральних атомів з сталою швидкістю v , що визначалась тепловим рухом атомів. Швидкість атомів, наприклад атомів срібла в дослідах Штерна і Герлаха, визначалась температурою джерела атомів T

$$\left(v_{Ag} = \sqrt{\frac{3kT}{2m_{Ag}}} \right). \text{ Вдovж осі } z, \text{ напрям якої збігається з напрямком перпендикуляра до напрямку}$$

швидкості атомів ($z \perp v$), створювалось неоднорідне магнітне поле з великим градієнтом ($dH/dz \gg 0$). Прилад зображений на схематичному рис.15.3. Він складався з трьох частин: джерела атомів срібла (атомної гармати), камери взаємодії з градієнтом магнітного поля і детектора атомів срібла - скляної пластинки, на якій срібло залишало непрозорий слід.

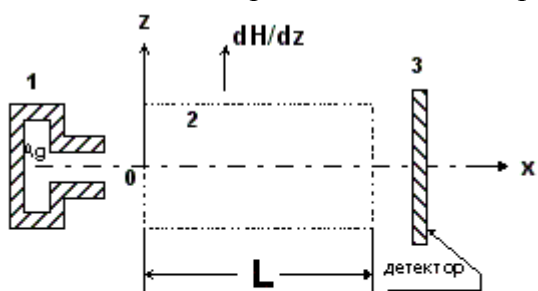


Рис.15.3. Схема приладу в дослідах Штерна і Герлаха: 1-джерела атомів срібла, 2-неоднорідне магнітне поле, 3-детектор атомів(наприклад, скляна пластинка)

Атомна гармата являла собою камеру, в якій утворювались нагріванням пари срібла при температурі T . Через малий отвір атоми срібла напрямним потоком виходили в вакуум і розповсюджувались з сталою швидкістю v вздовж осі x . В камері взаємодії 2 утворювалось неоднорідне магнітне поле за допомогою полюсних наконечників, профіль яких

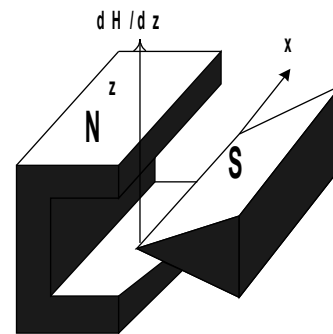


Рис. 15.4. Профіль полюсних наконечників

зображений на рис.15.4.

Кожний атом срібла має не рівний нулеві момент кількості руху $L_j \neq 0$ і не рівний нулеві магнітний момент $\mu_j \neq 0$. Магнітне поле, по-перше, *орієнтує магнітний момент*, а, по-друге, *створює*

⁸ Gerade - від німецького слова парна.

⁹ Umgerade - від німецького слова непарна.

понадаторну силу прямо пропорційну градієнту магнітного поля. В даному разі вона направлена вздовж осі z і рівна

$$F_z = -\mu_{jz} \frac{dH}{dz} = -g_j m_j \mu_0 \frac{dH}{dz}$$

Під дією цієї сили атомний потік розділиться на стільки складових, скільки може бути значень квантового числа m_j , тобто розділиться на $2j + 1$ складових. Наприклад, для атомів срібла, валентний електрон яких знаходиться в стані $5^2S_{1/2}$, $j = 1/2$; $2j + 1 = 2$ стани; $m_j = \pm 1/2$; $g_j = 2$, тому $g_j m_j = \pm 1$. На екрані з'явиться дві плями від атомів срібла, що осідають на детектуючій скляній пластинці: одна вище осі x , тобто при $z > 0$, а друга - нижче, тобто при $z < 0$. Величину відхилення вздовж осі z можна знайти, розв'язуючи рівняння руху атомів срібла під дією сталої сили, направленої перпендикулярно швидкості руху атомів. Дійсно

$$z(x = L) = \frac{F_z}{2m_{Ag}} t^2 = -g_j m_j \mu_0 \frac{dH}{dz} \frac{L^2}{2m_{Ag} v^2} = \mp \mu_0 \frac{L^2}{3kT} \frac{dH}{dz} \quad \text{Знаючи } L, T \text{ і } dH/dz \text{ і вимірявши } z,$$

можна знайти μ_0 .

Гіромагнітні ефекти і досліди Штерна і Герлаха по розщепленню потоків нейтральних атомів в неоднорідних магнітних полях підтверджують наявність атомних магнітних моментів, виявляють особливості їх взаємодії з магнітними полями, дозволяють оцінювати гіромагнітний фактор і атомні магнітні моменти.