

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
«ХАРКІВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ»

ФІЗИКА
Навчально-методичний посібник
для дистанційного навчання
для студентів всіх спеціальностей

Затверджено
редакційно-видавничою
радою університету,
протокол № 2 від 25.06.2020 р.

Харків
НТУ «ХПІ»
2020

УДК 53.02
Ф 50

Рецензенти:

Є.С. Сиркін, д-р. фіз.-мат. наук, проф., пров. наук. співр.

ФТІНТ НАНУ ім. Б.І. Веркіна

Г. С. Хрипунов, д-р. фіз.-мат. наук, проф., НТУ «ХПІ»

Фізика. Навчально-методичний посібник для дистанційного
Ф50 навчання / Н. Б. Фат'янова, Т. М. Шелест, І. В. Галушак,
Ю.В. Меньшов – Харків : НТУ «ХПІ», 2020. – 164 с.

ISBN

Посібник містить основний теоретичний матеріал та практичні завдання, що відповідають усім розділам програми з курсу фізики.

Призначено для студентів усіх спеціальностей дистанційної форми навчання.

Іл. 12. Табл. 22. Бібліогр. назв. 7.

УДК 53.02

ISBN

© Колектив авторів, 2020

© НТУ “ХПІ”, 2020

ВСТУП

Курс фізики, який викладається у вищій школі, закладає фундаментальну основу розуміння майбутніми інженерами цілісної фізичної картини світу, взаємозв'язку різноманітних явищ з точки зору їх природної фізичної сутності. Встановлює зв'язок між діями людства в процесі науково-технічного розвитку та їх наслідками. Допомогає формуванню особистісної світоглядної картини світу, яка дає змогу обирати та корегувати цілі та напрямки розвитку в окремих галузях в гармонійному поєднанні з вимогами екології та безпеки.

Посібник адаптований до програми курсу фізики для інженерних спеціальностей, включає теоретичні відомості та практичні завдання у вигляді задач за всіма розділами курсу фізики.

Посібник, перш за все, підготовлено для студентів дистанційної форми навчання, але може бути корисним і для студентів очної форми навчання. Використання посібника допомагає студентам системно та ефективно засвоїти теоретичні та практичні аспекти фізичних явищ та законів та навчає застосовувати отримані знання при вирішенні інженерних задач.

Посібник може бути використаним при підготовці до екзаменів, при підготовці та під час проведення практичних занять, для самопідготовки та для виконання індивідуальних контрольних завдань. Таблиці завдань наприкінці посібника дозволяють оснастити студентів індивідуальними завданнями у варіативній формі згідно з програмами одно-, двох- та трьохсеместрових курсів фізики на кожен семестр їх навчання.

РОЗДІЛ 1. ОСНОВИ КЛАСИЧНОЇ МЕХАНІКИ

Основним станом матерії є рух. Задача класичної механіки – вивчення характеру цього руху і встановлення умов, що його визначають.

1.1. Фундаментальні закони та формули класичної кінематики

Положення матеріальної точки у просторі визначається її радіус-вектором $\vec{r}$, залежність якого від часу являє собою кінематичне рівняння руху матеріальної точки:

$$\vec{r} = \vec{r}(t), \text{ або } \vec{r} = x \cdot \vec{i} + y \cdot \vec{j} + z \cdot \vec{k}, \quad (1.1.1)$$

де $\vec{i}$, $\vec{j}$, $\vec{k}$ – орти-вектори напрямків декартових координат x , y , z .

Миттєва швидкість є похідна від радіуса-вектора за часом:

$$\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt}. \quad (1.1.2)$$

Відповідно до принципу незалежності руху можна також указувати залежність від часу координат точки, що рухається. Наприклад, у випадку, коли рух відбувається в одній площині, достатньо вказати два рівняння:

$$x = x(t), \quad y = y(t). \quad (1.1.3)$$

Проекції вектора швидкості на координатні осі:

$$v_x = \frac{dx}{dt}, \quad v_y = \frac{dy}{dt}. \quad (1.1.4)$$

Повна миттєва швидкість

$$v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}. \quad (1.1.5)$$

Закон додавання швидкостей

$$\vec{v} = \vec{v}' + \vec{u},$$

де $\vec{v}$ – швидкість тіла в нерухомій системі відліку; $\vec{v}'$ – швидкість тіла в рухомій системі відліку; $\vec{u}$ – швидкість рухомої системи відліку відносно нерухомої.

Прискорення – перша похідна від швидкості, або друга похідна від радіуса-вектора:

$$\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d^2\vec{r}}{dt^2}. \quad (1.1.6)$$

Для **криволінійного руху** матеріальної точки можна задавати рівняння руху вздовж криволінійної траєкторії

$$s = s(t). \quad (1.1.7)$$

Величина миттєвої швидкості

$$v = \frac{ds}{dt}, \quad (1.1.8)$$

а її напрямок у кожній точці траєкторії співпадає з дотичною до тієї ж точки.

Повне прискорення доцільно розкласти на дві складові – тангенціальне прискорення a_τ і нормальне (доцентрове) прискорення a_n :

$$\vec{a} = \vec{a}_n + \vec{a}_\tau$$

або в скалярній формі:

$$a = \sqrt{a_n^2 + a_\tau^2}. \quad (1.1.9)$$

Тангенціальне прискорення характеризує зміну швидкості за модулем, спрямоване вздовж дотичної та дорівнює:

$$a_\tau = \frac{dv}{dt}. \quad (1.1.10)$$

Нормальне прискорення характеризує зміну швидкості за напрямком, спрямоване до центра кривизни траєкторії

$$a_n = \frac{v^2}{R}, \quad (1.1.11)$$

де R – радіус кривизни траєкторії.

Проекції вектора прискорення на координатні осі

$$a_x = \frac{dv_x}{dt} = \frac{d^2x}{dt^2}, \quad a_y = \frac{dv_y}{dt} = \frac{d^2y}{dt^2}. \quad (1.1.12)$$

Повне прискорення

$$a = \sqrt{a_x^2 + a_y^2}. \quad (1.1.13)$$

При **прямолінійному русі** вздовж осі OX рівняння (1.1.1) – (1.1.3) набувають вигляду

$$x = x(t); \quad v = \frac{dx}{dt}; \quad a = \frac{dv}{dt} = \frac{d^2x}{dt^2}. \quad (1.1.14)$$

При *рівномірному* русі

$$x = x_0 + vt \quad (1.1.15)$$

або, якщо $x_0 = 0$, то

$$x = vt. \quad (1.1.16)$$

Для *рівнозмінного* (рівноприскореного або рівносповільненого) руху рівняння руху (1.1.14) набувають вигляду:

$$x = x_0 + v_0 t \pm \frac{at^2}{2}, \quad (1.1.17)$$

$$v = v_0 \pm at, \quad (1.1.18)$$

де x_0 та v_0 – початкові координата та швидкість точки відповідно.

Якщо із формул (1.1.17) та (1.1.18) виключити час, одержимо співвідношення:

$$2ax = v^2 - v_0^2. \quad (1.1.19)$$

При обертальному русі навколо нерухомої осі кінематичне рівняння руху має вигляд

$$\vec{\phi} = \vec{\phi}(t), \quad (1.1.20)$$

де $\vec{\phi}$ – вектор кутового переміщення.

Миттєва кутова швидкість

$$\vec{\omega} = \frac{d\vec{\phi}}{dt}. \quad (1.1.21)$$

Миттєве кутове прискорення

$$\vec{\varepsilon} = \frac{d\vec{\omega}}{dt} = \frac{d^2\vec{\phi}}{dt^2}. \quad (1.1.22)$$

Вектори кутового переміщення, кутової швидкості та кутового прискорення є аксіальними. Їх напрямок співпадає з віссю обертання.

Для *рівномірного* руху (в скалярній формі):

$$\phi = \omega t, \quad \omega = \text{const}, \quad \varepsilon = 0. \quad (1.1.23)$$

У випадку *рівнозмінного* руху (в скалярній формі):

$$\phi = \omega_0 t \pm \frac{\varepsilon t^2}{2}, \quad \omega = \omega_0 \pm \varepsilon t, \quad 2\varepsilon\phi = \omega^2 - \omega_0^2. \quad (1.1.24)$$

Зв'язок кутових векторів $(\vec{\phi}, \vec{\omega}, \vec{\varepsilon})$ з лінійними $(d\vec{r}, \vec{v}, \vec{a}_\tau, \vec{a}_n)$:

$$d\vec{r} = [d\vec{\phi} \vec{R}], \quad \vec{v} = [\vec{\omega} \vec{R}], \quad \vec{a}_\tau = [\vec{\varepsilon} \vec{R}], \quad \vec{a}_n = -\omega^2 \vec{R}, \quad (1.1.25)$$

де $\vec{R}$ – радіус-вектор кола, по якому обертається частинка навколо осі обертання.

Модулі цих векторів:

$$s = \phi R, \quad v = \omega R, \quad a_\tau = \varepsilon R, \quad a_n = \omega^2 R. \quad (1.1.26)$$

1.2. Рівняння руху частинок та поступального руху твердого тіла.

Закон збереження імпульсу

Імпульс частинки

$$\vec{p} = m\vec{v}, \quad (1.2.1)$$

де m – маса частинки; $\vec{v}$ – швидкість її руху.

Імпульс системи частинок

$$\vec{P} = \sum_{i=1}^N \vec{p}_i, \quad (1.2.2)$$

де $\vec{p}_i$ – імпульс i -ї частинки; N – кількість частинок у системі.

У загальному випадку рівняння руху частинки та поступального руху системи частинок визначається другим законом Ньютона у вигляді

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} \quad (1.2.3)$$

або

$$\vec{F} \cdot dt = d\vec{p}, \quad (1.2.4)$$

де $\vec{F} = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i$ – рівнодіюча всіх n сил, що діють на частинку; для системи частинок $\vec{F}$ – головний вектор зовнішніх сил, що діють на частинки системи; $\vec{F}dt$ – імпульс сили.

Якщо при русі маса зберігається сталою, рівняння руху (1.2.3) набуває вигляду

$$\sum_{i=1}^N \vec{F}_i = m\vec{a}, \quad (1.2.5)$$

m – маса частинки; $\vec{a}$ – її прискорення.

У проєкціях на декартові осі координат рівняння (1.2.5) зводиться до трьох скалярних рівнянь:

$$\sum_{i=1}^N F_{ix} = ma_x, \quad \sum_{i=1}^N F_{iy} = ma_y, \quad \sum_{i=1}^N F_{iz} = ma_z. \quad (1.2.6)$$

В проєкціях на дотичну та нормаль до траєкторії в даній точці з використанням виразів для нормального та тангенціального прискорень рівняння (5) зводиться до скалярних рівнянь:

$$\sum_{i=1}^N F_{\tau} = ma_{\tau} = m \frac{dv}{dt}, \quad \sum_{i=1}^N F_{in} = ma_n = \frac{mv^2}{R}, \quad (1.2.7)$$

де R – радіус кривизни траєкторії; $F_{i\tau}$ та F_{in} – проєкції вектора $\vec{F}_i$ на орти $\vec{n}$ та $\vec{\tau}$.

Закон всесвітнього тяжіння

$$\vec{F} = -G \frac{m_1 m_2}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r}, \quad (1.2.8)$$

де $\vec{F}$ – сила взаємодії двох частинок; G – гравітаційна стала; m_1, m_2 – маси взаємодіючих частинок; $\vec{r}$ – вектор, який визначає положення другої частинки відносно першої.

Сила пружності

$$F_x = -k x, \quad (1.2.9)$$

де k – коефіцієнт пружності (жорсткість у випадку пружини);
 x – абсолютна деформація.

Сила тертя ковзання, що виникає при русі першого тіла по поверхні другого

$$F_m = \mu N, \quad (1.2.10)$$

де μ – коефіцієнт тертя ковзання; N – сила нормального тиску.

У неінерціальних системах відліку другий закон Ньютона набуває вигляду

$$\vec{F} + \vec{F}_{in} = m\vec{a}, \quad (1.2.11)$$

де $\vec{F}$ – рівнодіюча всіх зовнішніх сил; $\vec{F}_{in} = -m\vec{a}_0$ – сила інерції; $\vec{a}$ та $\vec{a}_0$ – прискорення тіла в неінерціальній системі відліку та прискорення системи відліку відносно інерціальної системи відповідно.

Радіус - вектор центра мас (центра інерції) системи частинок

$$\vec{r}_c = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^N m_i \vec{r}_i, \quad (1.2.12)$$

де m_i – маса i -ї частинки; $\vec{r}_i$ – її радіус – вектор; m – маса всієї системи.

Закон руху центра мас

$$m \frac{d\vec{v}_c}{dt} = \vec{F}, \quad (1.2.13)$$

де $\vec{v}_c$ – швидкість, з якою рухається центр мас системи.

У замкнених системах або системах, для яких рівнодіюча всіх зовнішніх сил дорівнює нулю, виконується закон збереження імпульсу:

$$\vec{p} = \sum_{i=1}^N \vec{p}_i = \text{const}, \quad (1.1.14)$$

де $\vec{p}$ і $\vec{p}_i$ – імпульс системи та імпульс окремого тіла, які входять у цю систему, відповідно. Або в проєкціях на осі координат

$$p_x = \sum p_{ix} = \text{const}, \quad p_y = \sum p_{iy} = \text{const}, \quad p_z = \sum p_{iz} = \text{const}, \quad (1.2.15)$$

де p_x, p_y та p_z – алгебраїчні суми проєкцій імпульсів усіх тіл системи на осі X, Y , та Z відповідно.

1.3. Динаміка обертального руху твердого тіла

Основне рівняння динаміки обертального руху:

$$\vec{M} = I\vec{\varepsilon} \quad (1.3.1)$$

або в більш загальному вигляді

$$M = \frac{d(I\vec{\omega})}{dt}, \quad (1.3.2)$$

де M – результуючий момент всіх зовнішніх сил, діючих на тіло терміном часу dt ; I – момент інерції тіла; $\vec{L} = I\vec{\omega}$ – момент імпульсу тіла; $\vec{\omega}$ та $\vec{\varepsilon}$ – кутова швидкість та кутове прискорення відповідно.

Момент сили відносно нерухомої точки

$$\vec{M} = [\vec{r} \cdot \vec{F}],$$

де $\vec{r}$ – радіус-вектор, який проведено з даної точки в точку прикладення сили.

Момент сили відносно будь-якої осі

$$M = r \sin \alpha = Fl, \quad (1.3.3)$$

де r – відстань від осі обертання до точки прикладення сили; α – кут між напрямком сили і радіус-вектором; l – плече сили – найкоротша відстань від осі обертання до лінії дії сили.

Момент інерції I у випадку:

– матеріальної точки

$$I = mr^2; \quad (1.3.4)$$

– системи матеріальних точок

$$I = \sum_i m_i r_i^2; \quad (1.3.5)$$

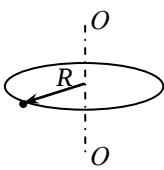
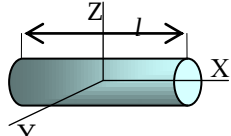
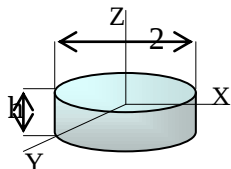
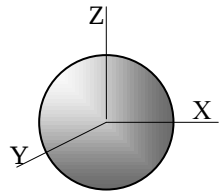
– твердого тіла

$$I = \int_m r^2 dm = \int_V \rho r^2 dV, \quad (1.3.6)$$

де r – відстань від осі, відносно якої визначається момент інерції, до елементарної маси dm або елементарного об'єму dV , ρ – густина однорідного тіла.

Моменти інерції деяких тіл правильної геометричної форми відносно осей, що проходять через центр їх мас, наведені нижче в таблиці 1.

Таблиця 1 – Моменти інерції деяких тіл

Тіло	Момент інерції
Матеріальної точки 	$I = mR^2$
Твердого тіла 	$I = \int_m R^2 dm$
Стрижня 	$I_z = \frac{1}{12} ml^2$
Диска 	$I_z = \frac{1}{2} mR^2$ $I_x = I_y = \frac{1}{12} m(3R^2 + h^2)$
Кулі 	$I_x = I_y = I_z = \frac{2}{5} mR^2$

Момент інерції тіла I відносно довільної осі визначається теоремою Штейнера

$$I = I_0 + md^2, \quad (1.3.7)$$

де I_0 – момент інерції цього тіла відносно осі, що проходить через його центр мас паралельно обраній осі; d – відстань між осями; m – маса тіла.

В ізольованих системах, або системах, де результуючий момент всіх зовнішніх сил, що прикладені, дорівнює нулю, виконується закон збереження моменту імпульсу

$$\vec{L} = I\vec{\omega} = \text{const} . \quad (1.3.8)$$

Для випадку, коли ось обертання закріплена, закон збереження моменту імпульсу набуває вигляду

$$\sum_i \vec{L}_i = \text{const} , \quad (1.3.9)$$

де $\vec{L}_i$ – момент імпульсу i -тіла, що входить до складу системи, відносно осі обертання.

1.4. Робота, енергія

Сила $\vec{F}$ при елементарному переміщенні $d\vec{r}$ виконує *елементарну роботу* dA

$$dA = \vec{F}d\vec{r} = F_s ds = F ds \cos \alpha , \quad (1.4.1)$$

де F_s – проєкція сили на напрямок елементарного переміщення; ds – модуль елементарного переміщення $d\vec{r}$; α – кут між векторами сили і переміщення.

Робота змінної сили на шляху s :

$$A = \int_a^b \vec{F}d\vec{r} = \int_s F_s ds , \quad (1.4.2)$$

де a і b – координата початкової та кінцевої точок шляху.

Робота сталої сили на шляху s при прямолінійному русі тіла

$$A = F s \cos \alpha = F_s s . \quad (1.4.3)$$

Елементарна робота тіла при обертальному русі навколо нерухомої осі:

$$dA = M d\varphi , \quad (1.4.4)$$

де M – результуючий момент зовнішніх сил відносно осі обертання; $d\varphi$ – кутове переміщення.

Повна робота при обертальному русі

$$A = \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} M d\varphi. \quad (1.4.5)$$

Робота сталого моменту сил при обертальному русі

$$A = M\varphi. \quad (1.4.6)$$

Миттєва *потужність* при поступальному русі тіла

$$P = \frac{dA}{dt} = F_s v, \quad (1.4.7)$$

де dA – робота, що виконується за час dt .

Миттєва потужність при обертальному русі тіла

$$P = \frac{dA}{dt} = M\omega. \quad (1.4.8)$$

Кінетична енергія тіла, що рухається поступально зі швидкістю v :

$$W_k = \frac{mv^2}{2}. \quad (1.4.9)$$

Кінетична енергія тіла, що обертається навколо нерухомої осі з кутовою швидкістю ω :

$$W_k = \frac{I\omega^2}{2}, \quad (1.4.10)$$

де I – момент інерції тіла відносно осі обертання.

Кінетична енергія тіла в разі складного руху

$$W_k = \frac{mv_c^2}{2} + \frac{I_c\omega^2}{2}, \quad (1.4.11)$$

де v_c – швидкість руху центра мас; I_c – момент інерції тіла відносно осі, що проходить через центр мас.

Зміна кінетичної енергії тіла

$$W_{k2} - W_{k1} = A_{12}, \quad (1.4.12)$$

де A_{12} – робота результуючої всіх сил, що діють на частинку.

Робота в полі консервативних сил (потенціальному полі)

$$A_{12} = -(W_{n2} - W_{n1}) = -\Delta W_n, \quad (1.4.13)$$

де $-\Delta W_n$ – зменшення потенціальної енергії.

В окремих випадках формула (1.4.13) набуває вигляду:

– робота гравітаційної сили притягання під час переміщення частинки в центральносиметричному полі тяжіння

$$A = G m m_1 \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) = W_{n1} - W_{n2}, \quad (1.4.14)$$

де G – гравітаційна стала; m – маса джерела поля; m_1 – маса частинки, що переміщується; r_1, r_2 – початкова та кінцева відстані від джерела поля до частинки відповідно; $W_n = G \frac{m m_1}{r}$ – потенціальна енергія гравітаційної взаємодії;

– робота сили тяжіння при переміщенні тіла поблизу поверхні Землі (в однорідному полі тяжіння)

$$A = -mg(h_2 - h_1), \quad (1.4.15)$$

де g – прискорення вільного падіння; $(h_2 - h_1)$ – збільшення відстані між тілом і поверхнею Землі; $W_n = mgh$ – потенціальна енергія тіла масою m в полі сил тяжіння; h – відстань від тіла до нульового рівня (цей рівень вибирають довільно);

– робота сили пружності

$$A = \frac{kx_1^2}{2} - \frac{kx_2^2}{2}, \quad (1.4.16)$$

де x_1, x_2 – відповідно початкове та кінцеве значення видовження пружини;

$W_n = \frac{kx^2}{2}$ – потенціальна енергія деформованої пружини.

Повна механічна енергія тіла

$$W = W_k + W_n. \quad (1.4.17)$$

Робота неконсервативних сил

$$A_{\text{нк}} = W_2 - W_1 = \Delta W, \quad (1.4.18)$$

де ΔW – зменшення повної механічної енергії системи.

Закон збереження механічної енергії для консервативних ізолюваних систем, де діють консервативні сили (сили тяжіння та сили пружності)

$$W_k + W_n = \text{const}. \quad (1.4.19)$$

У разі, коли на тіло діють неконсервативні сили (сила тертя, сила опору повітря, сила Архімеда тощо), то його повна механічна енергія змінюється. У цьому разі робота зовнішньої сили приводить до зміни повної механічної енергії тіла (системи тіл):

$$A = W_2 - W_1.$$

Закон збереження повної енергії для будь-яких ізолюваних систем

$$W_k + W_n + U = \text{const}, \quad (1.4.20)$$

де U – внутрішня енергія системи.

1.5. Релятивістська механіка. Елементи теорії відносності

Якщо система K' рухається вздовж осі OX зі сталою швидкістю V в додатному напрямі осі OX системи K , причому осі OX та OX' збігаються, а осі OY і OY' , а також OZ і OZ' паралельні одна одній, то перетворення для декартових координат та часу (перетворення Лоренца) мають вигляд

$$x' = \frac{x - Vt}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}; \quad y' = y; \quad z' = z; \quad t' = \frac{t - \frac{xV}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}, \quad (1.5.1)$$

де c – швидкість світла в вакуумі.

Релятивістський закон додавання швидкостей:

$$v'_x = \frac{v_x - V}{1 - \frac{v_x V}{c^2}}, \quad v'_y = \frac{v_y \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}{1 - \frac{v_x V}{c^2}}, \quad v'_z = \frac{v_z \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}{1 - \frac{v_x V}{c^2}}. \quad (1.5.2)$$

Релятивістське скорочення відстаней: скорочення довжини тіла l , що рухається з швидкістю V відносно системи відліку K вздовж осі OX :

$$l = l_0 \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}, \quad (1.5.3)$$

l_0 – довжина тіла в системі K' , відносно якої тіло нерухоме (власна довжина тіла).

Релятивістське сповільнення часу

$$\Delta\tau = \frac{\Delta\tau_0}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}, \quad (1.5.4)$$

де $\Delta\tau$ – проміжок часу, відлічений наглядцем в системі K , відносно якої годинник рухається зі швидкістю V ; $\Delta\tau_0$ – проміжок часу в системі, відносно якої годинник нерухомий (власний час).

Релятивістський імпульс $\vec{p}$

$$\vec{p} = \frac{m\vec{v}}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}, \quad (1.5.5)$$

де m – маса частинки, яка є сталою у різних системах відліку (тобто є лоренцевим інваріантом).

Основний закон релятивістської динаміки частинки

$$\vec{F} = \frac{d}{dt} \frac{m\vec{v}}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}. \quad (1.5.6)$$

Енергія релятивістської частинки:

а) енергія спокою

$$W_0 = mc^2, \quad (1.5.7)$$

б) повна енергія

$$W = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}, \quad (1.5.8)$$

в) кінетична енергія

$$W_k = W - W_0 = mc^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} - 1 \right). \quad (1.5.9)$$

Взаємозв'язок між повною енергією та імпульсом релятивістської частинки

$$W = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}. \quad (1.5.10)$$

Зв'язок кінетичної енергії з імпульсом релятивістської частинки

$$p^2 c^2 = W_k (W_k + 2mc^2).$$

РОЗДІЛ 2. МОЛЕКУЛЯРНО-КІНЕТИЧНА ТЕОРІЯ І КЛАСИЧНА ТЕРМОДИНАМІКА

2.1. Статистичний метод дослідження макросистем

Молекулярна фізика вивчає фізичні властивості макросистем, які складаються з великої кількості частинок, стан яких підпорядковується законам великих чисел, або законам статистики. Статистика оперує середніми значеннями фізичних величин, які характеризують властивості окремої молекули. Основним (незбудженим) станом таких систем є стан термодинамічної рівноваги за умови їх замкненості.

За нормальних умов для розріджених газів можна знехтувати розмірами молекул і враховувати лише їх пружною взаємодію під час зіткнень. Таку фізичну модель називають ідеальним газом.

Загальний вигляд рівняння стану, що зв'язує для даної маси речовини об'єм (V), тиск (p) і температуру (T): $f(p, V, T) = 0$.

Закони ідеального газу виведені для незмінної маси газу.

При $T = \text{const}$ – закон Бойля-Маріотта: $pV = \text{const}$.

При $p = \text{const}$ – закон Гей-Люссака: $\frac{V}{T} = \text{const}$.

При $V = \text{const}$ – закон Шарля: $\frac{p}{T} = \text{const}$.

Ці закони були об'єднані в рівняння Клапейрона:

$$\frac{pV}{T} = \text{const}.$$

Для довільної маси газу можна записати рівняння стану ідеального газу (рівняння Менделєєва-Клапейрона):

$$pV = \frac{m}{M} RT, \quad \text{або} \quad pV = \nu RT, \quad (2.1.2)$$

де M – молярна маса газу; m – маса газу; $\frac{m}{M} = \nu$ – кількість речовини (молей), $R = 8,31 \frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$ – універсальна газова стала; T – термодинамічна температура (Кельвін).

Залежність тиску газу від кількості молекул в одиниці об'єму n і температури T :

$$p = nkT, \quad (2.1.3)$$

де k – стала Больцмана ($k = \frac{R}{N_A}$, N_A – стала Авогадро).

Закон Дальтона:

$$p = \sum_{i=1}^N p_i, \quad (2.1.4)$$

де p – тиск суміші N газів; p_i – парціальний тиск i -го газу

$$p_i = \frac{m_i}{M_i} \frac{RT}{V}, \quad (2.1.5)$$

де V та T – відповідно об'єм і температура суміші N газів.

Молярна маса суміші газів

$$M = \frac{\sum_{i=1}^N m_i}{\sum_{i=1}^N \nu_i} \quad (2.1.6)$$

або

$$M = \frac{RT}{pV} \sum_{i=1}^N m_i, \quad (2.1.7)$$

де $\sum_{i=1}^N m_i$ – сумарна маса суміші газів.

Основне рівняння молекулярно-кінетичної теорії ідеальних газів

$$p = \frac{2}{3} n \frac{m_0 \langle v_{\kappa\kappa} \rangle^2}{2} = \frac{2}{3} n \langle W_{\kappa 0} \rangle, \quad (2.1.8)$$

де $\langle v_{\kappa\kappa} \rangle$ – середня квадратична швидкість молекул; m_0 – маса молекули;
 $\langle W_{\kappa 0} \rangle$ – середня кінетична енергія поступального руху молекули.

Вона дорівнює

$$\langle W_{\kappa 0} \rangle = \frac{3}{2} kT. \quad (2.1.9)$$

Повна кількість молекул в об'ємі газу V :

$$N = v \cdot N_A \quad (2.1.10)$$

або

$$N = \frac{m}{m_0}. \quad (2.1.11)$$

Середня кінетична енергія, яка припадає на один ступінь свободи молекули

$$\langle W_i \rangle = \frac{1}{2} kT. \quad (2.1.12)$$

Середня кінетична енергія молекули

$$\langle W \rangle = \frac{i}{2} kT, \quad (2.1.13)$$

де i – кількість ступенів свободи; k – стала Больцмана.

Середня енергія теплового руху молекул газу (внутрішня енергія ідеального газу)

$$U = \nu \frac{i}{2} RT = \frac{m}{M} \frac{i}{2} RT, \quad (2.1.14)$$

де ν – кількість речовини; m – маса газу; M – маса 1 моля газу; R – газова стала; T – термодинамічна температура.

2.2. Класичні статистичні розподіли. Барометрична формула

Закон Максвелла (1869 р.) для розподілу молекул ідеального газу за швидкостями стосується всієї сукупності молекул, а не кожної молекули, тобто є статистичним законом:

$$f(v) = \frac{dN(v)}{Ndv} = 4\pi \left(\frac{m_0}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} v^2 e^{-m_0 v^2 / (2kT)}, \quad (2.2.1)$$

де функція $f(v)$ розподілу молекул за швидкостями визначає відносну частку молекул dN з N молекул системи, швидкості яких знаходяться в інтервалі від v до $v + dv$.

Закон, який виражає розподіл молекул за відносними швидкостями u ($u = v / v_g$):

$$f(u) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} u^2 e^{-u^2}, \quad (2.2.2)$$

де v_g – найбільш імовірна швидкість молекул.

Швидкість молекул:

– найбільш ймовірна відповідає максимуму кривої розподілу молекул за швидкостями

$$v_{\text{ймов}} = \sqrt{\frac{2RT}{M}} = \sqrt{\frac{2kT}{m_0}}, \quad (2.2.3)$$

– середня квадратична входить до імпульсу та енергії молекул

$$\langle v_{\text{кв}} \rangle = \sqrt{\frac{3RT}{M}} = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}}, \quad (2.2.4)$$

– середня арифметична входить в явища перенесення

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}}. \quad (2.2.5)$$

Барометрична формула

$$p = p_0 e^{-\left(\frac{Mg(h-h_0)}{RT}\right)}, \quad (2.2.6)$$

де p и p_0 – тиск газу відповідно на висоті h і h_0 .

Розподіл Больцмана в зовнішньому потенціальному полі

$$n = n_0 e^{-Mgh/(RT)} = n_0 e^{-m_0gh/(kT)},$$

або

$$n = n_0 e^{-W_n/(kT)}, \quad (2.2.7)$$

де n та n_0 – концентрація молекул відповідно на висоті h и $h_0 = 0$;
 $W_n = m_0gh$ – потенційна енергія молекули в полі тяжіння.

2.3. Закони та коефіцієнти явищ перенесення в газах

Явища, зумовлені тепловим рухом молекул, називають явищами перенесення. У нерівноважних ізольованих системах процеси відбуваються так, що їхнім остаточним результатом є встановлення термодинамічної рівноваги. У встановленні термодинамічної рівноваги в газах важливу роль відіграють явища дифузії, внутрішнього тертя, теплопровідності. Вони приводять до вирівнювання густини, температури, припинення макроскопічного переміщення речовини.

Середня кількість зіткнень кожної молекули газу за 1 с:

$$\langle z \rangle = \sqrt{2}\pi\sigma^2 n \langle v \rangle, \quad (2.3.1)$$

де σ – ефективний діаметр молекул; $\langle v \rangle$ – середня арифметична швидкість молекул.

Загальна кількість зіткнень усіх молекул в одиниці об'єму за одиницю часу

$$Z = \frac{1}{2} \langle z \rangle n. \quad (2.3.2)$$

Середня довжина вільного пробігу молекул

$$\langle \lambda \rangle = \frac{\langle v \rangle}{\langle z \rangle} = \frac{1}{\sqrt{2}\pi\sigma^2 n}, \quad (2.3.3)$$

або

$$\langle \lambda \rangle = \frac{kT}{\sqrt{2}\pi\sigma^2 p}. \quad (2.3.4)$$

Закон дифузії Фіка:

$$m = -D \frac{d\rho}{dx} St, \quad (2.3.5)$$

де m – маса речовини, яка переноситься внаслідок дифузії крізь площину S поперечного перерізу за час t ; $\frac{d\rho}{dx}$ – градієнт густини; D – коефіцієнт дифузії.

Для ідеального газу

$$D = \frac{1}{3} \langle v \rangle \langle \lambda \rangle. \quad (2.3.6)$$

Закон Ньютона для внутрішнього тертя (в'язкості):

$$F = -\eta \frac{dv}{dx} S, \quad (2.3.7)$$

де F – сила внутрішнього тертя між сусідніми шарами речовини, що рухаються; $\frac{dv}{dx}$ – градієнт швидкості; η – динамічна в'язкість.

Для ідеального газу

$$\eta = \frac{1}{3} \langle v \rangle \langle \lambda \rangle \rho. \quad (2.3.8)$$

Закон теплопровідності Фур'є:

$$Q = -K \frac{dT}{dx} St, \quad (2.3.9)$$

де Q – теплота, яка переноситься внаслідок теплопровідності через площину поперечного перерізу S за час t ; $\frac{dT}{dx}$ – градієнт температури; K – коефіцієнт теплопровідності.

Для ідеального газу

$$K = \frac{1}{3} \langle v \rangle \langle \lambda \rangle c_V \rho, \quad (2.3.10)$$

де c_V – питома теплоємність газу при незмінному об'ємі; ρ – густина газу;
 $\langle v \rangle$ – середня арифметична швидкість теплового руху його молекул;
 $\langle \lambda \rangle$ – середня довжина вільного пробігу молекул.

2.4. Основи термодинаміки

Термодинаміка є розділом загальної фізики, в якій розв'язуються завдання, що стосуються вивчення термодинамічних властивостей газів, пар, рідини та твердих тіл, фазової рівноваги і фазових перетворень. Класична термодинаміка розглядає лише рівноважні термодинамічні системи і базується на трьох фундаментальних законах.

Перший закон термодинаміки:

$$\Delta Q = \Delta U + \Delta A, \quad (2.4.1)$$

де ΔQ – кількість теплоти, яка передана системі; $\Delta U = U_2 - U_1$ приріст її внутрішньої енергії; ΔA – робота, яка виконана системою над зовнішніми тілами.

Кількість теплоти, що передається системі при нагріванні або охолодженні

$$\Delta Q = mc\Delta T, \quad (2.4.2)$$

де m – маса газу; c – питома теплоємність.

Кількість теплоти необхідна для плавлення тіла

$$Q = \lambda m, \quad (2.4.3)$$

де λ – питома теплота плавлення.

Кількість теплоти, яка потрібна для пароутворення або виділяється при конденсації

$$Q = rm, \quad (2.4.4)$$

де r – питома теплота пароутворення.

Приріст внутрішньої енергії ідеального газу

$$\Delta U = \frac{m}{M} C_V \Delta T \quad (2.4.5)$$

або

$$\Delta U = \nu \frac{i}{2} R \Delta T, \quad (2.4.6)$$

де $\nu = \frac{m}{M}$.

Зв'язок між молярною C і питомою c теплоємностями газу

$$C = cM. \quad (2.4.7)$$

Молярна теплоємність газу при незмінному об'ємі і незмінному тиску

$$C_V = \frac{i}{2} R, \quad C_p = \frac{i+2}{2} R, \quad (2.4.8)$$

де i – кількість ступенів свободи молекули.

Рівняння Майера

$$C_p = C_V + R. \quad (2.4.9)$$

Елементарна робота при термодинамічних процесах

$$dA = p dV. \quad (2.4.10)$$

Повна робота при зміні об'єму газу

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV, \quad (2.4.11)$$

де V_1 і V_2 – відповідно початковий і кінцевий об'єми газу.

Робота газу:

1) при ізобарному процесі

$$A = p(V_2 - V_1)$$

або

$$A = \frac{m}{M} R(T_2 - T_1); \quad (2.4.12)$$

2) при ізотермічному процесі

$$A = \frac{m}{M} RT \ln \frac{V_2}{V_1}$$

або

$$A = \frac{m}{M} RT \ln \frac{p_1}{p_2}. \quad (2.4.13)$$

Тиск газу і його об'єм зв'язані при адіабатичному процесі рівнянням Пуассона

$$pV^\gamma = \text{const}, \quad (2.4.14)$$

тобто

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^\gamma, \quad (2.4.12)$$

де

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{i+2}{i}. \quad (2.4.15)$$

Рівняння Пуассона може бути записано також у вигляді

$$TV^{\gamma-1} = \text{const}, \quad (2.4.16)$$

тобто

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{\gamma-1} \quad (2.4.17)$$

або

$$Tp^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} = \text{const}, \quad (2.4.18)$$

тобто

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}}. \quad (2.4.19)$$

Робота, яка здійснюється при адіабатичному процесі, може бути знайдена відповідно до формули

$$A = \frac{RT_1}{\gamma - 1} \frac{m}{M} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma - 1} \right] = \frac{RT_1}{\gamma - 1} \frac{m}{M} \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right) = \frac{p_1 V_1 (T_1 - T_2)}{(\gamma - 1) T_1}, \quad (2.4.20)$$

де p_1 та V_1 – тиск і об'єм газу при температурі T_1 .

Рівняння політропного процесу має вигляд

$$pV^n = \text{const} \quad (2.4.21)$$

або

$$p_1 V_1^n = p_2 V_2^n, \quad (2.4.22)$$

де n – показник політропи ($1 < n < \gamma$).

Термічний коефіцієнт корисної дії (ККД) для кругового процесу (циклу)

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}, \quad (2.4.23)$$

де Q_1 – кількість теплоти переданої системі; Q_2 – кількість теплоти відданої системою; A – робота, яка виконується за цикл.

Термічний коефіцієнт корисної дії ідеального циклу Карно

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1}, \quad (2.4.24)$$

де T_1 і T_2 – термодинамічна температура відповідно нагрівача і холодильника.

Елементарна зміна ентропії при оборотному циклічному процесі

$$dS = \frac{\delta Q}{T}. \quad (2.4.25)$$

Зміна ентропії при рівноважному переході системи із стану 1 в стан 2, називається тепловою теоремою Нернста:

$$\Delta S_{1 \rightarrow 2} = S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{dQ}{T} = \int_1^2 \frac{dU + dA}{T}. \quad (2.4.26)$$

Зв'язок між ентропією S та термодинамічною ймовірністю ω реалізації стану має вигляд

$$S = k \ln \omega. \quad (2.4.27)$$

Другий закон термодинаміки $dS \geq 0$.

2.5. Фазові рівноваги і фазові перетворення в реальних газах та рідинах

Рівняння стану реальних газів (рівняння Ван-дер-Ваальса) для одного моля речовини має вигляд

$$\left(p + \frac{a}{V_m^2} \right) (V_m - b) = RT, \quad (2.5.1)$$

де V_m – молярний об'єм; a і b – сталі (поправки) Ван-дер-Ваальса, різні для різних газів.

Рівняння Ван-дер-Ваальса для довільної маси газу

$$\left(p + \frac{v^2 a}{V^2} \right) \left(\frac{V}{v} - b \right) = RT,$$

або

$$\left(p + \frac{v^2 a}{V^2} \right) (V - vb) = vRT, \\ (p + p_i)(V - vb) = vRT, \quad (2.5.2)$$

де $v = m/M$ – кількість речовини.

Тиск, обумовлений силами взаємодії молекул (внутрішній тиск p_i):

$$\frac{v^2 a}{V^2} = \frac{a}{V_m^2} = p_i. \quad (2.5.3)$$

Власний об'єм V_i , зв'язаний з поправкою b рівнянням

$$\frac{m}{M} b = 4V_i. \quad (2.5.4)$$

Внутрішня енергія реального газу

$$U = \frac{m}{M} (C_V T - \frac{a}{V_m}), \quad (2.5.5)$$

де C_V – молярна теплоємність газу при незмінному об'ємі.

Критичні параметри – об'єм V_{mk} , тиск p_k і температура T_k – зв'язані зі сталими a і b Ван-дер-Ваальса співвідношеннями:

$$V_{mk} = 3b, \quad p_k = \frac{a}{27b^2}, \quad T_k = \frac{8a}{27Rb}. \quad (2.5.6)$$

Ці рівняння відносно сталих (поправок) a і b :

$$a = \frac{27T_k^2 R^2}{64p_k}, \quad b = \frac{T_k R}{8p_k}. \quad (2.5.7)$$

Якщо надати зведені величини

$$\tau = \frac{T}{T_k}, \quad \pi = \frac{P}{p_k}, \quad \omega = \frac{V_m}{V_{mk}}, \quad (2.5.8)$$

то рівняння Ван-дер-Ваальса набуває вигляду (для одного моля)

$$\left(\pi + \frac{3}{\omega^2} \right) (3\omega - 1) = 8\tau. \quad (2.5.9)$$

Коефіцієнт поверхневого натягу

$$\sigma = \frac{F}{l}$$

або

$$\sigma = \frac{\Delta W}{\Delta S}, \quad (2.5.10)$$

де F – сила поверхневого натягу, яка діє на контур l , обмежуючий поверхню рідини; ΔW – поверхнева енергія; ΔS – площа поверхні плівки.

Формула Лапласа для визначення надлишкового тиску для поверхні рідини довільної кривизни:

$$\Delta p = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right), \quad (2.5.11)$$

де R_1 і R_2 – радіуси кривизни двох взаємно перпендикулярних нормальних перерізів поверхні рідини. У випадку сферичної поверхні

$$\Delta p = \frac{2\sigma}{R}. \quad (2.5.12)$$

Висота підняття рідини в капілярній трубці

$$h = \frac{2\sigma \cos \theta}{\rho g r}, \quad (2.5.13)$$

де θ – краєвий (граничний) кут змочування; r – радіус капіляра; ρ – густина рідини; g – прискорення вільного падіння.

Рівняння Клаузіуса – Клапейрона для визначення зміни температури ΔT фазового переходу

$$\Delta T = T \frac{(V_2 - V_1)}{L} \Delta p, \quad (2.5.14)$$

де L – питома теплота фазового переходу; $(V_2 - V_1)$ – змінювання питомого об'єму речовини при переході його з першої фази в другу; T – температура переходу (процес ізотермічний).

РОЗДІЛ 3. ЕЛЕКТРОСТАТИКА. ЕЛЕКТРОДИНАМІКА. ЕЛЕКТРИЧНИЙ СТРУМ

3.1. Електростатика

Основний закон взаємодії електричних зарядів встановлений Кулоном (1785 р.) для нерухомих точкових зарядів q_1 та q_2 , що знаходяться на відстані r :

$$F = \frac{|q_1||q_2|}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r r^2}, \quad (3.1.1)$$

де ϵ_0 – електрична стала; ϵ_r – діелектрична проникність середовища.

Напруженість електричного поля, його силова характеристика:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q}. \quad (3.1.2)$$

Принцип суперпозиції:

$$\vec{E} = \sum_{i=1}^n \vec{E}_i. \quad (3.1.3)$$

Напруженість поля, яке утворюється точковим зарядом q_i :

$$E_i = \frac{|q_i|}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r r^2}. \quad (3.1.4)$$

Напруженості поля, яке утворюється нескінченно довгою рівномірно зарядженою ниткою (або циліндром) на відстані r від її осі:

$$E = \frac{2\tau}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r r}, \quad (3.1.5)$$

де τ – лінійна густина заряду.

Напруженість поля, що утворюється нескінченною рівномірно зарядженою площиною:

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0\epsilon_r}, \quad (3.1.6)$$

де σ – поверхнева густина заряду.

Напруженість поля плоского конденсатора

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0\epsilon_r}. \quad (3.1.7)$$

Теорема Остроградського-Гаусса:

$$N_E = \oint E_n dS = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_{i=1}^n q_i, \quad (3.1.8)$$

де N_E – потік ліній напруженості крізь будь яку замкнену поверхню у вакуумі; $\sum_{i=1}^n q_i$ – алгебраїчна сума всіх зарядів, які розташовані всередині поверхні.

Потенціал довільної точки електричного поля, енергетична характеристика електростатичного поля:

$$\varphi = \frac{A}{q}. \quad (3.1.9)$$

Потенціал точки електричного поля, яка відстоїть на відстані r від точкового заряду q

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r r}. \quad (3.1.10)$$

Якщо поле породжене системою нерухомих зарядів, то потенціал результуючого поля дорівнює алгебраїчній сумі потенціалів полів, створених окремими зарядами:

$$\varphi = \sum_{i=1}^n \varphi_i.$$

Зв'язок між напруженістю E та потенціалом φ :

$$E = -\frac{d\varphi}{dr}, \quad (3.1.11)$$

де $\frac{d\varphi}{dr} = \text{grad}\varphi$ – градієнт потенціалу.

Для однорідного поля плоского конденсатора

$$E = \frac{U}{d}, \quad (3.1.12)$$

де U – різниця потенціалів між обкладинками конденсатора; d – відстань між ними.

Робота сил поля по переміщенню точкового заряду q з точки 1 у точку 2:

$$A_{12} = q(\varphi_1 - \varphi_2), \quad (3.1.13)$$

де φ_1 та φ_2 – потенціали у точках 1 і 2.

Електричний момент диполя

$$\vec{P} = q\vec{l}, \quad (3.1.14)$$

де q – точковий електричний заряд диполя; l – плече диполя.

Потенціал поля диполя

$$\varphi = \frac{P}{4\pi\epsilon_0 r^2} \cos \alpha, \quad (3.1.15)$$

де α – кут між радіусом-вектором r та плечем диполя l .

Механічний момент сил, діючих на диполь:

$$\vec{M} = [\vec{P} \cdot \vec{E}]. \quad (3.1.16)$$

Енергія диполя в електричному полі

$$W = -\vec{P} \vec{E}. \quad (3.1.17)$$

Поляризованість діелектрика

$$\vec{P} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \left(\frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^n \vec{P}_i \right), \quad (3.1.18)$$

де n – кількість диполів, які вміщаються в об'ємі ΔV діелектрика;
 p – дипольний момент i -го диполя.

З другого боку, поляризованість ізотропного діелектрика лінійно залежить від напруженості поля E в діелектрику:

$$\vec{P} = \chi \varepsilon_0 \vec{E}, \quad (3.1.19)$$

де χ – діелектрична сприйнятливість речовини.

Поверхнева густина поляризованих зарядів

$$\sigma' = P_n = \chi \varepsilon_0 E_n, \quad (3.1.20)$$

де E_n – проекція вектора $\vec{E}$ на зовнішню нормаль.

Напруженість поля E в діелектрику є суперпозицією поля E_0 вільних зарядів та поля E' зв'язаних зарядів:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}'. \quad (3.1.21)$$

Для характеристики електричного поля в діелектрику використовується вектор електричного зміщення D :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}, \quad (3.1.22)$$

а потік цього вектору крізь будь-яку замкнену поверхню дорівнює алгебраїчній сумі вільних зарядів, охоплених цією поверхнею,

$$N_D = \oint_S D dS = \sum_{i=1}^n q_i. \quad (3.1.23)$$

Це рівняння має назву *теорема Остроградського–Гаусса* для електричного поля в середовищі.

Для ізотропних діелектриків

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E}, \quad (3.1.24)$$

де ε_r – відносна діелектрична проникність речовини.

На межі розподілу двох однорідних діелектриків

$$\vec{E} = \frac{\vec{E}_0}{\varepsilon_r}, \quad (3.1.25)$$

де E_0 – напруженість поля тих же вільних зарядів, але в вакуумі, а вектор електричного зміщення

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E} = \varepsilon_r \vec{E}_0 = \vec{D}_0, \quad (3.1.26)$$

де D_0 – вектор електричного зміщення в вакуумі.

Електрична ємність ізольованого провідника, який має заряд q і потенціал φ :

$$C = \frac{q}{\varphi}. \quad (3.1.27)$$

Ємність металічної кулі радіусом r , розташованої в середовищі з діелектричною проникністю ε_r :

$$C = 4\pi\varepsilon_0\varepsilon_r r. \quad (3.1.28)$$

Електроємність конденсатора – двох провідників, на яких знаходяться два рівних за модулем, але протилежних за знаком заряди q :

$$C = \frac{|q|}{U}, \quad (3.1.29)$$

де $|q|$ – заряд конденсатора (абсолютне значення заряду одного із провідників); $U = \varphi_1 - \varphi_2$ – різниця потенціалів між провідниками.

Електроємність плоского конденсатора

$$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r S}{d}, \quad (3.1.30)$$

де S – площа кожної пластинки; d – відстань між ними.

Електроємність сферичного конденсатора

$$C = \frac{4\pi\epsilon_0\epsilon_r R_1 R_2}{R_2 - R_1}, \quad (3.1.31)$$

де R_1 і R_2 – радіуси сфер сферичного конденсатора.

Електроємність циліндричного конденсатора

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon_r l}{\ln \frac{R_1}{R_2}}, \quad (3.1.32)$$

де R_1 і R_2 – радіуси коаксіальних циліндрів; l – довжина циліндра.

Ємність C батареї, складеної з n конденсаторів ємністю C_i , з'єднаних між собою послідовно

$$\frac{1}{C} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{C_i}. \quad (3.1.33)$$

Якщо однорідний діелектрик заповнює весь простір між обкладками конденсатора, то різниця потенціалів U між його обкладками буде в ϵ_r менша, ніж при відсутності діелектрика:

$$U = \frac{U_0}{\epsilon_r}, \quad (3.1.34)$$

де U_0 – різниця потенціалів без діелектрика.

Ємність конденсатора при заповненні його діелектриком збільшується в ϵ_r разів:

$$C' = \epsilon_r C, \quad (3.1.35)$$

де C – ємність конденсатора без діелектрика.

Електроємність плоского конденсатора, заповненого шарами діелектриків товщиною d_i кожний з діелектричною проникністю ϵ_{ri} буде:

$$C = \frac{\epsilon_0 S}{\frac{d_1}{\epsilon_{r1}} + \frac{d_2}{\epsilon_{r2}} + \dots + \frac{d_n}{\epsilon_{rn}}}. \quad (3.1.36)$$

Енергія зарядженого провідника

$$W = \frac{q\phi}{2} = \frac{C\phi^2}{2} = \frac{q^2}{2C}, \quad (3.1.37)$$

де q , ϕ , C – відповідно заряд, потенціал, ємність тіла.

Енергія поля зарядженого конденсатора

$$W = \frac{qU}{2} = \frac{CU^2}{2} = \frac{q^2}{2C}, \quad (3.1.38)$$

де q і U – заряд і напруга на конденсаторі ємністю C ; S і d – площа пластини і відстань між обкладками конденсатора.

Об'ємна густина енергії

$$w = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} = \frac{\vec{E} \vec{D}}{2}. \quad (3.1.39)$$

3.2. Закони постійного електричного струму

Сила струму I в будь-якому провіднику

$$I = dq / dt, \quad (3.2.1)$$

де dq/dt – заряд, що проходить в одиницю часу крізь поперечний переріз провідника.

Тоді

$$q = \int_{t_1}^{t_2} I dt. \quad (3.2.2)$$

Сила постійного струму

$$I = q/t. \quad (3.2.3)$$

Густина електричного струму

$$\vec{j} = \frac{dI}{dS} \cdot \vec{n} \quad (3.2.4)$$

де $\vec{n}$ – орт нормалі, напрям якої збігається з напрямком упорядкованого руху позитивних зарядів.

Залежність сили струму від його густини

$$I = \int_S j_n dS, \quad (3.2.5)$$

де j_n – нормальна складова вектора густини струму.

При рівномірному русі потоку заряджених частинок зі швидкістю v густина струму

$$j = nqv, \quad (3.2.6)$$

де n – концентрація заряджених частинок у потоці; q – заряд однієї частинки.

Опір провідника

$$R = \rho \frac{l}{S}, \quad (3.2.7)$$

де ρ – питомий опір провідника; l – довжина провідника; S – площа поперечного перерізу провідника.

Для n провідників з опором $R_1, R_2, \dots, R_n$, що з'єднані між собою послідовно,

$$\begin{aligned} R_0 &= R_1 + R_2 + \dots + R_n = \sum_{i=1}^n R_i; \\ I_0 &= I_1 = I_2 = \dots = I_n; \\ U_0 &= U_1 + U_2 + \dots + U_n = \sum_{i=1}^n U_n, \end{aligned} \quad (3.2.8)$$

де U_0 – напруга на кінцях з'єднання; R – опір системи провідників; I – сила струму.

Для паралельного з'єднання провідників

$$\begin{aligned} U_0 &= U_1 = U_2 = \dots = U_n; \\ I &= I_1 + I_2 + \dots + I_n = \sum_{i=1}^n I_i; \\ \frac{1}{R_0} &= \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \dots + \frac{1}{R_n} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{R_i}. \end{aligned} \quad (3.2.9)$$

Для ланцюга, коли на заряди діють тільки електричні сили та на ділянках немає ЕРС,

$$\sum_{i=1}^n U_i = \sum_{i=1}^n I_i R_i, \quad (3.2.10)$$

де I_i та R_i – сили струмів та опори окремих ділянок; U_i – падіння напруги на окремих ділянках.

Закон Ома для однорідної ділянки електричного кола, яка не містить ЕРС:

$$I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{R} = \frac{U}{R}, \quad (3.2.11)$$

де $\varphi_1 - \varphi_2 = U$ – різниця потенціалів; R – опір.

За напрямом струму приймають напрямом руху позитивних зарядів, негативні заряди рухаються назустріч струму.

Закон Ома для повного кола

$$I = \frac{\varepsilon}{R + r}, \quad (3.2.12)$$

де ε – ЕРС джерела струму; R – опір зовнішньої ділянки кола; r – внутрішній опір джерела.

Напруга на зовнішній ділянці кола

$$U = \frac{\varepsilon R}{R + r}. \quad (3.2.13)$$

Для кіл, які мають декілька джерел струму, з'єднаних проміж собою послідовно або паралельно,

$$I = \frac{\varepsilon_e}{R + r_e}. \quad (3.2.14)$$

Для послідовного з'єднання джерел

$$\varepsilon_e = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \dots + \varepsilon_n, \quad (3.2.15)$$

$$r_e = r_1 + r_2 + \dots + r_n.$$

Для паралельного з'єднання джерел

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{r_e} &= \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} + \dots + \frac{1}{r_n} \\ \varepsilon_e &= \varepsilon_{i\max} \end{aligned} \right\}. \quad (3.2.16)$$

Якщо послідовно або паралельно з'єднані n однакових джерел, то

$$I = \frac{n\varepsilon}{R + nr}, \quad (3.2.17)$$

$$I = \frac{\varepsilon}{R + r/n}. \quad (3.2.18)$$

Закон Ома для неоднорідної ділянки кола, яка містить ЕРС,

$$I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2 \pm \varepsilon}{R + r}, \quad (3.2.19)$$

а напруга на цій ділянці кола

$$U = \varphi_1 - \varphi_2 = \varepsilon \pm I(R + r), \quad (3.2.20)$$

де φ_1, φ_2 – потенціали на початку та кінці ділянки у напрямку струму крізь джерело; ε – загальна ЕРС ділянки; I та $(R + r)$ – сила струму та повний опір ділянки.

У випадку розгалуження кіл використовують правила Кірхгофа.

ПЕРШЕ ПРАВИЛО. Алгебраїчна сума струмів у вузлі дорівнює нулю. При цьому струми, які входять в вузол, будемо вважати позитивними, а які виходять з нього – негативними.

$$\sum_{i=1}^n I_i = 0. \quad (3.2.21)$$

ДРУГЕ ПРАВИЛО. Алгебраїчна сума падінь напруги у замкненому контурі дорівнює алгебраїчній сумі ЕРС, які є в цьому контурі:

$$\sum_{i=1}^n I_i R_i = \sum_{i=1}^k \varepsilon_i. \quad (3.2.22)$$

Правила знаків: добуток $I_i R_i$ вибираються зі знаком "+", якщо напрямок струму (заданий або припущений) збігається з вибраним напрямком обходу контура. Електрорушійна сила джерела струму береться зі знаком

"+", якщо напрямок поля сторонніх сил усередині елемента збігається з вибраним напрямком обходу контуру.

Робота електричного поля по перенесенню заряду q по ділянці кола

$$A = qU = IUt = I^2 R t = \frac{U^2}{R} t. \quad (3.2.23)$$

Потужність струму – робота струму за одиницю часу

$$P = IU = I^2 R = \frac{U^2}{R}. \quad (3.2.24)$$

Якщо джерело з ЕРС ε та внутрішнім опором r замикається на опір R , то повна потужність, яку розвиває джерело,

$$P_0 = I\varepsilon = I^2(R + r) = \frac{\varepsilon^2}{R + r}. \quad (3.2.25)$$

На зовнішній ділянці кола потужність (корисна потужність)

$$P_a = IU = \frac{U^2}{R} = \frac{\varepsilon^2 R}{(R + r)^2}, \quad (3.2.26)$$

де I – сила струму в колі; U – напруга на затискачах джерела.

Максимальна корисна потужність (коли $R = r$)

$$P_{a,\max} = \frac{\varepsilon^2}{4r}. \quad (3.2.27)$$

Коефіцієнт корисної дії джерела струму

$$\eta = \frac{P_a}{P_0} = \frac{U}{\varepsilon} = \frac{R}{R + r} = \frac{1}{1 + \frac{r}{R}}. \quad (3.2.28)$$

Закон Джоуля-Ленца:

$$Q = I^2 R t = IUt = \frac{U^2}{R} t, \quad (3.2.29)$$

де Q – кількість теплоти, яка виділяється на ділянці кола.

РОЗДІЛ 4. МАГНІТНЕ ПОЛЕ У ВАКУУМІ ТА РЕЧОВИНІ. ЕЛЕКТРОМАГНІТНЕ ПОЛЕ. ОСНОВИ ТЕОРІЇ МАКСВЕЛЛА ДЛЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ПОЛЯ

4.1. Магнітне поле

Магнітне поле утворюється будь-якими рухомими зарядами (струмами). Дослідом встановлено, що на провідник зі струмом, який знаходиться в магнітному полі, діє сила, що отримала назву сили Ампера.

Дослід Ампера показав, що два прямолінійних паралельних провідники, по яких протікають струми, притягуються один до одного, коли струми в них мають однаковий напрямок (паралельні), і відштовхуються, коли струми протилежно спрямовані (антипаралельні).

Сила взаємодії двох паралельних нескінченно довгих прямолінійних провідників зі струмом I_1 та I_2 :

$$F = \mu_0 \mu_r \frac{I_1 I_2 \cdot l}{2\pi d}, \quad (4.1.1)$$

де $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Гн}}{\text{м}}$ – магнітна стала; μ – відносна магнітна проникність;

l – довжина ділянки провідника; d – відстань між провідниками зі струмами.

Сила Ампера для елемента струму $I d\vec{l}$ в однорідному магнітному полі визначається за формулою:

$$d\vec{F} = I \left[d\vec{l} \cdot \vec{B} \right], \quad (4.1.2)$$

де $d\vec{l}$ – вектор, який співпадає за напрямком зі струмом і характеризує елемент довжини тонкого провідника; $\vec{B}$ – вектор індукції магнітного поля, його силова характеристика.

Модуль сили обчислюється за формулою:

$$dF = I \cdot B \cdot dl \cdot \sin \alpha, \quad (4.1.3)$$

де α – кут між векторами $d\vec{l}$ і $\vec{B}$.

На прямий провідник зі струмом, який знаходиться в однорідному магнітному полі, діє сила, модуль якої

$$F = I \cdot B \cdot \sin \alpha. \quad (4.1.4)$$

Обертаючий момент пари сил, діючий на замкнутий контур зі струмом в однорідному магнітному полі

$$\vec{M} = [\vec{P}_m \cdot \vec{B}], \quad (4.1.5)$$

звідси

$$|\vec{B}| = \frac{M_{\max}}{P_m}, \quad (4.1.6)$$

де $\vec{P}_m$ – вектор магнітного моменту контуру зі струмом.

Для плоского контуру зі струмом I :

$$\vec{P}_m = I \cdot S \cdot \vec{n}, \quad (4.1.7)$$

де S – площа контуру; $\vec{n}$ – одиничний вектор нормалі до контуру.

Модуль обертаючого моменту сил обчислюється за формулою:

$$M = P_m \cdot B \cdot \sin \alpha, \quad (4.1.8)$$

де α – кут між напрямком вектора індукції магнітного поля та нормаллю до площини контуру.

Згідно з законом Біо–Савара–Лапласа у векторній формі індукція магнітного поля, яка створена довільним елементом струму в деякій точці поля визначається таким чином:

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 \mu_r}{4\pi} \cdot \frac{I [d\vec{l} \cdot \vec{r}]}{r^3}, \quad (4.1.9)$$

де I – сила струму; $d\vec{l}$ – вектор, який по модулю дорівнює довжині елемента провідника і співпадає за напрямком зі струмом; $\vec{r}$ – радіус-вектор, проведений з елементу $d\vec{l}$ провідника в дану точку поля; Напрямок $d\vec{B}$ визначається за правилом правого гвинта.

Модуль вектора $d\vec{B}$ визначається за формулою:

$$dB = \frac{\mu_0 \mu_r \cdot I \cdot dl \cdot \sin \alpha}{4\pi r^2}, \quad (4.1.10)$$

де α – кут між векторами $d\vec{l}$ і $d\vec{B}$, r – модуль радіус-вектора.

Принцип суперпозиції: магнітна індукція довільної системи провідників зі струмами (або системи електричних частинок, які рухаються) дорівнює геометричній сумі магнітних індукцій полів кожного провідника (або кожної зарядженої частинки).

Застосування закону Біо–Савара–Лапласа спільно з принципом суперпозиції дозволяє розрахувати індукцію конкретних магнітних полів.

Якщо по відрізку прямого провідника завдовжки l протікає струм I , то в точці, віддаленій від провідника на відстані r , модуль вектора індукції магнітного поля дорівнює

$$B = \frac{\mu_0 \mu_r I}{4\pi r_0} (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2), \quad (4.1.11)$$

де α_1 та α_2 – кути, утворені радіус-векторами, проведеними від кінців провідника до даної точки, та самим провідником; r_0 – відстань від осі провідника до даної точки.

Для нескінченно довгого провідника модуль вектора індукції магнітного поля в будь-якій точці поля $\vec{B}$:

$$B = \frac{\mu_0 \mu_r I}{2\pi r_0}. \quad (4.1.12)$$

Модуль вектора індукції магнітного поля в центрі кругового провідника зі струмом

$$B = \mu_0 \mu_r \frac{I}{2R}, \quad (4.1.13)$$

де R – радіус кругового провідника зі струмом.

Закон повного струму має вигляд:

$$\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \oint_L B_l dl = \mu_0 \sum_{i=1}^n I_i, \quad (4.1.14)$$

де $\oint_L \vec{B} d\vec{l}$ – циркуляція вектора магнітної індукції $\vec{B}$ уздовж замкнутого контуру L ;

$\sum_{i=1}^n I_i$ – алгебраїчна сума струмів, охоплювана контуром;

n – число провідників зі струмами, охоплених контуром L довільної

форми. Необхідно пам'ятати, що кожний струм враховують стільки, скільки разів він охоплюється контуром. При цьому позитивним вважається струм, напрямок якого пов'язаний з напрямком обходу по контуру правилом правого гвинта. Струм протилежного напрямку вважається від'ємним.

У середині довгого соленоїда з числом витків N в точці, віддаленій від його кінців, модуль вектора індукції:

$$B = \frac{\mu_0 \mu_r NI}{l}, \quad (4.1.15)$$

де l – довжина соленоїда.

Потік вектора $\vec{B}$ крізь довільну поверхню S :

$$\Phi = \int_S \vec{B} d\vec{S} = \int_S B_n dS, \quad (4.1.16)$$

де B_n – проєкція вектора $\vec{B}$ на напрям до площини; dS – елементарна поверхня.

Потік вектора індукції однорідного магнітного поля через плоску поверхню площею S може бути розрахований за формулою

$$\Phi = BS \cos \alpha, \quad (4.1.17)$$

де α – кут між вектором нормалі $\vec{n}$ до площини контуру і вектором магнітної індукції $\vec{B}$.

Теорема Остроградського–Гауса для магнітного поля:

$$\oint_S \vec{B} d\vec{S} = \oint_S B_n dS = 0, \quad (4.1.18)$$

магнітний потік крізь довільну замкнену поверхню дорівнює нулю. Цей результат є математичним виразом відсутності у природі магнітних зарядів – джерел магнітного поля, на яких би починалися та закінчувалися лінії магнітної індукції.

При русі провідника зі струмом I в магнітному полі сили поля здійснюють над провідником елементарну роботу:

$$A = Id\Phi, \quad (4.1.19)$$

де Φ – магнітний потік, який пронизує поверхню, описану провідником

при плоско паралельному переміщенні.

При переміщенні замкненого контуру зі струмом у магнітному полі робота дорівнює

$$A = I \Delta \Phi, \quad (4.1.20)$$

де $\Delta \Phi$ – зміна магнітного поля, що пронизує контур.

Якщо в магнітному полі з індукцією $\vec{B}$ рухається заряджена частинка зі швидкістю $\vec{v}$, то на неї зі сторони поля діє сила Лоренца:

$$\vec{F} = q[\vec{v}\vec{B}]. \quad (4.1.21)$$

Модуль цієї сили

$$F = q v B \sin \alpha, \quad (4.1.22)$$

де α – кут між векторами швидкості $\vec{v}$ і індукції магнітного поля $\vec{B}$.

Оскільки сила Лоренца завжди напрямлена перпендикулярно до швидкості руху зарядженої частинки, то вона не виконує роботи, а лише змінює напрям руху зарядженої частинки.

Якщо заряджена частинка влітає в однорідне магнітне поле перпендикулярно до його силових ліній, то її траєкторія є коло, радіус якого

$$r = \frac{mv}{qB}, \quad (4.1.23)$$

де m – маса частинки; v – її швидкість; q – заряд.

Якщо магнітне поле напрямлене під кутом (α) до швидкості зарядженої частинки, то її подальший рух є геометричною сумою двох рухів: обертання по колу в площині, перпендикулярній до силових ліній магнітного поля зі швидкістю $v \cdot \sin \alpha$, та переміщення вздовж поля зі швидкістю $v \cdot \cos \alpha$, тобто траєкторія частинки в цьому випадку – гвинтова лінія.

У разі сумісної дії електричного (напруженістю $\vec{E}$) та магнітного (індукцією $\vec{B}$) полів сила Лоренца, яка діє на частинку з зарядом q , що рухається зі швидкістю

$$F_{\text{Л}} = q\vec{E} + q[\vec{v}\vec{B}]. \quad (4.1.24)$$

4.2. Магнітне поле у речовині

Тіла, здатні намагнічуватись під впливом зовнішнього магнітного поля, називають магнетиками, але намагнічуються вони по-різному. Магнітні властивості речовини магнетиків визначаються структурою їх атомів і характером взаємодії між ними.

Магнітне поле індукцією $\vec{B}$ у речовині утворюється як зовнішніми струмами (макрострумами) $\vec{B}_0$, так і магнітними полями структурних елементів речовини: атомів, молекул і т. п. (мікрострумами) $\vec{B}'$:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}'. \quad (4.2.1)$$

Закон повного струму для магнітного поля у речовині має вигляд

$$\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 (I_{\text{макро}} + I_{\text{мікро}}), \quad (4.2.2)$$

де $I_{\text{макро}}$ та $I_{\text{мікро}}$ – алгебраїчні суми макро- та мікро- струмів.

Для характеристики магнітного поля у середовищі користуються фізичною величиною, яка має назву намагніченість $\vec{M}$ і визначається співвідношенням

$$\vec{M} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^n \vec{p}_{m_i}, \quad (4.2.3)$$

де $\vec{p}_{m_i}$ – магнітний момент i -го структурного елементу; ΔV – об'єм магнетика.

Намагніченість $\vec{M}$ зв'язана з мікрострумами $I_{\text{мікро}}$ співвідношенням

$$\oint \vec{M} d\vec{l} = I_{\text{мікро}}. \quad (4.2.4)$$

Намагніченість $\vec{M}$ також прямо пропорційна напруженості магнітного поля:

$$\vec{M} = \chi_r \vec{H}, \quad (4.2.5)$$

де χ_r – магнітна сприйнятливість магнетика.

Вектор $\vec{H}$, згідно з законом повного струму визначається макрострумами $I_{\text{макро}}$:

$$\oint \vec{H} d\vec{l} = I_{\text{макро}}. \quad (4.2.6)$$

Згідно з виразами (4.2.2), (4.2.4) та (4.2.6) маємо:

$$\frac{1}{\mu_0} \oint_L \vec{B} d\vec{l} = \oint_L \vec{H} d\vec{l} + \oint_L \vec{M} d\vec{l} = \oint_L (1 + \chi_r) \vec{H} d\vec{l}. \quad (4.2.7)$$

Для ізотропного магнетика з (4.2.7) маємо:

$$\vec{B} = \mu_0 (1 + \chi_r) \vec{H} = \mu_0 \mu_r \vec{H}, \quad (4.2.8)$$

де $\mu_0 = 1 + \chi_r$ – відносна магнітна проникність речовини.

Для опису магнітного поля в речовині А.М. Ампер запропонував модель молекулярних струмів: у кожній частині речовини (атомах, молекулах і т. п.) рухається замкнений круговий струм, а отже, частина має магнітний момент $\vec{p}_m$, (в майбутньому досліді показали, що частинки речовини дійсно мають магнітний момент).

Згідно з приблизною моделлю Н. Бора, електрони, які мають розміри набагато менші за розмір атома, рухаються замкненими (в першому наближенні круговим) орбітами. Рухаючись круговими орбітами, електрони являють собою замкнені електричні струми. Величина цього струму $I = -ev$, де e – заряд електрона, v – частота обертання. Круговий струм має магнітний момент:

$$\vec{p}_m = I S \vec{n}, \quad (4.2.9)$$

де $S = \pi r^2$ – площа, охоплена круговим струмом; $\vec{n}$ – одиничний вектор, перпендикулярний площині контуру та направлений уздовж позитивної нормалі (визначається за «правилом буравчика»).

Внаслідок теплового руху частинок, їх магнітні моменти $\vec{p}_m$ розташовані хаотично та загальний магнітний момент речовини дорівнює нулю. У зовнішньому магнітному полі на кожную частинку, яка має магнітний момент $\vec{p}_m$, діє механічний момент ($\vec{L}$), що намагається орієнтувати частинки таким чином, щоб їхні магнітні моменти були паралельні силовим лініям магнітного поля. Відношення магнітного моменту до механічного має

назву гіромагнітного відношення орбітальних моментів: $g = \frac{e}{2m}$. Крім цього існує гіромагнітне відношення спінових моментів: $g_s = \frac{e}{m}$. Таким чином, магнітний момент атома дорівнює векторній сумі орбітальних та спінових моментів усіх електронів у атомі.

Згідно з моделлю Ампера при однорідному намагніченні кожній частинці приписується «молекулярний» круговий струм, магнітний момент якого паралельний силовим лініям поля. При цьому зустрічні ділянки молекулярних струмів двох сусідніх частинок компенсують одна одну, а отже, некомпенсованими будуть тільки зовнішні ділянки кругових струмів частинок, які лежать на поверхні зразка. Тому суму всіх молекулярних струмів дозволено замінити одним поверхневим струмом. Легко показати, що лінійна густина поверхневого струму i ($i = I/l$, де I – поверхневий струм, l – довжина зразка) чисельно дорівнює намагніченості $\vec{M}$ речовини.

Якщо частинки мають ненульовий магнітний момент (парамагнетики), то при достатньо сильних магнітних полях можна допустити, що магнітні моменти всіх частинок «вишиковуються» уздовж зовнішнього магнітного поля. Для знаходження максимальної намагніченості $\vec{M}$ достатньо скласти магнітні моменти всіх частинок в одиниці об'єму.

В парамагнетику виникає власне магнітне поле, напрямлене в той самий бік, що і зовнішнє. Магнітна сприйнятливість парамагнетиків $\chi > 0$, при звичайних температурах $\chi = 10^{-3} \div 10^{-5}$. Для парамагнетиків χ зменшується із підвищенням температури. Парамагнетиками є алюміній, платина, кисень тощо.

У діамагнетиках магнітні моменти частинок дорівнюють нулю. При розміщенні діамагнетика у зовнішньому магнітному полі кожна з його частинок набуває індукованого (наведеного) магнітного моменту $\vec{p}_{m_i}$, пропорційного напруженості $\vec{H}$ магнітного поля та спрямована антипаралельно $\vec{H}$ (магнітна сприйнятливість діамагнетика χ_r від'ємна). Таким чином, магнітний момент діамагнетика, розміщеного у зовнішньому магнітному полі, спрямовано проти поля.

χ діамagnetиків практично не залежить від температури. До діамagnetиків належать: цинк, золото, срібло, мідь, ртуть, вода, скло, інертні гази тощо.

Крім описаних пара- та діамagnetиків, існують речовини (феромagnetики), в яких навіть при відсутності зовнішнього магнітного поля магнітні моменти частинок у відносно великих об'ємах тіла орієнтовані паралельно один одному. Внаслідок цього магнітний момент такої частини об'єму (домена) відрізняється від нуля. В достатньо сильному зовнішньому магнітному полі магнітні моменти всіх доменів переорієнтовуються уздовж зовнішнього поля. Цим пояснюється велике значення магнітної проникності феромagnetиків. Крім того, характерною особливістю феромagnetиків є магнітний гістерезис.

Для феромagnetиків вектори $\vec{M}$ та $\vec{H}$ не паралельні один одному при температурах, менших за визначену для даної речовини температуру (точку Кюрі T_K), тобто при температурі вищій T_K вони втрачають притаманні їм властивості і перетворюються в парамагнетик. До феромagnetиків мають відношення залізо, кобальт, нікель та їх сплави в кристалічному стані.

4.3. Електромагнітне поле

Електрорушійна сила індукції ε_i (закон Фарадея) і струм індукції I_i незалежно від причин зміни магнітного потоку обчислюються за формулами

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi}{dt}; \quad (4.3.1)$$

$$I_i = -\frac{1}{R} \cdot \frac{d\Phi}{dt}, \quad (4.3.2)$$

де $\frac{d\Phi}{dt}$ – швидкість зміни магнітного потоку Φ ; R – опір контуру.

При зміні сили струму в контурі виникає ЕРС самоіндукції ε_{si} :

$$\varepsilon_{si} = -\frac{d\psi}{dt}, \quad (4.3.3)$$

де $\psi = LI$ – повний магнітний потік крізь контур; I – сила струму в контурі; L – індуктивність контуру. Значення індуктивності L визначається геометрією контуру та магнітними властивостями середовища.

Для довгого соленоїда та тонкого тороїду

$$L = \mu_r \mu_0 n^2 V, \quad (4.3.4)$$

де n – кількість витків на одиницю довжини соленоїда (тороїда); V – об'єм соленоїда (тороїда).

Характерні прояви самоіндукції спостерігаються при замиканні і розмиканні струму в колі. При розмиканні кола сила струму зменшується за законом

$$I = I_0 e^{\frac{-R}{L}t}, \quad (4.3.5)$$

а при замиканні ланцюга сила струму збільшується відповідно з виразом

$$I = I_0 \left(1 - e^{\frac{-R}{L}t} \right), \quad (4.3.6)$$

де L – індуктивність; R – опір ланцюга; I_0 – сила струму в момент часу $t = 0$.

За наявності зв'язаних контурів, тобто контурів, розміщених близько один до одного, ЕРС індукції, яка виникає в одному з них при зміні сили струму в іншому, можна визначити за формулою

$$\varepsilon_{12} = - \frac{d(L_{12}I_2)}{dt}. \quad (4.3.7)$$

Тут $L_{12}I_2 = \psi_{12}$ – потік, з'єднаний з контуром 1 при протіканні в контурі 2 сили струму I_2 , а L_{12} – взаємна індуктивність контурів.

Індукційні струми у масивних провідниках, які знаходяться у змінному магнітному полі мають назву вихрових або струмів Фуко, тому внаслідок виникнення вихрових струмів змінний струм розподіляється по перерізу провідника нерівномірно, витискуючись на поверхню провідника. Це явище має назву скін-ефекту.

При відсутності феромагнетиків контур з індуктивністю L , по якому тече струм I , має енергію

$$W = \frac{LI^2}{2}. \quad (4.3.8)$$

Для однорідного поля, що заповнює об'єм V (наприклад, у випадку довгого соленоїда), енергія поля W обчислюється за формулою

$$W = \frac{B^2}{2\mu_r\mu_0}V = \frac{\vec{B}\vec{H}}{2}V, \quad (4.3.9)$$

де $\vec{H}$ – напруженість магнітного поля; $\vec{B}$ – індукція магнітного поля. Магнітна енергія, розподілена у просторі з об'ємною густиною

$$w = \frac{\vec{B}\vec{H}}{2} = \frac{B^2}{2\mu_r\mu_0}. \quad (4.3.10)$$

Ця формула може бути використана у випадку тільки пара- та діамгнетиків.

4.4. Основи теорії Максвела для електромагнітного поля

Електричне та магнітне поля – окремі випадки загального електромагнітного поля. Магнітне поле породжується електричним, а електричне поле – зміною і переміщенням магнітного поля.

Рівняння Максвела, які об'єднують вихрові електричне і магнітне поля, в інтегральній формі мають вигляд

$$\oint_L \vec{E}d\vec{l} = \int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S}; \quad (4.4.1)$$

$$\oint_L \vec{H}d\vec{l} = I_{\text{макро}} + I_{\text{зм}}, \quad (4.4.2)$$

де

$$I_{\text{макро}} = \int_S \vec{j}d\vec{S};$$

$$\oint_S \vec{D}d\vec{S} = \int_V \rho dV; \quad (4.4.3)$$

$$\oint_S \vec{B} d\vec{S} = 0. \quad (4.4.4)$$

Якщо вважати, що вектори електромагнітного поля ($\vec{E}$, $\vec{B}$, $\vec{D}$ та $\vec{H}$) є безперервними функціями координат, то розглядаючи циркуляцію $\vec{H}$ і $\vec{E}$ нескінченно малими контурами і потоки векторів $\vec{B}$ і $\vec{D}$ крізь поверхні, які обмежують нескінченно малі об'єми, можна від інтегральних рівнянь Максвелла перейти до системи диференціальних рівнянь Максвелла, що характеризують поле в кожній точці простору:

$$\text{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}; \quad (4.4.5)$$

$$\text{rot} \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}; \quad (4.4.6)$$

$$\text{div} \vec{D} = \rho; \quad (4.4.7)$$

$$\text{div} \vec{B} = 0. \quad (4.4.8)$$

Цю систему необхідно доповнити матеріальними рівняннями, які характеризують електричні і магнітні властивості середовища. У випадку ізотропних несегнетоелектричних і неферромагнітних середовищ і макро-струмів, що підпорядковуються закону Ома, ці рівняння мають вигляд:

$$\vec{D} = \epsilon_r \epsilon_0 \vec{E},$$

$$\vec{B} = \mu_r \mu_0 \vec{H},$$

$$\vec{j} = \sigma \vec{E},$$

де ϵ_r – відносна діелектрична проникність середовища; μ_r – відносна магнітна проникність середовища; σ – питома провідність речовини; ϵ_0 – електрична стала; μ_0 – магнітна стала.

З рівнянь Максвелла можна зробити важливий висновок про існування принципово нового фізичного явища: електромагнітне поле може існувати самотійно – без електричних зарядів і струмів. При цьому зміна його стану обов'язково має хвильовий характер.

РОЗДІЛ 5. ФІЗИКА МЕХАНІЧНИХ І ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ КОЛИВАНЬ ТА ХВИЛЬ

5.1. Кінематика вільних гармонічних коливань. Гармонічний осцилятор

Гармонічний осцилятор – це пристрій, який може здійснювати гармонічні коливання, незалежно від фізичної природи явищ, що обумовлюють ці коливання.

Модель гармонічного осцилятора може застосовуватися: а) до механічних систем, у яких не діють ніякі інші сили, крім квазіпружних; б) до електромагнітних коливальних контурів, у яких не діють ніякі інші ЕРС, крім ЕРС самоіндукції, а електроопір провідників дуже малий.

Гармонічними коливаннями фізичної величини називаються такі коливання, при яких ця величина змінюється з часом за гармонічним законом. **Кінематичне рівняння** гармонічних коливань

$$x(t) = A_0 \cos \varphi(t) = A_0 \cos (\omega_0 t + \varphi_0) = A_0 \sin (\omega_0 t + \varphi_0 + \pi/2) \quad (5.1.1)$$

де $x(t)$ – відхилення (зміщення) фізичної величини x від рівноважного значення в момент часу t ; $\omega_0 = 2\pi/T = 2\pi\nu$ – циклічна (кутова) частота, T – період; $\nu = 1/T$ – лінійна частота; A_0 – амплітуда коливань, яка дорівнює максимальному позитивному значенню величини, що здійснює коливання (стала величина при гармонічних коливаннях); $\varphi(t) = \omega_0 t + \varphi_0$ – фаза коливань (аргумент періодичної функції, що описує коливальний процес); $\varphi_0 = \varphi(0)$ – початкова фаза коливань, що визначає фазу в початковий момент часу.

Очевидно, що $x(t) = x(t+T) = x(t + nT)$, де $n = 1, 2, 3, \dots$.

Швидкість змінення з часом функції $x(t)$ (похідна від $x(t)$ за часом) також змінюється за гармонічним законом. При механічних коливаннях це *швидкість* руху точки, яка здійснює коливання:

$$v(t) = -A_0 \omega_0 \sin (\omega_0 t + \varphi_0) = -v_0 \sin (\omega_0 t + \varphi_0) = v_0 \cos (\omega_0 t + \varphi_0 + \pi/2), \quad (5.1.2)$$

де $v_0 = A_0 \omega_0$ – амплітуда швидкості.

Зміна з часом швидкості (друга похідна від гармонічної функції $x(t)$ за часом) також змінюється за гармонічним законом. При механічних коливаннях це *прискорення* руху точки, яка здійснює коливання:

$$a(t) = -A_0 \omega_0^2 \cos(\omega_0 t + \varphi_0) = -a_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_0) = a_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_0 + \pi) = -\omega_0^2 x, \quad (5.1.3)$$

де $a_0 = A_0 \omega_0^2$ – амплітуда прискорення.

При складанні двох гармонічних коливань однакової частоти та одного напрямку результуюче коливання також є гармонічним та тієї ж частоти і напрямку. Якщо складаються коливання, що мають кінематичні рівняння:

$$x_1(t) = A_{01} \cos(\omega_0 t + \varphi_{01});$$

$$x_2(t) = A_{02} \cos(\omega_0 t + \varphi_{02}),$$

то рівняння результуючого коливання має вигляд

$$x(t) = x_1(t) + x_2(t) = A_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_0), \quad (5.1.4)$$

де
$$A_0 = \sqrt{A_{01}^2 + A_{02}^2 + 2A_{01} \cdot A_{02} \cdot \cos \Delta\varphi}, \quad \Delta\varphi = \varphi_{01} - \varphi_{02}, \quad (5.1.5)$$

$$\varphi_0 = \arctg \frac{A_{01} \sin \varphi_{01} + A_{02} \sin \varphi_{02}}{A_{01} \cos \varphi_{01} + A_{02} \cos \varphi_{02}}. \quad (5.1.6)$$

а) якщо $\Delta\varphi = \pm 2n\pi$, ($n = 0, 1, 2, \dots$), тоді $A = A_1 + A_2$;

б) якщо $\Delta\varphi = \pm(2n + 1)\pi$, ($n = 0, 1, 2, \dots$), тоді $A = |A_1 - A_2|$.

При складанні двох взаємно перпендикулярних гармонічних коливань однакової частоти, що відбуваються уздовж осей X та Y та описуються кінематичними рівняннями

$$x(t) = x_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_{01}),$$

$$y(t) = y_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_{02}),$$

результуючий рух буде відбуватися за траєкторією, загальний вигляд якої – еліпс з ненаведеними осями. Рівняння траєкторії має вигляд

$$\left(\frac{x}{x_0}\right)^2 + \left(\frac{y}{y_0}\right)^2 - 2\frac{xy}{x_0 y_0} \cos \Delta\varphi = \sin^2 \Delta\varphi, \quad \Delta\varphi = \varphi_{01} - \varphi_{02}. \quad (5.1.7)$$

Орієнтація осей еліпса та його розміри залежать від амплітуд коливань та різниці фаз $\Delta\varphi$. Окремі випадки, які мають фізичний інтерес:

а) $\Delta\varphi = n\pi$, ($n = 0, \pm 2, \pm 4, \dots$) – еліпс вироджується у відрізок прямої: $y = +\left(\frac{y_0}{x_0}\right)x$; якщо $\Delta\varphi = n\pi$, ($n = 0, \pm 1, \pm 3, \dots$) пряма: $y = -\left(\frac{y_0}{x_0}\right)x$.

Результуюче коливання є гармонійним з тією ж частотою ω_0 та амплітудою $\sqrt{x_0^2 + y_0^2}$.

б) $\Delta\varphi = (2n + 1)\pi$, ($n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) у цьому випадку рівняння еліпса: $\frac{x^2}{x_0^2} + \frac{y^2}{y_0^2} = 1$.

Якщо частоти взаємноперпендикулярних коливань, що додаються, розрізняються, то замкнені траєкторії результуючого коливання складні і мають назву фігур Ліссажу.

5.2. Динаміка вільних гармонічних коливань. Моделі гармонічного осцилятора

Динамічне диференціальне рівняння, що описує одновимірний вільний гармонічний осцилятор, має вигляд

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \omega_0^2 x = 0, \quad (5.2.1)$$

де $x(t)$ – фізична величина (механічної чи електромагнітної природи), що змінюється з часом за гармонічним законом. Рівняння (5.2.1) є однорідним лінійним диференціальним рівнянням другого порядку.

Якщо основний закон динаміки (другий закон Ньютона) для механічної коливальної системи або узагальнений закон Ома (друге правило Кірхгофа) для електромагнітної коливальної системи можуть бути приведені до вигляду (5.2.1), то систему можна розглядати як гармонічний осцилятор, а рівняння його коливань має вигляд

$$x(t) = A_0 \sin(\omega_0 t + \varphi_0), \quad (5.2.2)$$

де A_0 , ω_0 , φ_0 – константи, що визначаються з початкових умов задачі.

Рівняння (5.2.2) за формою співпадає з кінематичним рівнянням гармонічного осцилятора (5.1.1). Константи A_0 , ω_0 і φ_0 визначають амплітуду, частоту і початкову фазу коливань відповідно.

Найпростішими моделями гармонічного осцилятора є пружинний та математичний маятники, томсонівський електромагнітний коливальний контур.

Частота і період коливань цих систем визначаються формулами:

- для пружинного маятника:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}; \quad T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}}, \quad (5.2.3)$$

де m – маса; k – коефіцієнт пружності;

- для математичного маятника:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{g}{\ell}}; \quad T_0 = 2\pi \sqrt{\frac{\ell}{g}}, \quad (5.2.4)$$

де g – прискорення вільного падіння; ℓ – довжина нитки маятника;

- для томсонівського коливального контуру:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}; \quad T_0 = 2\pi \sqrt{LC}, \quad (5.2.5)$$

де L – індуктивність; C – ємність контуру.

Механічні гармонічні коливання

Механічні гармонічні коливання обумовлені дією квазіпружної сили, яка змінюється з часом за гармонічним законом:

$$F(t) = -kx(t) = -m\omega^2 A_0 \cos(\omega t + \varphi_0) = -F_0 \cos(\omega t + \varphi_0), \quad (5.2.6)$$

де $F_0 = m\omega^2 x_0$ – амплітудне значення квазіпружної сили.

Потенціальна $W_{\text{п}}(t)$ та кінетична $W_{\text{к}}(t)$ енергії механічного осцилятора визначаються за рівняннями:

$$W_{\text{п}}(t) = \frac{1}{2} m \omega_0^2 x^2(t) = \frac{1}{2} m \omega_0^2 A_0^2 \cos^2(\omega_0 t + \varphi_0), \quad (5.2.7)$$

$$W_k(t) = \frac{1}{2} m v^2(t) = \frac{1}{2} m \omega_0^2 A_0^2 \sin^2(\omega_0 t + \varphi_0). \quad (5.2.8)$$

Повна енергія механічного гармонічного *осцилятора*

$$W = W_n(t) + W_k(t) = \frac{1}{2} m \omega_0^2 A_0^2, \quad (5.2.9)$$

і таким чином, є постійною величиною.

Електромагнітні гармонічні коливання

Електромагнітні гармонічні коливання виникають в томсонівському коливальному контурі, який складається з конденсатора ємністю C та котушки індуктивністю L , в результаті дії ЕРС самоіндукції, яка змінюється з часом за гармонічним законом

$$\varepsilon_{si}(t) = -L \frac{d^2 q}{dt^2}(t) = -L \omega_0^2 q_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_0) = -\varepsilon_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_0), \quad (5.2.10)$$

де $\varepsilon_0 = L \omega_0^2 q_0$ – амплітудне значення ЕРС самоіндукції.

Повна енергія електромагнітного осцилятора складається з енергії електричного поля $W_e(t)$, яка зосереджена усередині конденсатора, та енергії магнітного поля $W_m(t)$, яка зосереджена усередині соленоїда:

$$W_e(t) = \frac{q^2(t)}{2C} = \frac{q_0^2}{2C} \cos^2(\omega_0 t + \varphi_0), \quad (5.2.11)$$

$$W_m(t) = \frac{LI^2(t)}{2} = \frac{LI_0^2}{2} \sin^2(\omega_0 t + \varphi_0), \quad (5.2.12)$$

$$W = W_e(t) + W_m(t) = \frac{q_0^2}{2C} = \frac{LI_0^2}{2}. \quad (5.2.13)$$

Таким чином, повна енергія і механічного, і електромагнітного осцилятора є постійною величиною і з часом не змінюється.

5.3. Вільні згасаючі та вимушені механічні та електромагнітні коливання

У реальних коливальних системах через тертя (або електричний опір) відбувається зменшення механічної (або електромагнітної) енергії, і власні коливання згасають.

При вільних механічних згасаючих коливаннях на систему діють пружна сила і сила тертя (сила опору) середовища.

Пружна сила $F = -kx$, де x – зміщення системи, що здійснює коливання у даний момент часу t ; k – коефіцієнт пружності (жорсткості).

Сила тертя середовища $F_{\tau} = -rv = -r \frac{dx}{dt}$, де r – коефіцієнт тертя (коефіцієнт опору) середовища, обумовлений в'язкістю середовища; v – швидкість коливального руху.

Диференціальне рівняння механічних згасаючих коливань

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\beta \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = 0, \quad (5.3.1)$$

де β – коефіцієнт згасання; $\beta = \frac{r}{2m}$; ω_0 – кругова (циклічна) частота власних коливань системи при відсутності тертя; $\omega_0^2 = \frac{k}{m}$ (m – маса системи, що здійснює коливання).

Диференціальне рівняння електромагнітних згасаючих коливань заряду q в коливальному контурі

$$\frac{d^2q}{dt^2} + 2\beta \frac{dq}{dt} + \omega_0^2 q = 0, \quad (5.3.2)$$

де ω_0 – кругова (циклічна) частота власних коливань системи при відсутності опору, $\omega_0^2 = \frac{1}{LC}$ (C – ємність конденсатора; L – індуктивність котушки контура); β – коефіцієнт згасання, $\beta = \frac{R}{2L}$ (R – активний опір контуру).

Рівняння вільних коливань, що згасають, є рішенням рівнянь (5.3.1) або (5.3.2):

$$x = A_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi_0)$$

або

$$x = A_0 e^{-\beta t} \sin(\omega t + \varphi_0), \quad (5.3.3)$$

де A_0 – початкова амплітуда коливань; $(\omega t + \varphi_0)$ – фаза коливань; φ_0 – початкова фаза; ω – частота згасаючих коливань.

У подальших формулах і задачах у рівнянні коливань використовується закон косинуса. Амплітуда згасаючих коливань

$$A_m = A_0 e^{-\beta t}. \quad (5.3.4)$$

Частота згасаючих коливань

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}. \quad (5.3.5)$$

Логарифмічний декремент згасання

$$\delta = \beta T = \frac{T}{\tau} = \frac{1}{N_e}, \quad (5.3.6)$$

де $T = 2\pi/\omega$ – період коливань; $\tau = \frac{1}{\beta}$ – час релаксації; N_e – число коливань,

що здійснюються за час t зменшення амплітуди в e рази.

Добротність коливальної системи

$$Q = \frac{\pi}{\delta} = \pi N_e. \quad (5.3.7)$$

Якщо $\delta^2 \ll \omega_0^2$, добротність контура $Q = \frac{\omega_0}{2\beta}$. Якщо згасання слабке

($\frac{CR^2}{L} \ll 1$), добротність коливального контура

$$Q = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}, \quad (5.3.8)$$

де $\sqrt{\frac{L}{C}}$ – хвильовий опір контура.

Енергія W коливальної системи, що здійснює згасаючі коливання, з часом t змінюється за законом

$$W = W_0 e^{-2\beta t}, \quad (5.3.9)$$

де W_0 – енергія у момент часу $t = 0$.

Для збудження в реальній системі незгасаючих коливань необхідна компенсація втрат енергії. Така компенсація здійснюється зовнішніми (відносно до коливальної системи) джерелами енергії. Так, під впливом змінної змушуючої сили $F_{зм}=F_0 \cos \omega t$ (ω – частота коливань змушуючої сили; F_0 – амплітуда коливань примусової сили) осцилятор буде здійснювати вимушені коливання.

Диференціальне рівняння механічних вимушених коливань

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\beta \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = \frac{F_0}{m} \cos \omega t, \quad (5.3.10)$$

це неоднорідне лінійне диференціальне рівняння другого порядку, де x – зміщення системи, що здійснює коливання у даний момент часу t під дією змушуючої сили; ω_0 – власна частота коливань, $\omega_0^2 = \frac{k}{m}$; β – коефіціє-

єнт згасання, $\beta = \frac{r}{2m}$.

Якщо вимушені коливання відбуваються у коливальному контурі під дією змушуючої напруги $U_{зм} = U_m \cos \omega t$ (ω – частота коливань змушуючої напруги; U_m – амплітуда коливань напруги), диференціальне рівняння електромагнітних вимушених коливань

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\beta \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = \frac{U_m}{L} \cos \omega t, \quad (5.3.11)$$

де x – зміщення величини, що здійснює коливання у даний момент часу t під дією змушуючої напруги в коливальному контурі; ω_0 – власна частота коливань, $\omega_0^2 = \frac{1}{LC}$; β – коефіцієнт згасання, $\beta = R/2L$.

Рішення цих рівнянь складається з загального розв'язку однорідного рівняння (згасаючі коливання) та частинного розв'язку неоднорідного рівняння з правою частиною.

Рівняння вимушених коливань є частинним розв'язком рівнянь (5.3.10) або (5.3.11):

$$x = A \cos (\omega t - \varphi), \quad (5.3.12)$$

де A – амплітуда вимушених коливань; φ – зсув фаз між зміщенням x і змушуючою силою або змушуючою напругою.

Амплітуда вимушених коливань

$$A = \frac{f_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2\omega^2}}, \quad (5.3.13)$$

де $f_0 = F_0 / m$ для механічних коливань; $f_0 = U_m / L$ для електромагнітних коливань.

Зсув фаз між зміщенням x і змушуючою силою або змушуючою напругою

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}. \quad (5.3.14)$$

Частота, при якій різко зростає амплітуда коливань (резонансна частота)

$$\omega_{\text{рез}} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2}. \quad (5.3.15)$$

Резонансна амплітуда

$$A_{\text{рез}} = \frac{f_0}{2\beta\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}}. \quad (5.3.16)$$

За умови малого згасання ($\beta^2 \ll \omega_0^2$) резонансна амплітуда $A_{\text{рез}} = Qf_0 / \omega_0^2$, де Q – добротність коливальної системи.

У колі змінного струму, що містить послідовно з'єднані резистор з опором R , котушку індуктивністю L , конденсатор ємністю C , напруга і сила струму I змінюються відповідно за законами:

$$U = U_m \cos \omega t$$

і

$$I = I_m \cos (\omega t - \varphi), \quad (5.3.17)$$

де I_m і U_m – амплітудні значення сили струму і напруги відповідно, φ – зсув фаз між зовнішньою напругою і силою струму:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}. \quad (5.3.18)$$

Закон Ома для змінного струму

$$I_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}. \quad (5.3.19)$$

Повний опір (імпеданс) кола змінного струму

$$Z = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}, \quad (5.3.20)$$

де R – активний опір; $X = \omega L - \frac{1}{\omega C}$ – реактивний опір, що містить у собі реактивний індуктивний опір $X_L = \omega L$ і реактивний ємнісний опір $X_C = 1/\omega C$.

Ефективні (діючі) значення синусоїдальних струму й напруги

$$I_{\text{еф}} = \frac{I_m}{\sqrt{2}}; \quad U_{\text{еф}} = \frac{U_m}{\sqrt{2}}. \quad (5.3.21)$$

Середня за період потужність, що виділяється у колі змінного струму

$$\langle P \rangle = \frac{1}{2} I_m U_m \cos \varphi, \quad (5.3.22)$$

де

$$\cos \varphi = \frac{R}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}.$$

У колі послідовно з'єднаних резистора, котушки і конденсатора за умови резонансу напруг (послідовному резонансі):

$$\omega_{\text{рез}} = \frac{1}{\sqrt{LC}}; \quad I_m = \frac{U_m}{R}; \quad U_{Lm} = U_{Cm} = QU_m, \quad (5.3.23)$$

де добротність контуру змінного струму

$$Q = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}. \quad (5.3.24)$$

У колі паралельно з'єднаних конденсатора та котушки індуктивності спостерігається резонанс струмів (паралельний резонанс). Формула резонансної частоти ($\omega_{\text{рез}}$) в цьому випадку співпадає з формулою резонанса напруг.

5.4. Хвильові процеси. Пружні та електромагнітні хвилі

Джерелом хвильового процесу є коливання відповідної системи (механічної, електромагнітної, акустичної). Процес поширення коливань у пружному середовищі називається механічною або пружною хвилею.

Рівняння пружної хвилі являє собою залежність від координат і часу скалярних і векторних величин, які характеризують коливання середовища при проходженні в ньому хвилі. Якщо коливання джерела хвилі відбуваються за гармонічним законом, рівняння синусоїдальної одновимірної (плоскої) хвилі, що поширюється у напрямку осі OX ,

$$\psi(x, t) = A_0 \cos(\omega t - kx + \varphi_0), \quad (5.4.1)$$

де $\psi(x, t)$ – зміщення частинки середовища з координатою x від рівноважного стану у момент часу t ; A_0 – амплітуда хвилі; ω – циклічна частота коливань; φ_0 – початкова фаза; $k = 2\pi/\lambda = \omega/v$ – хвильове число; v – фазова швидкість поширення хвилі.

Рівняння сферичної синусоїдальної хвилі

$$\psi(r, t) = \frac{A_0}{r} \cos(\omega t - kr + \varphi_0), \quad (5.4.2)$$

де r – відстань від центру хвилі до точки, що розглядається; $\frac{A_0}{r}$ – амплітуда сферичної хвилі.

Довжина хвилі

$$\lambda = vT = \frac{v}{\nu}, \quad (5.4.3)$$

де T – період коливань; $\nu = 1/T$ – частота коливань.

Різниця фаз двох точок, що лежать на промені, уздовж якого розповсюджується хвиля на відстанях l_1 і l_2 від джерела коливань до точки спостереження

$$\varphi_2 - \varphi_1 = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}, \quad (5.4.4)$$

де $\Delta = l_2 - l_1$ – різниця ходу хвилі.

Фазова швидкість хвилі залежить від виду хвиль і властивостей середовища, в якому хвилі поширюються, тобто 1) для повздовжніх хвиль

у пружному середовищі $v_{\parallel} = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$; 2) для поперечних хвиль $v_{\perp} = \sqrt{\frac{G}{\rho}}$;

3) для поперечних хвиль у струні $v_{\perp} = \sqrt{\frac{F_H}{\rho_1 S}}$, де E – модуль Юнга;

G – модуль зсуву; F_H – сила натягу струни; ρ – густина середовища; ρ_1 – густина матеріалу струни; S – площа її поперечного перерізу.

Виходячи з принципу суперпозиції, будь-яку хвилю можна уявити у вигляді суми гармонічних хвиль (хвильового пакету). За швидкість розповсюдження хвильового пакету приймають групову швидкість u (швидкість переміщення максимуму амплітуди хвилі – центру хвильового пакету). Групова швидкість

$$u = \frac{d\omega}{dk}. \quad (5.4.5)$$

Групова швидкість зв'язана з фазовою швидкістю рівнянням

$$u = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda}. \quad (5.4.6)$$

Умова максимумів при інтерференції когерентних хвиль:

$$\Delta = \pm 2m \frac{\lambda}{2} \quad (m = 0, 1, 2, \dots). \quad (5.4.7)$$

Умова мінімумів:

$$\Delta = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (m = 0, 1, 2, \dots). \quad (5.4.8)$$

Рівняння стоячої хвилі, що утворюється при накладанні двох біжучих хвиль, $\psi_1 = A \cos(\omega t - kx)$ та $\psi_2 = A \cos(\omega t + kx)$, які поширюються уздовж осі Ox назустріч одна одній з однаковими частотами ω і амплітудами A :

$$\psi(x, t) = 2A \cos kx \cos \omega t. \quad (5.4.9)$$

Амплітуда стоячої хвилі: $A_{\text{ст}} = |2A \cos kx|$.

Координати пучностей та вузлів стоячої хвилі відповідно:

$$x_{\text{пучн}} = \pm 2m \frac{\lambda}{4}; \quad x_{\text{вузл}} = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{4}; \quad (m = 0, 1, 2, \dots). \quad (5.4.10)$$

Відстань між найближчими пучність-пучність, або вузол-вузол – довжина стоячої хвилі:

$$\lambda_{\text{ст}} = \frac{\lambda}{2},$$

де λ – довжина біжучої хвилі.

Пружні хвилі малої інтенсивності, що поширюються в пружному середовищі та мають частоту від 16 до 20000 Гц, називають звуковими хвилями або звуком. Інтенсивність звуку

$$I = \frac{W}{S_{\perp} t}, \quad (5.4.11)$$

де W – енергія, що переноситься звуковою хвилею за час t через площу поверхні $S_{\perp}$, яка розташована перпендикулярно напрямку поширення звукової хвилі.

Потік енергії Φ , що переноситься пружною хвилею (в тому числі й звуковою) через поверхню $S_{\perp}$:

$$\Phi = I S_{\perp}. \quad (5.4.12)$$

Інтенсивність пружної хвилі

$$I = \langle U \rangle = \frac{1}{2} \rho A^2 \omega^2 v, \quad (5.4.13)$$

де $\langle U \rangle$ – середнє за період значення густини потоку енергії (вектора Умова), що переноситься пружною хвилею; ρ – густина середовища;

A і ω – амплітуда й частота хвилі відповідно; v – фазова швидкість поширення хвилі.

Рівняння плоскої монохроматичної електромагнітної хвилі, яка поширюється уздовж осі OX в однорідному ізотропному середовищі,

$$E = E_m \cos(\omega t - kx), \quad H = H_m \cos(\omega t - kx), \quad (5.4.14)$$

де E і H – вектори напруженості електричного й магнітного полів; E_m і H_m – відповідно їхні амплітудні значення.

Зв'язок між модулями векторів E і H у біжучій електромагнітній хвилі, як висновок з теорії Максвелла:

$$\sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon} E = \sqrt{\mu_0 \mu} H, \quad (5.4.15)$$

де ε_0 і μ_0 – електрична і магнітна сталі відповідно; ε і μ – відносні діелектрична і магнітна проникності середовища відповідно.

Фазова швидкість поширення електромагнітної хвилі

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon \mu}} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0}}, \quad (5.4.16)$$

де $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} = 3 \cdot 10^8$ м/с – швидкість світла у вакуумі.

Об'ємна густина енергії електромагнітної хвилі

$$w = \varepsilon_0 \varepsilon E^2 = \mu_0 \mu H^2 = \sqrt{\varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0} E H. \quad (5.4.17)$$

Густина потоку енергії електромагнітної хвилі (модуль вектора Умова-Пойнтинга)

$$S = E H. \quad (5.4.18)$$

Інтенсивність монохроматичної біжучої електромагнітної хвилі

$$I = \langle S \rangle = \langle w \rangle v. \quad (5.4.19)$$

Інтенсивність плоскої електромагнітної хвилі

$$I = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{\mu_0 \mu}} E_m^2 \quad (5.4.20)$$

де E_m – модуль амплітуди вектора напруженості електричного поля.

Середня за часом об'ємна густина енергії та інтенсивність електромагнітної хвилі у вакуумі відповідно:

$$\langle w \rangle = \frac{1}{2} \epsilon_0 E_m^2; \quad I = \langle w \rangle c = \frac{1}{2} c \epsilon_0 E_m^2. \quad (5.4.21)$$

РОЗДІЛ 6. ГЕОМЕТРИЧНА ТА ХВИЛЬОВА ОПТИКА

6.1. Геометрична оптика. Лінзи

Закон заломлення світла (закон Снелліуса)

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}, \quad (6.1.1)$$

де n_{21} – відносний показник заломлення другого середовища по відношенню до першого; n_1, n_2 – абсолютні показники заломлення першого і другого середовищ (рис. 1).

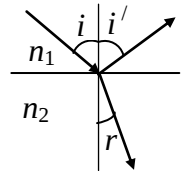


Рисунок 1

Граничний кут повного внутрішнього відбиття $i_{\text{гр}}$ ($n_1 > n_2$) (рис. 2)

$$\sin i_{\text{гр}} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}. \quad (6.1.2)$$

Оптична сила D тонкої лінзи в середовищі з показником заломлення n_c :

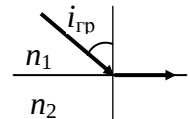


Рисунок 2

$$D = \frac{1}{F} = \left(\frac{n_l}{n_c} - 1 \right) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right), \quad (6.1.3)$$

де n_l – показник заломлення матеріалу лінзи; F – фокусна відстань лінзи. У даному співвідношенні радіуси (R_1, R_2) опуклих поверхонь беруться зі знаком «плюс», ввігнутих – зі знаком «мінус». Для плоскої поверхні $R = \infty$.

Оптична сила двох складених впритул лінз

$$D = D_1 + D_2. \quad (6.1.4)$$

Формула тонкої лінзи

$$\frac{1}{F} = \left(\frac{1}{d} + \frac{1}{f} \right), \quad (6.1.5)$$

де d – відстань від оптичного центру лінзи до предмета; f – відстань від оптичного центру лінзи до зображення. Якщо фокус уявний (лінза розсіювальна), то величина f від’ємна, якщо зображення уявне, то величина f від’ємна.

Кутове збільшення лупи (окуляра)

$$\Gamma = \frac{L}{F}, \quad (6.1.6)$$

f – фокусна відстань лупи (окуляра); L – відстань найкращого зору ($L = 25$ см).

Кутове збільшення телескопа

$$\Gamma = \frac{F_{об}}{F_{ок}}, \quad (6.1.7)$$

де $F_{об}$ – фокусна відстань об’єктива; $F_{ок}$ – фокусна відстань окуляра.

Кутове збільшення мікроскопа

$$\Gamma = \Gamma_{об} \cdot \Gamma_{ок} = \frac{\Delta \cdot L}{F_{об} \cdot F_{ок}}, \quad (6.1.8)$$

де Δ – довжина тубуса мікроскопа, або відстань від заднього фокуса об’єктива до переднього фокуса окуляра.

6.2. Інтерферометрія світлових хвиль

Хвилі з однаковими частотами коливань, для яких різниця фаз з часом не змінюється, називають когерентними. При накладанні когерентних світлових хвиль спостерігається інтерференція світла – просторовий перерозподіл енергії світлового випромінювання. При інтерференції стале за часом підсилення та ослаблення інтенсивності результуючої світлової хвилі у різних точках хвильового поля залежить від співвідношення між фазами інтерферуючих хвиль.

Оптична довжина шляху світлової хвилі

$$L = n \cdot l, \quad (6.2.1)$$

де l – геометрична довжина шляху світлової хвилі; n – абсолютний показник заломлення середовища, де поширюється хвиля.

Оптична різниця ходу двох світлових хвиль

$$\Delta = L_2 - L_1. \quad (6.2.2)$$

При накладанні двох монохроматичних хвиль однакової частоти результуюча інтенсивність

$$I_p = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta \varphi. \quad (6.2.3)$$

Зв'язок різниці фаз коливань $\Delta \varphi$ з оптичною різницею ходу двох хвиль:

$$\Delta \varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta, \quad (6.2.4)$$

де λ_0 – довжина хвилі у вакуумі.

Умова інтерференційних максимумів

$$\Delta = \pm 2m \lambda_0 / 2. \quad (6.2.5)$$

Умова інтерференційних мінімумів

$$\Delta = \pm (2m + 1) \lambda_0 / 2, \quad (6.2.6)$$

де $m = 0, 1, \dots$ – порядок інтерференції.

Для картини інтерференції світла від двох когерентних джерел координати максимумів

$$x_{\max} = \pm (L / d) \lambda m, \quad (6.2.7)$$

координати мінімумів

$$x_{\min} = \pm (L / d) \lambda (2m + 1) / 2, \quad (6.2.8)$$

де d – відстань між джерелами світла; L – відстань від джерел до екрана ($d \ll L$); λ – довжина хвилі, $m = 0, 1, 2, \dots$ – порядок інтерференції.

Ширина смуги інтерференції

$$\Delta x = x_{m+1} - x_m = (L / d) \lambda. \quad (6.2.9)$$

Оптична різниця ходу двох когерентних світлових хвиль, відбитих від верхньої та нижньої поверхонь тонкої плоско-паралельної плівки (пластинки), яка знаходиться в повітрі ($n_0 = 1$):

$$\Delta = 2dn \cos r \pm \frac{\lambda_0}{2} = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \frac{\lambda_0}{2}, \quad (6.2.10)$$

де d – товщина; n – абсолютний показник заломлення плівки; i – кут падіння; r – кут заломлення світла; λ_0 – довжина хвилі у вакуумі.

При відбиванні однієї з когерентних хвиль від оптично більш густого середовища фаза хвилі змінюється на π , а різниця ходу на $\pm \frac{\lambda_0}{2}$.

Оптична різниця ходу двох когерентних світлових хвиль, що пройшли крізь плівку

$$\Delta = 2dn \cos r = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i}. \quad (6.2.11)$$

Радіуси r_m світлих кілець Ньютона у відбитому світлі (темних, у світлі, що пройшло)

$$r_m = \sqrt{\frac{(2m-1)R\lambda}{2n}}. \quad (6.2.12)$$

Радіуси r_m темних кілець Ньютона у відбитому світлі (світлих, у світлі, що пройшло)

$$r_m = \sqrt{\frac{Rm\lambda}{n}}, \quad (6.2.13)$$

де R – радіус кривизни лінзи; λ – довжина хвилі; n – абсолютний показник заломлення середовища, яке знаходиться між лінзою і пластинкою; $m = 1, 2, \dots$ – номер кільця.

6.3. Дифракція світлових хвиль

Дифракція світла – сукупність явищ, що спостерігаються під час поширення світлових хвиль в неоднорідних середовищах; відхилення від прямолінійного поширення світла, якщо воно не зумовлене відбиванням та заломленням променів; огинання світлом перешкод. За принципом Гюйгенса-Френеля кожна точка хвильового фронту є центром вторинних елементарних когерентних хвиль, які при накладанні інтерферують. Світло спостерігається у тих місцях простору, де вторинні хвилі підсилюють одна одну внаслідок інтерференції.

Дифракція Френеля – дифракція світла, що спостерігається на відстанях, для яких кутові розміри оптичної неоднорідності набагато більші за відношення довжини світлової хвилі до лінійних розмірів цієї неоднорідності (дифракція світла при сферичному хвильовому фронті). Дифракція Френеля виникає при проходженні безмежної хвилі крізь круглий непрозорий екран або проходженні плоскої хвилі крізь круглий отвір.

Площа зони Френеля

$$S = \frac{\pi ab\lambda}{a+b}, \quad (6.3.1)$$

де a – відстань від точкового джерела до перешкоди; b – відстань від перешкоди до точки спостереження; λ – довжина хвилі.

Радіус m -ї зони Френеля

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b} m\lambda}, \quad (6.3.2)$$

де $m = 1, 2, \dots$ – номер зони.

Радіус m -ї зони Френеля в наближенні плоскої хвилі ($a \gg b$)

$$r_m = \sqrt{bm\lambda}. \quad (6.3.3)$$

Дифракція Фраунгофера – дифракція світла, що спостерігається на відстанях, для яких кутові розміри оптичних неоднорідностей набагато менші ніж відношення довжини світлової хвилі до лінійних розмірів цих неоднорідностей (дифракція в паралельних променях).

Дифракція Фраунгофера на нескінченно довгій щілині у разі нормального падіння світла (дифракція плоскої монохроматичної світлової хвилі).

Умова спостереження мінімумів (число зон Френеля парне)

$$b \sin \varphi = \pm m\lambda, \quad m = 1, 2, \dots \quad (6.3.4)$$

Умови спостереження максимумів (число зон Френеля непарне)

$$b \sin \varphi = 0, \quad b \sin \varphi = \pm (2m+1)\lambda/2, \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad (6.3.5)$$

де b – ширина щілини; φ – кут дифракції; m – дифракційний порядок.

Дифракція на дифракційній ґратці у разі нормального падіння світла (багатопротенева інтерференція когерентних дифракційних пучків світла від усіх щілин).

Умова спостереження головних максимумів:

$$d \sin \varphi = \pm m \lambda, \quad (6.3.6)$$

де $m = 0, 1, 2, \dots$ – порядок головного максимуму; $d = a + b$ – період ґратки; де a – відстань між щілинами, b – ширина щілини.

$$d = \frac{l}{N'}, \quad (6.3.7)$$

де l – ширина ґратки; N' – загальна кількість штрихів ґратки на одиницю довжини.

Кутова дисперсія

$$D_{\varphi} = \frac{\delta \varphi}{\delta \lambda} = \frac{m}{d \cos \varphi}. \quad (6.3.8)$$

Лінійна дисперсія

$$D_l = \frac{\delta l}{\delta \lambda} = D_{\varphi} F, \quad (6.3.9)$$

де $\delta \varphi$ – кутова відстань; δl – лінійна відстань між спектральними лініями, які відрізняються за довжиною хвилі на $\delta \lambda$; F – фокусна відстань лінзи, за допомогою якої спостерігають спектр.

Роздільна здатність дифракційної ґратки

$$R = \frac{\lambda}{\delta \lambda} = mN, \quad (6.3.10)$$

де $\lambda, \lambda + \delta \lambda$ – довжини хвиль двох спектральних ліній, що розрізняються; N – кількість щілин.

6.4. Електромагнітні хвилі в речовині (дисперсія, поляризація, поглинання світла)

Дисперсія світла – явище залежності показника заломлення n світла від довжини світлової хвилі λ (частоти ω) або залежності фазової швидко-

сті v електромагнітних хвиль від їхньої частоти. Для середовищ з магнітною проникністю $\mu \approx 1$ згідно з електронною теорією дисперсії світла:

$$n^2 = 1 + \frac{e^2 N}{\varepsilon_0 m (\omega_0^2 - \omega^2)}, \quad (6.4.1)$$

де N – концентрація електронів, власна частота яких ω_0 ; e , m – заряд і маса електрона; ω – частота світла.

Швидкість поширення фази хвилі в середовищі

$$v = \frac{c}{n} = \frac{\omega}{k}, \quad (6.4.2)$$

де c – швидкість світла у вакуумі; n – абсолютний показник заломлення середовища; $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – модуль хвильового вектора.

Групова швидкість u – швидкість перенесення енергії групи хвиль, тобто швидкість поширення максимуму напруженості електричного поля $\vec{E}$ світлової хвилі:

$$u = \frac{\partial \omega}{\partial k}. \quad (6.4.3)$$

Зв'язок групової та фазової швидкостей (формула Релея)

$$u = v + k \frac{\partial v}{\partial k} = v - \lambda \frac{\partial v}{\partial \lambda}. \quad (6.4.4)$$

Під час поширення плоскої хвилі монохроматичного світла в поглинальному середовищі її інтенсивність зменшується за експоненціальним законом (закон Бугера–Ламберта)

$$I = I_0 e^{-\mu d}, \quad (6.4.5)$$

де I_0 – інтенсивність світла, що падає на речовину; I – інтенсивність світла, що пройшло шар речовини товщиною d ; μ – лінійний коефіцієнт поглинання (абсорбції) залежить від довжини хвилі світла, хімічної природи і стану речовини, але не залежить від інтенсивності світла.

Формули Френеля при відбиванні природного світла від діелектричного шару

$$I_{\perp} = 0,5I_0 \left[\frac{\sin(i-r)}{\sin(i+r)} \right]^2, \quad I_{\parallel} = 0,5I_0 \left[\frac{\operatorname{tg}(i-r)}{\operatorname{tg}(i+r)} \right]^2, \quad (6.4.6)$$

де $I_{\perp}$ та $I_{\parallel}$ – інтенсивності світла, коливання світлового вектора якого перпендикулярні і паралельні площині падіння відповідно; I_0 – інтенсивність природного світла; i – кут падіння; r – кут заломлення.

Поляризація світла – це утворення поляризованого світла з природного. Світлові хвилі поперечні, їх кількісне відношення однакове, так що жоден напрям не є переважаючим – це природне світло. Світло, що проходить через поляризатор є сукупністю коливань одного напрямку – таке світло називається поляризованим. Один з способів одержання плоскополяризованого світла є відбиття світла від поверхні ізотропного діелектрика. Якщо світло падає під кутом Брюстера ($i_{\text{Бр}}$), то відбитий промінь плоскополяризований, а заломлений поляризований максимально, але не повністю (вони взаємно перпендикулярні).

Закон Брюстера

$$\operatorname{tgi}_{\text{Бр}} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}, \quad (6.4.7)$$

де $i_{\text{Бр}}$ – кут падіння (кут повної поляризації), для якого відбита світлова хвиля максимально поляризована; n_2 і n_1 – абсолютні показники заломлення середовища, на яке падає світло, і середовища, з якого світло падає на межу поділу відповідно; n_{21} – відносний показник заломлення другого середовища відносно першого.

Ступінь поляризації частково поляризованого світла

$$P = \frac{I_{\perp} - I_{\parallel}}{I_{\perp} + I_{\parallel}}, \quad (6.4.8)$$

де $I_{\perp}$ та $I_{\parallel}$ – максимальна і мінімальна інтенсивності світла, що поляризовані у двох взаємно перпендикулярних напрямках.

При проходженні природного світла через поляризатор має місце закон Малюса

$$I_a = I_p \cos^2 \varphi, \quad (6.4.9)$$

де I_a – інтенсивність плоскополяризованого світла, що пройшло через аналізатор; $I_p = 0,5I_0$ – інтенсивність плоскополяризованого світла, що пройшло через поляризатор і падає на аналізатор; φ – кут між головними площинами поляризатора і аналізатора.

Кут повороту площини поляризації оптично активними речовинами у твердих тілах

$$\varphi = \alpha l, \quad (6.4.10)$$

де α – стала обертання; l – довжина шляху, який пройшло світло в оптично активній речовині.

Кут повороту площини поляризації оптично активними речовинами у розчинах

$$\varphi = [\alpha]cl, \quad (6.4.11)$$

де α – питоме обертання; c – концентрація оптично активної речовини в розчині.

Кут повороту площини поляризації у разі проходження світла крізь речовину, яка знаходиться у зовнішньому магнітному полі індукцією B (ефект Фарадея):

$$\varphi_m = VIB, \quad (6.4.12)$$

де V – стала Верде; l – довжина шляху променя у речовині.

Зсув фаз при подвійному променезаломленні в ізотропній речовині, яку вміщено в електричне поле (ефект Керра)

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi l}{\lambda}(n_e - n_o) = 2\pi BIE^2, \quad (6.4.13)$$

де $\Delta\varphi$ – різниця фаз між звичайними і незвичайними променями; B – коефіцієнт Керра; l – довжина шляху променя; $(n_e - n_o)$ – різниця між показниками заломлення незвичайного і звичайного променів; E – напруженість електричного поля.

РОЗДІЛ 7. ОСНОВНІ УЯВЛЕННЯ КВАНТОВОЇ ФІЗИКИ. КОРПУСКУЛЯРНО-ХВИЛЬОВИЙ ДУАЛІЗМ

7.1. Елементи квантової оптики. Фотони

Теплове температурне випромінювання – електромагнітне випромінювання, яке випромінює тіло за рахунок своєї внутрішньої енергії. Основна особливість теплового випромінювання полягає в тому, що воно може знаходитись в термодинамічній рівновазі з оточуючими тілами.

Характеристики теплового випромінювання:

потік випромінювання (потужність) Φ_e

$$\Phi_e = \frac{W_e}{t}, \quad (7.1.1)$$

де W_e – енергія; t – час випромінювання.

Випромінювальна здатність тіла M_e

$$M_e = \frac{\Phi_e}{S}, \quad (7.1.2)$$

де S – площа поверхні, що випромінює.

Спектральна випромінювальна здатність тіла в інтервалі довжин хвиль λ , $\lambda + d\lambda$ або в інтервалі частот, ν , $\nu + d\nu$:

$$M_{e\lambda} = \frac{dM_e}{d\lambda}, \quad M_{e\nu} = \frac{dM_e}{d\nu}. \quad (7.1.3)$$

Повна (інтегральна) випромінювальна здатність (енергетична світність) тіла

$$M_e = \int_0^{\infty} M_{e\lambda} d\lambda \quad (7.1.4)$$

або

$$M_e = \int_0^{\infty} M_{e\nu} d\nu. \quad (7.1.5)$$

Поглинальна здатність (коефіцієнт поглинання)

$$\alpha = \frac{\Phi'}{\Phi}, \quad (7.1.6)$$

де Φ – потік, що падає на тіло, Φ' – потік, що поглинається тілом.

Закон Кірхгофа: відношення спектральної випромінювальної здатності тіла до його поглинальної здатності – універсальна функція частоти та температури тіла, яка дорівнює спектральній випромінювальній здатності абсолютно чорного тіла, тобто

$$\frac{M_{ev}}{\alpha} = f(\nu, T) = M_{ev}^0,$$

де $f(\nu, T)$ – функція Кірхгофа.

Закон Стефана – Больцмана

$$M_e^0 = \sigma T^4, \quad (7.1.7)$$

де M_e^0 – енергетична світність абсолютно чорного тіла; T – абсолютна температура, $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$ – стала Стефана - Больцмана.

Енергетична світність сірого тіла

$$M_e = \alpha \sigma T^4, \quad (7.1.8)$$

де α – поглинальна здатність.

Закон зміщення Віна

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T}, \quad (7.1.9)$$

де $\lambda_{\max}$ – довжина хвилі, яка відповідає максимальному значенню спектральної густини енергетичної світності; $b = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$ – стала Віна.

Зв'язок радіаційної T_p та істинної T температур

$$T_p = \sqrt[4]{\alpha} \cdot T, \quad (7.1.10)$$

де α – поглинальна здатність тіла.

Квантова гіпотеза М. Планка полягала у тому, що тіла випромінюють енергію не неперервно, а окремими порціями, які дістали назву квантів.

Енергія кванта світла (фотона)

$$W = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \quad (7.1.11)$$

де $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – стала Планка; $c = 3 \cdot 10^8$ м/с – швидкість світла у вакуумі; ν – частота; λ – довжина хвилі світла.

Імпульс фотона

$$p = \frac{h}{\lambda} = \frac{W}{c}. \quad (7.1.12)$$

А. Ейнштейн, спираючись на гіпотезу М. Планка про кванти, висунув квантову теорію фотоефекту: світло не лише випромінюється, але і поширюється, і поглинається окремими неподільними порціями – квантами.

Рівняння Ейнштейна для фотоефекту

$$W = A + W_{\max}, \quad (7.1.13)$$

де W – енергія кванта світла; A – робота виходу електронів із речовини.

Максимальна кінетична енергія фотоелектронів

$$W_{\max} = \frac{mv_{\max}^2}{2} = eU_r, \quad (7.1.14)$$

де $v_{\max}$ – максимальна швидкість фотоелектронів; m – маса електрона; e – заряд електрона; U_r – гальмівна напруга, яка затримує фотоелектрони.

Червона межа фотоефекту

$$\nu_0 = \frac{A}{h}, \quad \lambda_0 = \frac{ch}{A}, \quad (7.1.15)$$

де ν_0 – мінімальна частота світла (λ_0 – максимальна довжина хвилі), для якої має місце фотоефект.

Найбільш повно корпускулярні властивості світла проявляються в ефекті Комптона, при якому пружне розсіювання короткохвильового електромагнітного випромінювання (рентгенівського або γ -випромінювання) на вільних (або слабо зв'язаних) електронах супроводжується збільшенням довжини хвилі.

Зміна довжини хвилі випромінювання при комптонівському розсіянні

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \theta) = 2\lambda_c \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad (7.1.16)$$

де λ і λ' – довжини падаючої та розсіяної хвиль випромінювання; θ – кут розсіяння; m_0 – маса спокою електрона; $\lambda_c = \frac{h}{m_0 c}$ – комптонівська довжина хвилі.

Закон збереження енергії при комптонівському розсіянні

$$W + m_0 c^2 = W' + m c^2, \quad (7.1.17)$$

де W і W' – енергії фотона до і після розсіяння; $m_0 c^2$ – енергія спокою електрона; $m c^2$ – енергія електрона після розсіяння; m – релятивістська маса електрона.

Кінетична енергія електрона віддачі

$$W_k = m c^2 - m_0 c^2. \quad (7.1.18)$$

Тиск світла однаково успішно пояснюється як хвильовою, так і квантовою теоріями. Але з точки зору квантової теорії тиск світла на поверхню обумовлений тим, що кожний фотон передає поверхні свій імпульс.

Тиск світла на поверхню

$$p = \frac{I}{c} (1 + \rho) \cdot \cos^2 \alpha, \quad (7.1.19)$$

де I – інтенсивність випромінювання, що падає на поверхню; $I = nh\nu$ (n – кількість фотонів, що падають на одиницю площі поверхні щосекунди); ρ – коефіцієнт відбиття випромінювання поверхнею; $\rho = 1$ для дзеркальної і білої поверхонь, $\rho = 0$ для абсолютно чорної; α – кут падіння.

Тиск світла для нормального падіння

$$p = \frac{I}{c} (1 + \rho) = w(1 + \rho), \quad (7.1.20)$$

де; w – об'ємна густина енергії випромінювання.

$$w = \frac{I}{c} = \frac{W}{Stc} = \frac{Nh\nu}{Stc} = \frac{nh\nu}{c}, \quad (7.1.21)$$

де $I = \frac{W}{St} = \frac{N h \nu}{St}$; S – площа поверхні; t – час; N – кількість фотонів, що падає на поверхню.

7.2. Обґрунтування основних ідей квантової теорії. Будова атома по Бору

Класичний опис стану та розташування електронів в атомі призводить до суттєвих протиріч. Розв'язання цих протиріч у випадку простих систем – атому водню та воднеподібних атомів було досягнуто в теорії Н. Бора.

Перший постулат Бора: існують стаціонарні стани атома, в яких він не випромінює енергію, і момент імпульса має дискретні значення:

$$m_e v_n r_n = n \hbar, \quad (n = 1, 2, 3, \dots), \quad (7.2.1)$$

де m_e – маса електрона; v_n – лінійна швидкість електрона на n -й орбіті радіуса r_n ; $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ (h – стала Планка).

Радіус n -ї стаціонарної орбіти електрона

$$r_n = n^2 \frac{\epsilon_0 \hbar^2}{\pi m_e Z e^2}, \quad (n = 1, 2, 3, \dots), \quad (7.2.2)$$

де ϵ_0 – електрична стала; Z – порядковий номер елемента; e – заряд електрона.

Швидкість електрона на n -й орбіті

$$v = \frac{Z e^2}{2 \epsilon_0 \hbar} \cdot \frac{1}{n}. \quad (7.2.3)$$

Другий постулат Бора: при переході з одного стаціонарного стану в інший атом випромінює або поглинає квант енергії:

$$\hbar \omega = W_n - W_m, \quad (7.2.4)$$

де W_n і W_m – відповідно енергії стаціонарних станів атома до й після випромінювання (поглинання); ω – циклічна частота обертання електрона навколо ядра.

Енергія електрона на n -й стаціонарній орбіті

$$W_n = -\frac{1}{n^2} \frac{m_e Z^2 e^4}{8h^2 \epsilon_0^2}. \quad (7.2.5)$$

Кінетична W_K та потенціальна W_{Π} енергії електрона відповідно

$$W_K = \frac{1}{n^2} \frac{m_e Z^2 e^4}{8h^2 \epsilon_0^2}, \quad W_{\Pi} = -\frac{1}{n^2} \frac{m_e Z^2 e^4}{4h^2 \epsilon_0^2}. \quad (7.2.6)$$

Узагальнена формула Бальмера, що описує серії в спектрі водню і воднеподібної системи:

$$\omega = \frac{2\pi c}{\lambda} = RZ^2 \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \text{ або } \frac{1}{\lambda} = R'Z^2 \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (7.2.7)$$

де ω – циклічна частота хвилі спектральних ліній; c – швидкість поширення світла у вакуумі; λ – довжина хвилі спектральних ліній; $R = 2,07 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$ – стала Рідберга; $R' = 1,097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ – також стала Рідберга; m визначає серію ($m = 1, 2, 3, \dots$); n визначає окремі лінії відповідної серії ($n = m + 1, m + 2, \dots$). У спектрі водню $m = 1$ відповідає серії Лаймана (ультрафіолет), $m = 2$ – серії Бальмера (спектральні лінії видимої ділянки світла), $m = 3$ – серії Пашена, $m = 4$ – серії Брекета, $m = 5$ – серії Пфундта, $m = 6$ – серії Хемфрі (інфрачервона ділянка світла).

Потенціал іонізації атома

$$U_i = \frac{hcR'Z^2}{e}. \quad (7.2.8)$$

Перший потенціал збудження атома

$$U_{36} = \frac{3}{4} \frac{hcR'Z^2}{e}. \quad (7.2.9)$$

7.3. Квантова механіка та корпускулярно-хвильовий дуалізм матерії. Хвильові властивості речовини

Теорія Бора, не дивлячись на ряд блискучих переваг у тлумаченні атомної структури, не могла дати придатного для всіх випадків методу квантування. Ці недоліки усунуто в квантовій механіці, і першим кроком до створення нової квантової теорії була гіпотеза Луї де Бройлем про існування аналогії між властивостями світла та мікрочастинок. Якщо в одних

умовах виявляються корпускулярні властивості світла (потік фотонів), а в інших хвильові (інтерференція, дифракція), то й мікрочастинки можуть також виявляти хвильові властивості.

Припущення Луї де Бройля про корпускулярно-хвильову (дуальну) природу всіх мікрочастинок є принципово новим підходом до опису мікрочастинок, але призводить до фундаментального протиріччя (співвідношення невизначеностей Гейзенберга) між класичною та квантовою механіками.

Довжина хвилі де Бройля λ частинки

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{p} = \frac{2\pi\hbar}{mv}, \quad (7.3.1)$$

де $\hbar$ – стала Планка; m , v і p – відповідно маса, швидкість і імпульс частинки.

Співвідношення де Бройля для енергії частинки

$$W = \hbar\omega, \quad (7.3.2)$$

де ω – циклічна частота дебройлівської хвилі.

Співвідношення невизначеностей Гейзенберга для координат та імпульсів

$$\begin{aligned} \Delta x \cdot \Delta p_x &\geq \hbar \\ \Delta y \cdot \Delta p_y &\geq \hbar, \\ \Delta z \cdot \Delta p_z &\geq \hbar \end{aligned} \quad (7.3.3)$$

де Δx , Δy , Δz – невизначеності координат x , y , z ; Δp_x , Δp_y , Δp_z – невизначеності відповідних їм проєкцій імпульсу.

Співвідношення невизначеностей для енергії та часу

$$\Delta W \cdot \Delta t \geq \hbar, \quad (7.3.4)$$

де ΔW – невизначеність енергії квантового стану; $\Delta t = \tau$ – час життя системи у цьому стані.

7.4. Основи квантової теорії. Хвильова функція.

Рівняння Шредінгера

Стан мікрочастинки або системи в квантовій механіці задають за допомогою хвильової функції, яка в загальному випадку є комплексною функцією координат та часу. Хвильова функція надає найбільш повний в межах квантової механіки опис стану мікрочастинки або системи. За її допомогою можуть бути обчислені значення фізичних величин (імпульсу, моменту імпульсу та ін.). Хвильова функція може бути отримана як розв'язок рівняння Шредінгера. Рівняння Шредінгера з точки зору математики є граничною задачею, при вирішенні якої отримують можливі значення енергії частинки або системи – енергетичний спектр. Енергетичний спектр може бути дискретним або неперервним в залежності від характеру руху частинки (фінітний чи інфінітний). Мінімальному значенню енергії відповідає основний стан частинки або системи.

Статистичний сенс хвильової функції

$$\frac{dP}{dV} = |\Psi|^2 = \Psi \cdot \Psi^*, \quad (7.4.1)$$

де $\frac{dP}{dV}$ – густина ймовірності знаходження частинки; Ψ – хвильова функція частинки.

Умова нормування хвильової функції

$$\int_V |\Psi|^2 dV = 1. \quad (7.4.2)$$

Властивості хвильової функції:

- обмеженість;
- однозначність;
- неперервність функції та її похідної.

Ймовірність знаходження частинки dP в малому об'ємі dV визначається за формулою:

$$dP = |\Psi|^2 dV. \quad (7.4.3)$$

Принцип суперпозиції

$$\Psi = \sum_{i=1}^n C_n \Psi_n, \quad (7.4.4)$$

де $\Psi_1, \Psi_2, \Psi_3, \dots, \Psi_i, \dots, \Psi_n$ – хвильові функції станів, в яких може знаходитись частинка; C_1, C_2, C_3, C_i, C_n – комплексні сталі; $|C_i|^2$ – імовірність знаходження частинки в стані, який описує хвильова функція Ψ_i .

Часове нерелятивістське рівняння Шредінгера:

$$\hat{H}\Psi = i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t}, \quad (7.4.5)$$

де $\hat{H}$ – оператор Гамільтона: $\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi + U(x, y, z, t)$;

Δ – оператор Лапласа: $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$;

$\hbar = h/2\pi$, h – стала Планка; Ψ – хвильова функція системи; i – мнима одиниця, $i^2 = -1$; $U(x, y, z, t)$ – потенціальна функція в силовому полі.

Рівняння Шредінгера для стаціонарних станів (з фіксованими значеннями енергії):

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi + U(x, y, z) \psi = W \psi, \quad (7.4.6)$$

де ψ – координатна частина хвильової функції; $U(x, y, z)$ – потенціальна енергія частинки; W – повна енергія частинки.

Рух вільної частинки у напрямку осі x відбувається за відсутності зовнішніх полів (можна прийняти $U(x) = 0$). В цьому випадку рівняння Шредінгера:

$$-\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} W \psi = 0. \quad (7.4.7)$$

Рішення його є плоска монохроматична хвиля де Бройля, а енергетичний спектр вільної частинки безперервний.

Інша картина спостерігається для частинки в одновимірній «потенціальній ямі» з нескінченно високими «стінками» шириною l . За межами ями ($0 > x > l$) функція $U(x) = \infty$, в межах ями ($0 \leq x \leq l$) $U(x) = 0$. Рішення рівняння Шредінгера в межах ями – нормовані власні функції:

$$\psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{l}} \sin \frac{\pi n x}{l}. \quad (7.4.8)$$

Енергія кантується

$$W_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2}, \quad (7.4.9)$$

де $n = 1, 2, 3, \dots$ – головне квантове число; m – маса частинки.

Якщо частинка на своєму шляху зустрічає прямокутний потенціальний бар'єр скінченної ширини, висотою U_0 , а енергія частинки W менша за його висоту ($W < U_0$), то згідно квантової механіки мікрочастинка може «пройти» крізь потенціальний бар'єр – це спеціальне квантове явище має назву тунельного ефекту.

Коефіцієнт прозорості прямокутного потенціального бар'єра D

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{2l}{\hbar} \sqrt{2m(U - W)}\right), \quad (7.4.10)$$

де l – ширина бар'єру; m – маса частинки; U – висота потенціального бар'єру; W – повна енергія частинки; D_0 – коефіцієнт, близький до одиниці.

Коефіцієнт прозорості одновимірного потенціального бар'єра довільної форми

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(U(x) - W)} dx\right), \quad (7.4.11)$$

де x_1, x_2 – координати початку і кінця потенціального бар'єру, тобто точки, в яких $U(x) = W$.

В багатьох випадках потенціальна яма має форму параболи, а система, яка здійснює одновимірний рух під дією квазіупругої сили має назву квантового лінійного гармонічного осцилятора.

Власні значення енергії квантового гармонічного осцилятора квантовані

$$W = \hbar \omega_0 (n + 1/2), \quad (7.4.12)$$

n – натуральне число, номер енергетичного рівня; ω_0 – власна кутова (циклічна) частота коливань осцилятора.

Мінімальне значення енергії нульових коливань

$$W_0 = \frac{\hbar\omega_0}{2} \quad (7.4.13)$$

є типовим в квантових системах, це є першим наслідком співвідношення невизначеностей.

РОЗДІЛ 8. ФІЗИКА АТОМІВ, МОЛЕКУЛ ТА АТОМНОГО ЯДРА

8.1 Властивості електрона і атома в квантовій механіці

Потенціальна енергія взаємодії електрона з ядром в атомі гідрогену (водню) та воднеподібних системах

$$U(r) = -\frac{Z^2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r}, \quad (8.1.1)$$

де r – відстань між електроном і ядром; ϵ_0 – електрична стала; Z - порядковий номер елемента; e – елементарний заряд.

Рівняння Шредінгера для стаціонарних станів електрона

$$-\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left(W + \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) \psi = 0. \quad (8.1.2)$$

Власне значення енергії W_n електрона у воднеподібному атомі

$$W_n = -\frac{1}{n^2} \frac{Zme^4}{8h^2\epsilon_0^2}, \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (8.1.3)$$

де m – маса електрона; h – стала Планка; n – головне квантове число квантує енергію електрона: рівень $W_1 (n = 1)$ – основний, $W_n > W_1$ ($n = 2, 3, \dots$) – збуджені.

Енергія іонізації атома водню

$$W_i = \frac{me^4}{8h^2\epsilon_0^2}. \quad (8.1.4)$$

Нормована хвильова функція, що відповідає основному стану електрона в атомі водню

$$\Psi_1(r) = \frac{1}{\sqrt{\pi a^3}} e^{-r/a}, \quad (8.1.5)$$

де $a = 4\pi\epsilon_0\hbar^2/(me^2)$ - величина, що збігається з першим борівським радіусом.

Імовірність виявлення електрона в атомі водню, що знаходиться в основному стані, в інтервалі від r до $r + dr$

$$dP = |\Psi_1|^2 4\pi r^2 dr. \quad (8.1.6)$$

Середня відстань електрона від ядра

$$\langle r \rangle = \int_0^\infty r dP. \quad (8.1.7)$$

Момент імпульсу (механічний орбітальний момент) електрона

$$L_l = \hbar \sqrt{l(l+1)}, \quad (8.1.8)$$

де l - орбітальне квантове число, $l = 0, 1, 2, \dots, (n - 1)$.

Проекція моменту імпульсу на напрямок z зовнішнього магнітного поля

$$L_{lz} = \hbar m_l, \quad (8.1.9)$$

де m_l - магнітне квантове число, $m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$.

Спін (власний механічний момент імпульсу) електрона

$$L_s = \hbar \sqrt{s(s+1)}, \quad (8.1.10)$$

де s – спінове квантове число, $s = \frac{1}{2}$.

Проекція спіну на напрямок z зовнішнього магнітного поля

$$L_{sz} = \hbar m_s, \quad (8.1.11)$$

де m_s - магнітне спінове квантове число, $m_s = \pm \frac{1}{2}$.

Повний момент імпульсу електрона

$$L_j = \hbar \sqrt{j(j+1)}, \quad (8.1.12)$$

де j - внутрішнє квантове число, $j = l + s, l + s - 1, \dots, |l - s|$.

Орбітальний магнітний момент електрона

$$p_m = -\mu_B \sqrt{l(l+1)}, \quad (8.1.13)$$

де μ_B – магнетон Бора, $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m} = 0,927 \cdot 10^{-23}$ Дж/Тл.

Проекція орбітального магнітного моменту електрона на напрямок z зовнішнього магнітного поля

$$p_{mz} = -\mu_B m_l, \quad (8.1.14)$$

Спіновий магнітний момент електрона

$$p_s = -2\mu_B \sqrt{s(s+1)}. \quad (8.1.15)$$

Проекція спінового магнітного моменту електрона на напрямок z зовнішнього магнітного поля

$$p_{sz} = \pm \mu_B. \quad (8.1.16)$$

Орбітальний механічний момент атома

$$M_L = \hbar \sqrt{L(L+1)}, \quad (8.1.17)$$

де L – повне орбітальне квантове число атома. Для атома, що складається з двох електронів, $L = l_1 + l_2, l_1 + l_2 - 1, \dots, |l_1 - l_2|$.

Спіновий механічний момент атома

$$M_S = \hbar \sqrt{S(S+1)}, \quad (8.1.18)$$

де S - повне спінове квантове число атома. При парному числі N електронів S приймає всі значення від $N\frac{1}{2}$ до 0. При непарному числі електронів S приймає всі півцілі значення від $N\frac{1}{2}$ до $\frac{1}{2}$. Повний механічний момент атома

$$M_J = \hbar \sqrt{J(J+1)}, \quad (8.1.19)$$

де $J = L + S, L + S - 1, \dots, |L - S|$ – повне внутрішнє квантове число атома.

Магнітний момент атома

$$p_J = -g\mu_B \sqrt{J(J+1)}, \quad (8.1.20)$$

де g - множник (фактор) Ланде для атома,

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}. \quad (8.1.21)$$

Спектральні позначення термів: $^{2S+1}(L)_J$, $2S + 1$ - мультиплетність; (L) позначається залежно від квантового числа L :

L	1	2	3	4	5
(L)	S	P	D	F	G

Для складних багато електронних атомів має місце принцип Паулі, який в простішому вигляді має формулювання: у будь-якому атомі не може бути більш одного електрона з однаковим набором чотирьох квантових чисел: n, l, m, m_s .

Сукупність електронів, які мають однакове n – мають назву електронної оболонки. В кожній оболонці електрони розподіляються по підоболонках, маючи різні l .

n	Символ оболонки	l	Символ підоболонки	m	m_s	Максимальна кількість електронів на підоболонці $2(2l + 1)$	Максимальна кількість електронів на оболонці $2n^2$
1	K	0	1s	0	$\pm \frac{1}{2}$	2	2
2	L	0	2s	0	$\pm \frac{1}{2}$	2	8
		1	2p	0	$\pm \frac{1}{2}$	2	
				± 1	$\pm \frac{1}{2}$	4	

Періодична система елементів Д.І. Менделєєва в сучасній теорії атомів пояснюється принципом Паулі і мінімумом енергії при заповненні електронних станів.

8.2 Молекула

Механічний момент імпульсу двоатомної молекули

$$M = \hbar \sqrt{j(j+1)}, \quad (8.2.1)$$

де j - обертальне квантове число молекули, $j = 0, 1, 2, \dots$

Обертальна енергія двоатомної молекули

$$W_r = \frac{\hbar^2}{2I} j(j+1), \quad (8.2.2)$$

де I - момент інерції молекули відносно осі, що проходить через її центр інерції.

Момент інерції двоатомної молекули

$$I = \mu r_0^2, \quad (8.2.3)$$

де r_0 - середня відстань між ядрами молекули; $\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$ - зведена маса

молекули (m_1 і m_2 - маси атомів).

Коливальна енергія двоатомної молекули

$$W_v = \left(v + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_0, \quad (8.2.4)$$

де v - коливальне квантове число молекули, $v = 0, 1, 2, \dots$; ω_0 - власна частота малих коливань атомів у молекулі, $\omega_0 = \sqrt{k / \mu}$, k - коефіцієнт пружності (жорсткість) молекули, μ - її зведена маса.

8.3. Будова та характеристики атомного ядра

Атомне ядро являє собою квантову систему, що складається з елементарних частинок (нуклонів), які сильно взаємодіють. Кількість нуклонів дорівнює масовому числу A . Кількість заряджених нуклонів (протонів) дорівнює зарядовому числу Z . Таким чином,

$$A = Z + N, \quad (8.3.1)$$

де N - кількість нейтронів у ядрі.

Радіус ядра

$$R = R_0 A^{1/3}, \quad (8.3.2)$$

де $R_0 = (1,2 - 1,5) \cdot 10^{-15}$ м; A - масове число.

Магнітний момент ядра пов'язаний із ядерним гіромагнітним співвідношенням та сумарним власним моментом імпульсу ядра, що склада-

ється з власних моментів імпульсу нуклонів та їх орбітальних моментів імпульсу:

$$p_m = g_{\text{я}} \sqrt{I(I+1)} \mu_{\text{я}}, \quad (8.3.3)$$

де $g_{\text{я}}$ – гіромагнітний множник для ядра; I – квантове число, яке визначає повний момент імпульсу ядра, $\mu_{\text{я}}$ – ядерний магнетон:

$$\mu_{\text{я}} = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5,05 \cdot 10^{-27} \text{ Дж/Тл}; m_p - \text{маса протона.}$$

Енергія зв'язку ядра будь-якого ізотопу

$$W_{\text{зв}} = c^2 \Delta m = c^2 [Zm_{\text{H}} + (Z-A)m_n - m_A], \quad (8.3.4)$$

де c – швидкість поширення світла у вакуумі; Z – зарядове число ізотопу; m_{H} – маса ізотопу водню ${}^1_1\text{H}$, m_n – маса нейтрона; m_A – маса даного ізотопу; Δm – дефект маси ядра.

Якщо Δm виражена в атомних одиницях маси (а.о.м.), а енергія зв'язку ядра $W_{\text{зв}}$ – у (MeV), то $c^2 = 931,5 \text{ MeV/а.о.м.}$

Питома енергія зв'язку

$$w_{\text{зв}} = W_{\text{зв}}/A. \quad (8.3.5)$$

8.4. Радіоактивність. Ядерні реакції

Стійкість атомного ядра залежить від кількості нуклонів, тобто від масового числа. Ядра легких ($A \leq 8$) та важких ($A > 200$) елементів нестійкі, що призводить до різноманітних ядерних реакцій.

Закон радіоактивного розпаду

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (8.4.1)$$

де N – кількість ядер нукліда, що не розпалися до моменту часу t ; N_0 – початкова кількість ядер (у момент часу $t = 0$); λ – стала радіоактивного розпаду, що пов'язана з періодом піврозпаду $T_{1/2}$ співвідношенням

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}. \quad (8.4.2)$$

Кількість ядер, що розпалися за час t :

$$\Delta N = N_0 - N = N_0 (1 - e^{-\lambda t}). \quad (8.4.3)$$

Середній час життя радіоактивного ядра:

$$\tau = \frac{1}{\lambda}. \quad (8.4.4)$$

Активність нукліда:

$$A = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N. \quad (8.4.5)$$

Активність нукліда змінюється з часом по тому же закону, що і кількість ядер, що не розпалися до моменту t :

$$A = \lambda N_0 \cdot e^{-\lambda t} = A_0 \cdot e^{-\lambda t}, \quad (8.4.6)$$

де $A_0 = \lambda N_0$ – активність нукліда при $t = 0$.

Активність нукліда вимірюється в бекерелях (Бк); $1 \text{ Бк} = 1 \text{ с}^{-1}$. Нарівні з бекерелем як одиницею активності допустимо вважати позасистемну одиницю кюрі (Ки); $1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$.

Число атомів, які знаходяться в радіоактивному ізотопі:

$$N = \frac{m}{\mu} N_A, \quad (8.4.7)$$

де m – маса ізотопу; μ – його молярна маса; N_A – стала Авогадро.

Ядерні реакції – це перетворення атомних ядер при взаємодії з елементарними частинками (у тому числі і з γ -квантами) або одна з одною.

Символічний запис ядерної реакції:



де X , Y – відповідно початкове та кінцеве ядра, a – налітаюча частинка, b – частинка, яка з'являється в результаті ядерної реакції.

В ядерних реакціях виконуються закони збереження: числа нуклонів, заряду, релятивістської повної енергії, імпульсу в векторній формі.

Енергія ядерної реакції

$$Q = \left(\sum_{i=1}^n m_i - \sum_{k=1}^n m_k \right), \quad (8.4.8)$$

де m_i – маси спокою частинок, які вступили в реакцію; m_k – маси спокою частинок, які утворилися внаслідок реакції. Якщо $Q > 0$, то реакція є екзотермічною; якщо $Q < 0$ – ендотермічною.

Поріг реакції для нерелятивістських частинок

$$W_{\text{пор}} = |Q| \left(\frac{m_1 + m_2}{m_2} \right), \quad (8.4.9)$$

де m_1 – маса налітаючої частинки; m_2 – маса мішені.

Швидкість наростання ланцюгової реакції

$$\frac{dN}{dt} = \frac{N(k-1)}{\tau}, \text{ звідки } N = N_0 e^{(k-1)t/\tau}, \quad (8.4.10)$$

де N_0 – кількість нейтронів у початковий момент часу; N – кількість нейтронів у момент часу t ; τ – середній час життя одного покоління; k – коефіцієнт розмноження нейтронів.

Енергія, яку втрачає нейтрон при пружному розсіянні на ядрі:

$$\Delta W = \Delta W_{\text{max}} \sin^2 \frac{\theta}{2} = \frac{4A}{(1+A)^2} W_0 \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad (8.4.11)$$

де W_0 – початкова енергія нейтрона; A – масове число ядра; ΔW_{max} – максимальна енергія, яку втрачає нейтрон; θ – кут розсіяння нейтрона на ядрі.

Енергія збудження складеного ядра

$$W_{\text{зб}} = W_K + W_{\text{зв}}, \quad (8.4.12)$$

де W_K – кінетична енергія частинки, яка налітає на ядро; $W_{\text{зв}}$ – енергія зв'язку цієї частинки в складеному ядрі.

8.5. Екологічні проблеми ядерної енергетики

К іонізуючим випромінюванням відносяться γ -випромінювання, потоки α -частинок, електронів, позитронів, а також потоки нейтронів та протонів.

При опроміненні середовища іонізуючими випромінюваннями в ділянках тканин, що знаходяться на різній глибині, поглинається (ослаблюється) різна величина енергії. Поглинання вузького моноенергетичного пучка γ -квантів відповідає співвідношенню

$$I = I_0 e^{-\mu d}, \quad (8.5.1)$$

де I – інтенсивність пучка під час проникнення його в середовище на глибину d ; I_0 – початкова інтенсивність пучка; μ – лінійний коефіцієнт поглинання (ослаблення).

Зв'язок лінійного коефіцієнта поглинання із шаром половинного ослаблення

$$x_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu}. \quad (8.5.2)$$

Дію іонізуючих випромінювань на речовину оцінюють дозою D . Потужність дози визначається за формулою

$$P = D/\Delta t, \quad (8.5.3)$$

де Δt – час випромінювання.

Поглинута доза йонізуючого випромінювання

$$D = \langle \varepsilon \rangle / m, \quad (8.5.4)$$

де $\langle \varepsilon \rangle$ – середня енергія йонізуючого випромінювання об'єму речовини; m – маса цього об'єму.

Поглинута доза вимірюється в греях (Гр); 1 Гр = 1 Дж/кг. Позасистемною одиницею поглинутої дози є рад; 1 рад = 10^{-2} Гр.

Еквівалентна доза йонізуючого випромінювання зв'язана з поглинутою дозою співвідношенням

$$H = K D, \quad (8.5.5)$$

де $K = \sigma \cdot N$, тут σ – середній коефіцієнт якості йонізуючого випромінювання в даному елементі об'єму біологічної тканини стандартного складу; N – добуток інших величин – характеристик біологічної тканини, які є факторами, що модифікують значення еквівалентної дози. Для рентгенівського та гамма-випромінювання $K = 1$; для нейтронів і протонів $K = 10$; для альфа-випромінювання $K = 20$. Еквівалентну дозу вимірюють в зивертах (Зв); 1 Зв = 1 Дж/кг. Позасистемною одиницею еквівалентної дози є рем; 1 рем = 10^{-2} Зв.

Експозиційна доза фотонного опромінення

$$X = dQ/dm, \quad (8.5.6)$$

де dQ – сумарний електричний заряд усіх іонів одного знаку, створених у повітрі, коли всі електрони та позитрони, вивільнені фотонами в елементарному об'ємі повітря масою dm , цілком зупинились у повітрі.

Експозиційна доза вимірюється в кулонах на кілограм (Кл/кг). Часто на практиці користуються позасистемною одиницею – рентгеном (Р); $1 \text{ Р} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}$.

Для точкових джерел випромінювання потужність експозиційної дози зменшується зі відстанню за законом

$$P = K_{\gamma} \frac{A}{r^2}, \quad (8.5.7)$$

де r – відстань від джерела випромінювання; K_{γ} – гамма-стала, що залежить від природи радіоактивного джерела.

При випаданні радіонуклідів на ґрунт міра небезпеки залежить від природи радіонукліда (K_{γ}), його активності A (9.2.4) та відстані r від людини до джерела випромінювання. Експозиційну дозу можна оцінити за співвідношенням

$$X = K_{\gamma} \frac{A}{r^2} \Delta t. \quad (8.5.8)$$

РОЗДІЛ 9. ЕЛЕМЕНТИ ФІЗИКИ КОНДЕНСОВАНИХ СТАНІВ

9.1. Кристали. Теплові властивості твердого тіла. Фонони

Основою класичної теорії теплоємності твердих кристалічних тіл є закон рівномірного розподілу енергії за ступенями вільності.

Закон Дюлонга і Пті: молярна теплоємність C_V хімічно простих твердих тіл при сталому об'ємі дорівнює:

$$C_V = 3R \approx 25 \frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}, \quad (9.1.1)$$

де R – універсальна газова стала.

Закон Неймана–Коппа: молярна теплоємність C_V хімічно складних (утворених різними атомами) твердих тіл при сталому об'ємі дорівнює:

$$C_V = 3RN, \quad (9.1.2)$$

де R – універсальна газова стала; N – загальне число атомів у хімічній формулі сполуки.

Згідно цих законів молярна теплоємність твердих тіл не залежить від температури, але дослід показує, що при низьких температурах теплоємність зменшується за кубічним законом.

По мірі накопичення результатів експериментальних досліджень властивостей кристалів постала необхідність розробки теоретичних засад у цій галузі на підґрунті квантової теорії. Ідея квантування у фізиці твердого тіла була застосована А. Ейнштейном для пояснення температурної залежності теплоємності кристалів. В подальшому П.Д. Дебай розробив більш досконалу модель зв'язаних гармонічних осциляторів, яка давала теоретичні результати, узгоджені з експериментальними результатами у всьому температурному діапазоні.

Середнє значення енергії $\langle \varepsilon \rangle$ квантового осцилятора за теорією Планка визначається формулою

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{\hbar\omega}{2} + \frac{\hbar\omega}{\exp[\hbar\omega/(kT)] - 1}, \quad (9.1.3)$$

де ω – циклічна частота пружних коливань атомів у кристалічній решітці; $\hbar$ – стала Планка; k – стала Больцмана; T – термодинамічна температура.

Для системи осциляторів середнє число $\langle n \rangle$ осциляторів з циклічною частотою ω , які збуджені у кристалічній решітці при температурі T , визначається за розподілом Планка:

$$\langle n \rangle = \frac{1}{e^{\hbar\omega/kT} - 1}, \quad (9.1.4)$$

де $\hbar$ – стала Планка; k – стала Больцмана; T – термодинамічна температура.

Молярна теплоємність кристала за теорією Дебая

$$C_V = 9R \left(\frac{T}{T_D} \right)^3 \int_0^{x_D} \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} dx, \quad (9.1.5)$$

де T_D – температура Дебая; T – термодинамічна температура; $x = \frac{\hbar\omega}{kT}$; $x_D = \frac{T_D}{T}$; R – універсальна газова стала; $\hbar$ – стала Планка; ω – циклічна частота пружних коливань атомів у кристалічній решітці; k – стала Больцмана.

Закон T^3 Дебая: якщо температура кристала $T \ll T_D$ (T_D – температура Дебая), то молярна теплоємність при сталому об’ємі кристала

$$C_V = \frac{12\pi^4}{5} R \left(\frac{T}{T_D} \right)^3. \quad (9.1.6)$$

Згідно до уявлень про корпускулярно-хвильовий дуалізм матерії звукової (тепловій) хвилі, яка може поширюватись у кристалі, відповідає квазічастинка – фонон.

Енергія ε фонона

$$\varepsilon = h\nu = \hbar\omega = \hbar v / \lambda, \quad (9.1.7)$$

де ν – частота пружних коливань атомів у кристалічній решітці; ω – циклічна частота пружних коливань атомів у кристалічній решітці; v – швидкість поширення фонона; λ – довжина хвилі; h – стала Планка; $\hbar$ – стала Дірака (приведена стала Планка).

Квазіімпульс p фонона

$$p = \hbar k = \frac{2\pi\hbar}{\lambda} = \frac{h}{\lambda}, \quad (9.1.8)$$

де k – хвильове число; λ – довжина хвилі; h – стала Планка; $\hbar$ – стала Дірака.

Температура Дебая T_D

$$T_D = h\nu_{\max} / k = \hbar\omega_{\max} / k, \quad (9.1.9)$$

де $\nu_{\max}$ – максимальна частота пружних коливань атомів у кристалічній решітці; $\omega_{\max}$ – максимальна циклічна частота пружних коливань атомів у кристалічній решітці; h – стала Планка; $\hbar$ – стала Планка; k – стала Больцмана.

Мінімальна довжина хвилі $\lambda_{\min}$ пружних коливань атомів кристала

$$\lambda_{\min} = 2d, \quad (9.1.10)$$

де d – стала решітки кристала.

Максимальна довжина хвилі $\lambda_{\max}$ пружних коливань атомів кристала

$$\lambda_{\max} = 2L, \quad (9.1.11)$$

де L – характерний лінійний розмір кристала.

Параметр a кубічної комірки

$$a = \sqrt[3]{nM/(r\rho N_A)}, \quad (9.1.12)$$

де n – число однакових атомів, які приходяться на одну елементарну комірку; M – молярна маса речовини; r – число однакових атомів у хімічній формулі сполуки; ρ – густина речовини; N_A – число Авогадро.

Відстань d між двома атомами (стала решітки) у кубічній решітці:

- гранецентрованій $d = a/\sqrt{2}$;
- об'ємноцентрованій $d = a\sqrt{3}/2$.

Усереднена швидкість поширення звукових хвиль у кристалі визначається із співвідношення

$$\frac{1}{v} = \sqrt{\frac{2}{v_{\perp}^2} + \frac{1}{v_{\parallel}^2}}, \quad (9.1.13)$$

де $v_{\parallel}$ – швидкість поширення поздовжніх звукових хвиль у кристалі,

$v_{\parallel} = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$; $v_{\perp}$ – швидкість поширення поперечних звукових хвиль у криста-

лі, $v_{\perp} = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho}}$.

Модуль Юнга кристала:

$$E = \rho v_{\parallel}^2, \quad (9.1.14)$$

• модуль зсуву:

$$G = \rho v_{\perp}^2, \quad (9.1.15)$$

де ρ – густина речовини; $v_{\parallel}$ – швидкість поширення поздовжніх звукових хвиль у кристалі; $v_{\perp}$ – швидкість поширення поперечних звукових хвиль у кристалі.

Коефіцієнт теплопровідності κ кристала

$$\kappa = c_v \rho v \langle l \rangle / 3, \quad (9.1.16)$$

де c_v – питома теплоємність кристала при сталому об'ємі; v – усереднена швидкість поширення фононів; $\langle l \rangle$ – середня довжина вільного пробігу фононів; ρ – густина речовини.

9.2. Електропровідність речовини. Класична теорія електропровідності металів

В класичній електронній теорії металів, яка була розвинена П. Друде, Дж.Дж. Томсоном, К. Лоренцем та іншими вченими, електронний газ, який заповнює решітку металу, розглядається як ідеальний молекулярний газ. Вважається, що вільні електрони підкоряються законам класичної механіки, а їхній розподіл – класичній статистиці Максвелла–Больцмана. При відсутності зовнішнього електричного поля вільні електрони здійснюють невпорядкований тепловий рух, який не утворює напрямленого переносу електричного заряду. Під дією зовнішнього електричного поля виникає електричний струм.

Густина струму $\vec{j}$ у металі визначається співвідношенням

$$\vec{j} = en \langle \vec{u} \rangle, \quad (9.2.1)$$

де e – заряд електрона; n – концентрація електронів; $\langle \vec{u} \rangle$ – середня швидкість впорядкованого руху електронів (дрейфова швидкість).

Закон Ома у диференційній формі

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} = \frac{\vec{E}}{\rho}, \quad (9.2.2)$$

де $\vec{j}$ – густина струму; σ – питома електропровідність металу; ρ – питомий опір металу; $\vec{E}$ – напруженість електричного поля в провіднику.

Закон Джоуля–Ленца у диференційній формі

$$Q' = jE^2, \quad (9.2.3)$$

де Q' – об'ємна густина теплової потужності; j – густина струму; E – напруженість електричного поля у провіднику.

Питома електропровідність σ метала в класичній теорії

$$\sigma = \frac{e^2 n \langle l \rangle}{2m_e \langle v \rangle}, \quad (9.2.4)$$

де e – заряд електрона; n – концентрація електронів; $\langle l \rangle$ – середня довжина вільного пробігу електронів; m_e – маса електрона; $\langle v \rangle$ – середня арифметична швидкість теплового руху електронів.

Закон Відемана–Франца

$$\frac{\kappa}{\sigma} = CT, \quad (9.2.5)$$

де κ – коефіцієнт теплопровідності метала; σ – питома електропровідність метала; $C = 2,45 \cdot 10^{-8} (\text{Вт} \cdot \text{Ом}) / \text{K}^2$; T – термодинамічна температура.

Середня кінетична енергія $\langle \varepsilon \rangle$ теплового руху електрона

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{3kT}{2}, \quad (9.2.6)$$

де k – стала Больцмана; T – термодинамічна температура.

Середня арифметична швидкість теплового руху електронів

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_e}}, \quad (9.2.7)$$

де k – стала Больцмана; T – термодинамічна температура; m_e – маса електрона.

Температурний коефіцієнт опору α метала

$$\alpha = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dT}, \quad (9.2.8)$$

де ρ – питомий опір провідника; T – термодинамічна температура.

Залежність питомого опору металевого провідника від температури визначається співвідношенням

$$\rho = \rho_0 \alpha T, \quad (9.2.9)$$

де ρ_0 – питомий опір провідника при температурі $T_0 = 273 \text{ K}$; α – температурний коефіцієнт опору; T – термодинамічна температура. Концентрація атомів у кристалі

$$n_a = \frac{\rho}{M} N_A, \quad (9.2.10)$$

де ρ – густина кристала; M – молярна маса речовини; N_A – число Авогадро.

9.3. Елементи зонної теорії твердих тіл. Квантова статистика Фермі-Дірака. Квантова теорія металів. Надпровідність

Взаємодія атомів при утворенні кристалічної ґратки спричиняє розширення енергетичних рівнів атомів та перетворення їх в енергетичну зону (таке розширення енергетичних рівнів відбувається для валентних електронів). Зона, яка заповнена електронами частково або порожня (при $T = 0 \text{ K}$) має назву зона провідності. Верхня зона, яка цілком заповнена електронами (при $T = 0 \text{ K}$) має назву валентної. Між ними знаходиться заборонена зона, від ширини якої залежать властивості речовини (метали, напівпровідники, діелектрики).

В квантовій теорії електропровідності металів враховується, що насправді електрони, які утворюють в металах електронний газ, мають властивості, відмінні від властивостей молекул ідеального газу. Електрони мають хвильові властивості і їхній рух описується хвильовим рівнянням Шредінгера. Наслідком цього є факт, що енергія та інші характеристики руху електрона у твердому тілі стають квантованими: вони можуть мати лише строго визначені значення. Кожне таке значення відповідає визначеному квантовому стану електрона у твердому тілі. Тому і закони статистичного розподілу цих частинок виявляються різними: звичайний газ підкоряється статистиці Максвелла–Больцмана, електронний газ – статистиці

Фермі–Дірака. Розрахунок електропровідності металів, який базується на квантовій статистиці Фермі–Дірака, був виконаний А. Зоммерфельдом.

Функція розподілу Фермі–Дірака $f(\varepsilon)$, яка визначає ймовірність того, що в стані теплової рівноваги ідеального електронного газу при температурі T стан із енергією ε зайнято електроном, має вигляд

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{e^{(\varepsilon - \mu)/kT} + 1}, \quad (9.3.1)$$

де μ – хімічний потенціал, який є функцією температури: в кожній конкретній задачі ця величина визначається із умови незмінності повної кількості електронів у системі. При абсолютному нулі температури $\mu = \varepsilon_F$, де ε_F – енергія Фермі.

Число електронів $dn(\varepsilon)$ в одиниці об'єму, енергія яких знаходиться в інтервалі $\varepsilon \div \varepsilon + d\varepsilon$, визначається співвідношенням

$$dn(\varepsilon) = g(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (9.3.2)$$

де $f(\varepsilon)$ – функція розподілу Фермі–Дірака; $g(\varepsilon)$ – густина енергетичних станів, яка визначається співвідношенням

$$g(\varepsilon) = \frac{2\pi}{h^3} (2m_e^*)^{3/2} \sqrt{\varepsilon}, \quad (9.3.3)$$

де h – стала Планка; m_e^* – ефективна маса електрона у кристалічній решітці; ε – енергія електрона.

Концентрація n_a атомів у кристалі

$$n_a = \frac{\rho}{M} N_A, \quad (9.3.4)$$

де ρ – густина речовини; M – молярна маса речовини; N_A – число Авогадро.

Питома електропровідність σ метала в квантовій теорії

$$\sigma = \frac{e^2 n \langle l \rangle_F}{m_e \langle v \rangle_F}, \quad (9.3.5)$$

де e – заряд електрона; n – концентрація електронів; m_e – маса електрона; $\langle l \rangle_F$, $\langle v \rangle_F$ – відповідно середня довжина вільного пробігу електронів і середня арифметична швидкість теплового руху електронів, які знаходяться на рівні Фермі.

Ефективна маса частинки (електрона чи дірки)

$$m^* = \frac{1}{\hbar^2 (d^2 W / dk^2)}, \quad (9.3.6)$$

де $\hbar$ – стала Дірака; W – енергія частинки; k – хвильове число хвилі де Бройля частинки.

Енергія Фермі ε_F

$$\varepsilon_F = \frac{\hbar^2}{8m_e^*} \left(\frac{3n}{\pi} \right)^{2/3}, \quad (9.3.7)$$

де $\hbar$ – стала Планка; n – концентрація електронів; m_e^* – ефективна маса електрона у кристалічній решітці.

Температура Фермі (температура виродження) T_F електронного газу

$$T_F = \frac{\varepsilon_F}{k}, \quad (9.3.8)$$

де ε_F – енергія Фермі; k – стала Больцмана.

Імпульс p_F електрона на рівні Фермі визначається за формулою

$$p_F = \left(\frac{3\hbar^3}{8\pi} \cdot \frac{n}{V} \right)^{1/3}, \quad (9.3.9)$$

де $\hbar$ – стала Планка; n – концентрація електронів; V – об'єм зразка.

Середня кінетична енергія $\langle W_k \rangle$ вільних електронів у металі

$$\langle W_k \rangle = \frac{\int W_k(p) dn}{\int dn} = \frac{3}{5} \varepsilon_F, \quad (9.3.10)$$

де dn – кількість електронів, імпульси яких знаходяться в інтервалі dp ; $W_k(p)$ – кінетична енергія електрона, імпульс якого дорівнює p ; ε_F – енергія Фермі.

У 1911 році Х. Камерлінг-Оннес відкрив явище надпровідності: електричний опір чистих металів, сплавів та деяких хімічних сполук при деякій температурі (температура для кожної речовини має своє значення) стає рівним нулю. Надпровідність може бути зруйнована магнітним полем. Перехід речовини у надпровідний стан є фазовим переходом другого роду, який супроводжується стрибкоподібною зміною теплоємності. Надпровідність є суто квантовим явищем. Теорія надпровідності була розроблена Дж. Бардінім, Л. Купером і Дж. Шриффером.

Критична температура T_k ізотопу надпровідника пов'язана з його масовим числом A співвідношенням

$$T_k \sqrt{A} = \text{const.} \quad (9.3.11)$$

9.4. Електропровідність напівпровідників і діелектриків. Ефект Холла

Для розв'язання задач даного розділу необхідно попередньо опрацювати тему «Напівпровідники, діелектрики та метали у зонній теорії».

Хімічно чисті (власні) напівпровідники – елементи IV групи періодичної системи елементів (Ge, Si). При низьких температурах напівпровідники не мають вільних електронів, але з підвищенням температури частина атомів іонізується, і в зоні провідності з'являються вільні електрони. При цьому в покинутому електроном місці виникає дірка, яка поводить себе як позитивний заряд, який по величині дорівнює заряду електрона.

Питома електропровідність власного напівпровідника

$$\sigma = en(\mu_+ + \mu_-), \quad (9.4.1)$$

де e – елементарний заряд; n – концентрація електронів (дірок); μ_- – рухомість електронів; μ_+ – рухомість дірок.

Електропровідність власного напівпровідника в залежності від температури:

$$\sigma = \sigma_0 \cdot e^{-\frac{\Delta W}{2kT}} \quad (9.4.2)$$

де σ_0 – стала, яка залежить від матеріалу напівпровідника; ΔW – ширина забороненої зони напівпровідника; k – стала Больцмана; T – термодинамічна температура напівпровідника.

Опір власного напівпровідника залежно від температури

$$R = R_0 \cdot e^{\frac{\Delta W}{2kT}}, \quad (9.4.3)$$

де R_0 – стала, яка залежить від матеріалу напівпровідника; ΔW – ширина забороненої зони напівпровідника; k – стала Больцмана; T – термодинамічна температура напівпровідника.

Надзвичайною властивістю напівпровідників (протилежно металам), яка використовується в чутливих приладах, є значне зменшення їх електричного опору з підвищенням температури.

Температурний коефіцієнт опору

$$\alpha = \frac{1}{R} \cdot \frac{dR}{dT}, \quad (9.4.4)$$

де R – опір напівпровідника при температурі T .

Електропровідність домішкового напівпровідника залежно від температури

$$\sigma = \sigma_{\text{оп}} e^{-\frac{\Delta W_{\delta}}{2kT}} + \sigma_0 e^{-\frac{\Delta W}{2kT}}, \quad (9.4.5)$$

де $\sigma_{\text{оп}}$ – стала, яка залежить від матеріалу напівпровідника; ΔW_{δ} – енергія активації домішки, ($\Delta W_{\delta} \ll \Delta W$).

Напівпровідник n -типу має електронну домішкову провідність. У напівпровіднику p -типу – діркова домішкова провідність.

Сила струму I на p - n переході (діоді)

$$I = I_S \left[\exp\left(\frac{e \cdot U}{kT}\right) - 1 \right], \quad (9.4.6)$$

де I_S – сила зворотного струму; U – напруга на p - n переході; T – термодинамічна температура; k – стала Больцмана; e – елементарний заряд.

Додаткова провідність у домішковому напівпровідникові при опромінюванні його світлом має назву внутрішнього фотоефекту.

«Червона межа» внутрішнього фотоефекту для власного напівпровідника

$$\lambda_0 = \frac{hc}{\Delta W}, \quad (9.4.7)$$

де h – стала Планка; c – швидкість світла у вакуумі; ΔW – ширина забороненої зони напівпровідника.

Концентрація нерівноважних носіїв заряду при включенні освітлення

$$n = n_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right), \quad (9.4.8)$$

де τ – середній час життя нерівноважних носіїв; n_0 – максимальна концентрація нерівноважних носіїв в стаціонарному стані опромінювання напівпровідника.

Концентрація нерівноважних носіїв заряду при затемненні напівпровідника

$$n = n_0 e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (9.4.9)$$

Сила струму у вентильному фотоелементі

$$I = I_\phi - I_s \left[\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right], \quad (9.4.10)$$

де I_ϕ – сила фотоструму при короткому замиканні фотоелемента; U – напруга на фотоелементі; T – термодинамічна температура; e – елементарний заряд.

Ефект Холла – це виникнення поперечного електричного поля напівпровіднику (або провіднику) зі струмом при розміщенні його в магнітному полі.

Холлівська різниця потенціалів в пластинці

$$U_x = R_x \cdot \frac{I \cdot B}{a}, \quad (9.4.11)$$

де I – сила струму; B – індукція магнітного поля; a – товщина пластинки; R_x – стала Холла.

Стала Холла

$$R_x = \frac{1}{nq}, \quad (8.4.12)$$

де n – концентрація основних носіїв заряду в напівпровіднику; e – елементарний заряд.

9.5. Квантова природа магнетизму речовин

Намагніченість (вектор намагнічування) J – величина, що дорівнює магнітному моменту одиниці об'єму магнетика

$$J = \frac{\sum_{i=1}^N P_i}{\Delta V}, \quad (9.5.1)$$

де P_i – магнітний момент молекули (атома); ΔV – об'єм; N – кількість молекул (атомів) у об'ємі ΔV .

Магнітна сприйнятливість

$$\chi = \frac{J}{H}, \quad (9.5.2)$$

де H – напруженість зовнішнього магнітного поля.

Індукція магнітного поля у магнетику

$$B = \mu_0 (H + J) = \mu_0 (1 + \chi)H = \mu \mu_0 H, \quad (9.5.3)$$

де μ – відносна магнітна проникливість; μ_0 – магнітна стала.

Класифікація магнетиків:

- діамагнетики ($\mu \leq 1$, $\chi < 0$, $|\chi| \ll 1$)
- парамагнетики ($\mu \geq 1$, $\chi > 0$)
- феромагнетики ($\mu \gg 1$, $\mu = f(H)$)

Питома магнітна сприйнятливість $\chi_{\text{пит}}$, яка дає можливість визначити сумарний магнітний момент 1 кг магнетика:

$$\chi_{\text{пит}} = \frac{\chi}{\rho}, \quad (9.5.4)$$

де ρ – густина речовини.

Молярна магнітна сприйнятливість $\chi_{\text{моль}}$, яка дає можливість визначити сумарний магнітний момент 1 моля речовини:

$$\chi_{\text{моль}} = \frac{M}{\rho} \chi, \quad (9.5.5)$$

де M – молярна маса речовини.

Частота ларморової прецесії ω_L (для діамагнітного ефекту)

$$\omega_L = \frac{B \cdot e}{2m_e}, \quad (9.5.6)$$

де e , m_e – відповідно заряд та маса електрона; B – магнітна індукція.

Магнетон Бора μ_B , який приймають за одиницю виміру атомних магнітних моментів:

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ Дж/Тл}, \quad (9.5.7)$$

де $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, h – стала Планка.

Гіромагнітне відношення

$$\gamma = \frac{P_{m,j}}{M_j}, \quad (9.5.8)$$

де $P_{m,j}$ – магнітний момент атома (або електрона); M_j – механічний момент атома (або електрона).

Механічний момент атома

$$M_j = \hbar \sqrt{j(j+1)}, \quad (9.5.9)$$

де j – квантове число для повного механічного моменту.

В загальному випадку

$$\gamma = g \frac{e}{2m_e}, \quad (9.5.10)$$

де g – фактор Ланде:

$$g = 1 + \frac{j(j+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2j(j+1)}, \quad (9.5.11)$$

де S – спінове квантове число атома; L – азимутальне квантове число.

В окремих випадках:

$$S = 0; j = L; g = 1;$$

$$L = 0; j = S; g = 2.$$

Магнітний момент атома

$$P_m = \mu_B g \sqrt{j(j+1)}. \quad (9.5.12)$$

Магнітна сприйнятливість парамагнетика при полях, коли потенційна енергія атома $P_m B \ll kT$:

$$\chi = \frac{\mu_0 \cdot n \cdot P_m^2}{3kT}, \quad (9.5.13)$$

де n – концентрація молекул (атомів); k – стала Больцмана

Молярна магнітна сприйнятливість

$$\chi_M = \frac{\mu_0 \cdot N_A \cdot P_m^2}{3kT}, \quad (9.5.14)$$

де N_A – число Авагадро.

**Завдання для контрольної роботи з дисципліни «Фізика»
для студентів заочної форми навчання**

Розділ 1. «Основи класичної механіки»

- 1.1.** Тіло, що має початкову швидкість 5 м/с, пройшло за п'яту секунду шлях рівний 4,5 м. Визначити прискорення і шлях, що тіло пройшло за 10 сек.
- 1.2.** Тіло вільно падає з висоти 490 м. Визначити переміщення тіла в останню секунду падіння.
- 1.3.** Під яким кутом до горизонту потрібно направити струмінь води, щоб висота її підйому дорівнювала дальності?
- 1.4.** Дальність польоту тіла, що було кинуто горизонтально зі швидкістю 10 м/с, дорівнює висоті кидання. З якої висоти кинуто тіло?
- 1.5.** Реактивний літак летить зі швидкістю 720 км/год. З певного моменту літак рухається з прискоренням протягом 10 с і в останню секунду проходить шлях 295 м. Визначити прискорення і кінцеву швидкість.
- 1.6.** Під кутом 60° до горизонту кинуто тіло з початковою швидкістю 20 м/с. Через який час воно буде рухатися під кутом 45° до горизонту? Опором повітря знехтувати.
- 1.7.** Початкова швидкість каменю, кинутого під кутом до горизонту, дорівнює 10 м/с, а за 0,5 с швидкість каменю досягла 7 м/с. На яку висоту підніметься камінь?
- 1.8.** Камінь, кинутий горизонтально на висоті 2 м над землею, впав на відстані 7 м від місця кидання. Знайти його початкову і кінцеву швидкості.
- 1.9.** За який час (в секундах) від початку руху шлях, пройдений тілом в рівноприскореному русі, стане втричі більше шляху, пройденого в попередню секунду, якщо рух відбувається без початкової швидкості?
- 1.10.** Куля, що летить зі швидкістю 400 м/с, влучає в земляний вал і проникає в нього на глибину 36 см. Чому буде дорівнювати швидкість кулі у момент, коли куля пройде 99% свого шляху (рух вважати рівнозмінім).

- 1.11.** Колесо обертається за законом $\varphi = 4 + 5t - t^3$. Знайти лінійну швидкість наприкінці другої секунди, повне прискорення точок, що лежать на ободі колеса радіусом 2 см.
- 1.12.** Тіло обертається так, що залежність кутової швидкості від часу дається рівнянням $\omega = 2 + 0,5t$. Знайти кількість обертів, що здійснюються тілом за перші 20 с.
- 1.13.** Точка рухається по колу радіусом 15 см з постійним тангенціальним прискоренням. В кінці четвертого оберту після початку руху лінійна швидкість точки 15 см/с. Визначити нормальне прискорення точки через 16 секунд після початку руху.
- 1.14.** Диск радіусом 10 см обертається так, що залежність лінійної швидкості точок, що лежать на ободі диска від часу задається рівнянням $v = At + Bt^2$, де $A = 0,3 \text{ м/с}^2$, $B = 0,1 \text{ м/с}^3$. Визначити момент часу, для якого вектор повного прискорення утворює з радіусом колеса кут 4° .
- 1.15.** Кінець хвилинної стрілки годинника пересунувся за 1 хвилину на 37 см. Яка довжина стрілки.
- 1.16.** Колесо радіусом 0,5 м котиться без ковзання по горизонтальній дорозі зі швидкістю 1 м/с. Визначте лінійні швидкості і прискорення точок, що лежать на кінцях вертикального і горизонтального діаметрів.
- 1.17.** На циліндр, який може обертатися навколо горизонтальній осі, намотана нитка. До кінця нитки прив'язаний вантаж, який рівноприскорено за час 3 с опустився на відстань 1,5 м. Визначити кутове прискорення циліндра, якщо його радіус 4 см.
- 1.18.** Диск обертається з кутовим прискоренням 2 с^{-2} . Скільки обертів зробить диск при зміні частоти обертання від 240 об/хв до 90 об/хв? Знайти час, протягом якого це станеться.
- 1.19.** Вентилятор обертається з частотою 900 об/хв. Після виключення вентилятора, обертаючись рівноуповільнено, зробив до зупинки 75 обертів. Скільки часу пройшло з моменту виключення до зупинки?
- 1.20.** Точка рухається по колу так, що залежність шляху від часу дається рівнянням $S = A + Bt + Ct^2$ м, де $B = -2 \text{ м/с}$ і $C = 1 \text{ м/с}^2$. Знайти повне прискорення

корення через 3 с після початку руху, якщо нормальне прискорення в момент 2 с, дорівнює $0,5 \text{ м/с}^2$.

1.21. За який час тіло зісковзує з похилої площини висотою 3 м і кутом нахилу 30° , якщо на похилій площині з кутом нахилу 20° воно рухається рівномірно?

1.22. Людина потягнула санки масою 8 кг з силою 100 Н за мотузку під кутом 30° до горизонту. Коефіцієнт тертя санок по снігу 0,1. Визначити прискорення, з яким почнуть рухатися санки.

1.23. При падінні тіла з великої висоти його швидкість при усталеному русі досягає 80 м/с. Визначити час, протягом якого, починаючи від початку падіння, швидкість стає рівною 40 м/с. Силу опору повітря прийняти пропорційною швидкості тіла.

1.24. Похила площина, що утворює кут 25° з горизонтом, має довжину 2 м. Тіло, рухаючись рівномірно, зісковзнуло з цієї площини за час 2 с. Визначити коефіцієнт тертя тіла.

1.25. Матеріальна точка масою 2 кг рухається під дією деякої сили відповідно до рівняння $x = A + Bt = Ct^2 + Dt^3$, де $C = 1 \text{ м/с}^2$, $D = -0,2 \text{ м/с}^3$. В який момент часу сила дорівнює нулю?

1.26. По похилій площині, що становить кут 15° з горизонтом пустили знизу вгору невелике тіло. Знайти коефіцієнт тертя, якщо час підйому тіла в 2 рази менше за час спуску.

1.27. Літак робить «мертву петлю» радіусом 500 м з постійною швидкістю 360 км/год. Знайти вагу льотчика, маса якого 70 кг в нижній і верхній точках петлі.

1.28. Кулька масою 200 г, прив'язана ниткою до підвісу, описує в горизонтальній площині коло, маючи постійну швидкість. Визначити швидкість кульки і період її обертання по колу, якщо довжина нитки 1 м, а її кут з вертикаллю становить 60° .

1.29. Кулька масою 500 г, підвішена на нерозтяжній нитці довжиною 1 м, робить коливання у вертикальній площині. Знайти силу натягу нитки

в момент, коли вона утворює з вертикаллю кут 60° . Швидкість кульки в цей момент $1,5 \text{ м/с}$.

1.30. Тіло масою 2 кг падає з висоти 5 м і занурюється в сніг на 50 см . Знайти середню силу опору снігу, якщо середня сила опору повітря 4 Н .

1.31. Тіло кинули вертикально вниз з початковою швидкістю 10 м/с з висоти 100 м . На якій висоті кінетична енергія тіла дорівнює його потенційної? Опір повітря не враховувати.

1.32. На краю столу висотою 1 м лежить тіло масою 100 г . У нього потрапляє куля масою 1 кг , яка рухається по столу перпендикулярно до його краю зі швидкістю 36 км/год . На якій відстані від столу (по горизонталі) тіло впаде на підлогу, якщо удар був абсолютно пружним? Тертям і опором повітря знехтувати.

1.33. Куля масою 9 г , що летить горизонтально, попадає в вантаж масою 8 кг , підвішений на легкому жорсткому стрижні, і застряє в ньому. При цьому вантаж з кулею піднімається на висоту 2 см . Визначити, з якою швидкістю летіла куля.

1.34. Брусок зісковзує по похилій площині довжиною 42 см і заввишки 7 см , а потім, пройшовши по горизонтальній площині відстань 142 см , зупиняється. Визначити коефіцієнт тертя, вважаючи його скрізь однаковим.

1.35. На вершині гладкої півсфери радіусом $0,5 \text{ м}$ знаходиться шайба масою 10 г . Шайба почала зісковзувати уздовж сфери під дією горизонтально направленої імпульсу сили $2 \text{ мН}\cdot\text{с}$. На якій висоті від основи півсфери шайба відірветься від її поверхні?

1.36. Яку мінімальну роботу треба зробити, щоб однорідний куб, що знаходиться на горизонтальній площині, перевернути з однієї грані на сусідню? Маса куба 100 кг , довжина його ребра 50 см .

1.37. Знайти кількість теплоти, яка виділилася при абсолютно непружньому зіткненні двох куль, які рухалися назустріч одна одній. Маса першої кулі $0,4 \text{ кг}$, її швидкість 3 м/с . Маса другої кулі $0,2 \text{ кг}$, швидкість 12 м/с .

1.38. Водій, розігнавшись по горизонтальному жолобу на мотоциклі, в'їжджає в вертикальну петлю у формі кола радіусом 8 м . Визначити мінімаль-

ну швидкість, з якою водій повинен в'їхати в петлю, щоб вдало закінчити номер (перед в'їздом в петлю водій вимикає двигун).

1.39. В наслідок пострілу з гармати снаряд масою 10 кг отримує кінетичну енергію 1,8 МДж. Визначити кінетичну енергію ствола гармати внаслідок віддачі, якщо маса снаряду 600 кг.

1.40. Однорідна куля маси 5 кг скочується без ковзання по похилій площині, що становить кут 30° з горизонтом. Знайти кінетичну енергію кулі через 1,6 с після початку руху.

1.41. Через нерухомий блок у вигляді однорідного суцільного циліндра масою 160 г перекинута невагома нитка, до кінців якої підвішені вантажі масами 200 г і 300 г. Нехтуючи тертям в осі блоку, визначити прискорення вантажів і сили натягу вантажів.

1.42. Колесо радіусом 30 см і масою 3 кг скочується по похилій площині довжиною 5 м і кутом нахилу 25° . Визначити момент інерції колеса, якщо його швидкість в кінці руху складала 4,6 м/с.

1.43. Поїзд масою 600 т, який відійшов від станції на 2,5 км досягнув швидкості 60 км/ч. Яку середню потужність розвиває локомотив, якщо коефіцієнт тертя 0,005.

1.44. Маховик, починає обертатися зі стану спокою з постійним кутовим прискоренням $0,4 \text{ рад/с}^2$. Визначити кінетичну енергію маховика через 25 секунд після початку руху, якщо через 10 секунд після початку руху момент імпульсу маховика становив $60 \text{ кг}\cdot\text{м}^2/\text{с}$.

1.45. Людина, що стоїть в центрі горизонтальної платформи, тримає в руках стрижень довжиною 2,5 м і масою 8 кг, розташований вертикально уздовж осі обертання платформи. Ця система (платформа і людина) має моментом інерції $10 \text{ кг}\cdot\text{м}^2$ і обертається з частотою 12 об/хв. Визначити частоту обертання системи, якщо стрижень повернути в горизонтальне положення.

1.46. Маховик у вигляді диска масою 50 кг і радіусом 20 см був розкручений до частоти обертання 480 об/хв. З часом внаслідок тертя маховик

зупинився. Знайти момент сил тертя, вважаючи його постійним, якщо до повної зупинки маховик зробив 200 обертів.

1.47. Олівець довжиною 15 см, поставлений вертикально, нахилиється навколо основи і падає на стіл. Яку лінійну швидкість матиме в кінці падіння верхній кінець олівця.

1.48. Однорідний стрижень довжиною 1 м підвішений на горизонтальній осі, що проходить через верхній кінець стрижня. На який кут треба відхилити стрижень, щоб нижній його кінець при проходженні положення рівноваги мав швидкість 5 м/с.

1.49. Обчислити момент інерції дротяного прямокутника зі сторонами 12 см і 16 см щодо осі, що лежить в площині прямокутника і проходить через середини малих сторін. Маса рівномірно розподілена по довжині дроту з лінійною густиною 0,1 кг/м.

1.50. Хлопчик котить обруч по горизонтальній дорозі зі швидкістю 7,2 км/год. На яку відстань може вкотитися обруч на гірку за рахунок його кінетичної енергії? Ухил гірки дорівнює 10 м на кожні 100 м шляху.

Розділ 2. «Молекулярно-кінетична теорія і класична термодинаміка»

2.1. Визначте середню кінетичну енергію молекули двоатомного газу, якщо концентрація молекул $2 \cdot 10^{26} \text{ м}^{-3}$ а тиск 0,8 МПа.

2.2. У посудині об'ємом 1 л при температурі 183°C знаходиться $1,62 \cdot 10^{22}$ молекул газу. Який буде тиск газу, якщо об'єм посудини ізотермічно збільшити в 5 разів.

2.3. При зменшенні об'єму незмінної маси газу в 2 рази тиск збільшився на 120 кПа, а абсолютна температура зросла на 10%. Яким був початковий тиск?

2.4. Визначити, у скільки разів відрізняється коефіцієнт дифузії молекул азоту і вуглекислого газу, якщо вони знаходяться при однакових температурах і тиску. Ефективні діаметри молекул цих газів вважати однаковими.

2.5. Таблетка аспіріну ($C_9H_8O_4$) має густину $1,37 \text{ г/см}^3$. Чому дорівнює концентрація молекул аспіріну?

2.6. У посудині об'ємом $0,3 \text{ л}$ при температурі 290 К знаходиться деякий газ. На скільки знизиться тиск газу в посудині, якщо з неї вийде 10^{19} молекул?

2.7. Визначити відношення тиску повітря на висоті 1 км до тиску на дні свердловини глибиною 1 км . Повітря у поверхні Землі знаходиться при нормальних умовах, і його температура не залежить від висоти.

2.8. Кисень знаходиться при нормальних умовах. Визначити коефіцієнт теплопровідності кисню, якщо ефективний діаметр його молекул дорівнює $0,36 \text{ нм}$.

2.9. Визначити масу азоту, що пройшов внаслідок дифузії через площадку 50 см^2 за 20 с , якщо градієнт густини в напрямі, перпендикулярному площі, дорівнює $1,37 \text{ кг/см}^4$. Температура азоту 17°C , а середня довжина вільного пробігу його молекул дорівнює 1 мкм .

2.10. Яка максимальна кількість молекул газу має перебувати в 1 см^3 сферичної посудини, діаметр якого дорівнює 15 см , щоб молекули не стикалися одна з одною? Діаметр молекули прийняти рівним $0,3 \text{ нм}$.

2.11. Внаслідок ізотермічного розширення маси $8,2 \text{ г}$ деякого газу в $4,5$ рази виконується робота 820 Дж . Знайти середню квадратичну швидкість молекул газу.

2.12. У вертикально розташованому циліндрі з площею основи 100 см^2 під поршнем масою 10 кг знаходиться повітря. Яку роботу виконує повітря, якщо в процесі його ізобарного нагрівання поршень піднімається на $0,2 \text{ м}$. Атмосферний тиск нормальний.

2.13. Кисень масою $0,3 \text{ кг}$ при температурі 320 К охолодили ізохорно, внаслідок чого його тиск зменшився в 3 рази. Потім газ ізобарно розширили так, що його температура стала рівною початковій температурі. Яку роботу виконав газ і як змінилася його внутрішня енергія?

2.14. Деякий газ при нормальних умовах має питомий об'єм $0,7 \text{ м}^3/\text{кг}$. Визначити його питомі теплоємності при сталому об'єму та сталому тиску.

- 2.15.** Двоатомний ідеальний газ в кількості 2 молей нагрівають при сталому об'ємі до температури 289 К. Визначити кількість теплоти, яку необхідно йому передати, щоб збільшити тиск газу в 3 рази.
- 2.16.** Кисень об'ємом 1 л знаходиться під тиском 1 МПа. Визначити, яку кількість теплоти необхідно передати газу, щоб збільшити його об'єм удвічі в результаті ізобарного процесу.
- 2.17.** Азот масою 1 кг займає при температурі 300 К об'єм $0,5 \text{ м}^3$. В результаті адіабатичного стискання тиск газу збільшився в 3 рази. Визначити зміну внутрішньої енергії газу.
- 2.18.** У закритій посудині об'ємом 2 л знаходиться азот, густина якого $1,4 \text{ кг/м}^3$. Яку кількість теплоти треба передати азоту, щоб нагріти його в цих умовах на 100°C ?
- 2.19.** Азот масою 10 г знаходиться в закритій посудині при температурі 7°C . Яку кількість теплоти треба передати азоту, щоб збільшити середню квадратичну швидкість його молекул удвічі?
- 2.20.** Газ розширюється адіабатно, і при цьому об'єм його збільшується вдвічі, а абсолютна температура падає в 1,32 рази. Яке число ступенів вільності мають молекули цього газу?
- 2.21.** Визначте ККД циклу Карно, якщо температури нагрівача і холодильника відповідно 200°C та 11°C . На скільки потрібно підвищити температуру нагрівача, щоб ККД циклу підвищився вдвічі.
- 2.22.** Від ідеальної теплової установки, що працює за циклом Карно, відводиться щогодини за допомогою холодильника 270 МДж теплоти при температурі 9°C . Визначте потужність установки, якщо кількість переданої теплоти дорівнює 900 МДж/г.
- 2.23.** Яку максимальну корисну потужність може розвивати двигун автомобіля, якщо він витрачає протягом 1 год 5 кг бензину? Температура газів в циліндрі двигуна 1200 К. Відпрацьовані гази мають температуру 370 К.
- 2.24.** У циклі Карно робочим тілом є двоатомний газ. Визначити ККД в циклі, якщо при адіабатичному розширенні об'єм газу збільшується з 8 до $10,2 \text{ дм}^3$.

2.25. Ідеальний газ здійснює цикл Карно. Газ отримав від нагрівача кількість теплоти 5,5 кДж і здійснив роботу 1100 Дж. Визначити ККД циклу і відношення температур нагрівача і холодильника.

2.26. З якої висоти має впасти молот масою 1 т на мідну болванку масою 25 г, щоб вона повністю розплавилася? Вважати, що болванці передається 50 % виділеної теплоти. Початкова температура мідної болванки 23°C.

2.27. В ідеальній тепловій машині за рахунок кожного кілоджоуля енергії, одержуваної від нагрівача, здійснюється робота 300 Дж. Визначити ККД машини і температуру холодильника, якщо температура нагрівача 400 К.

2.28. Газ, який здійснює цикл Карно, 70% теплоти, отриманої від нагрівача, віддає холодильнику. Температура нагрівача 430 К. Визначити температуру холодильника.

2.29. Газ здійснює цикл Карно. Температура холодильника 280 К, нагрівача 380 К. У скільки разів збільшиться ККД циклу, якщо температуру нагрівача підвищити на $T = 200^{\circ}\text{C}$.

2.30. Масу 7 г вуглекислого газу нагріли на 10°C в умовах вільного розширення. Знайти роботу розширення газу і зміну його внутрішньої енергії.

Розділ 3. «Електростатика. Електродинаміка. Електричний струм»

3.1. У вершинах рівностороннього трикутника знаходяться однакові позитивні заряди 2 нКл кожен. Який негативний заряд необхідно помістити в центр трикутника, щоб сила притягання з його боку врівноважувала сили відштовхування позитивних зарядів?

3.2. Чотири однакових по модулю точкових заряди по 20 нКл кожен, два з яких є позитивними (розташовані поруч), а два негативні, розміщені в вершинах квадрата зі стороною 20 см. Знайти силу, що діє на помещений в центрі квадрата позитивний точковий заряд 20 нКл.

3.3. Тонкий стрижень довжиною 20 см рівномірно заряджений з лінійною густиною 1 нКл/см. Визначити напруженість поля, створеного стрижнем в точці на продовженні його осі на відстані 10 см від ближнього кінця.

3.4. Є дві металеві концентричні сфери, радіуси яких 5 см і 10 см і заряди $2 \cdot 10^{-8}$ Кл та 10^{-8} Кл. Визначити напруженість поля, створеного цими сферами, в точках, віддалених від центрів сфер на відстанях 3,8 см, 6 см і 14 см.

3.5. Кулька масою 5 г і зарядом 20 нКл підвішена на нитці в однорідному електричному полі напруженістю 3 МВ/м, що спрямована вниз під кутом 45° до вертикалі. Знайти силу натягу нитки.

3.6. Електрон, що рухався горизонтально зі швидкістю 1,6 Мм/с, влетів в однорідне електричне поле напруженістю 90 В/см, спрямоване вертикально вгору. Яка буде по модулю і напрямку (щодо напрямлення початкової швидкості) швидкість електрона через 1 нс.

3.7. На відстані 50 см від поверхні кулі радіусом 9 см, зарядженої до потенціалу 25 кВ, знаходиться точковий заряд 10^8 Кл. Яку роботу треба здійснити для зменшення відстані між кулею і зарядом до 20 см.

3.8. Дві однакових кульки радіусом 1 см кожен перебувають в гасі на відстані 10 см одна від одної і взаємодіють з силою $3,2 \cdot 10^4$ Н. Визначити потенціал кульок.

3.9. Кулька що має радіус 4 см отримала заряд 630 нКл. Який заряд перейде на кульку радіусом 2 мм, якщо її з'єднати з великою кулькою? Ємністю з'єднувального провідника знехтувати.

3.10. Відстань між пластинами плоского повітряного конденсатора, приєднаного до джерела напруги 180 В, дорівнює 5 мм. Площа пластин конденсатора 175 см^2 . Знайти роботу по рознесенню пластин до відстані 12 мм, якщо конденсатор перед розсуванням пластин відключили від джерела.

3.11. Визначити заряд, що пройшов по дроту опором 3 Ом при рівномірному наростанні напруги на кінцях дроту від 2 В до 4 В протягом 20 с.

3.12. Дві групи з трьох послідовно з'єднаних елементів з'єднані паралельно. ЕРС кожного елемента дорівнює 1,2 В, внутрішній опір 0,2 Ом. Отримана батарея замкнута на зовнішній опір 1,5 Ом. Знайти силу струму в зовнішньому колі.

3.13. Лампочка і реостат, з'єднані послідовно, приєднані до джерела струму. Напруга на затискачах лампочки дорівнює 40 В, опір реостата 10 Ом. Зовнішній ланцюг споживає потужність 120 Вт. Знайти силу струму в колі.

3.14. Сила струму в провіднику опором 100 Ом рівномірно наростає від нуля до 10 А протягом 30 с. Визначити кількість теплоти, що виділилася за цей час в провіднику.

3.15. Визначити, який струм створює електрон, що обертається навколо ядра в атомі водню, якщо радіус його орбіти прийняти рівним $5,3 \cdot 10^{-9}$ см.

3.16. ЕРС батарейки кишенькового ліхтаря 4,5 В, її внутрішній опір 3 Ом. Скільки таких батарейок потрібно з'єднати послідовно, щоб живити лампу, розраховану на напругу 220 В і потужність 60 Вт?

3.17. Два елементи, ЕРС яких 1,9 В і 1,1 В, внутрішні опору 0,8 Ом і 0,1 Ом, з'єднані паралельно однойменними полюсами, замкнуті на зовнішній опір 10 Ом. Визначити силу струму в зовнішньому колі.

3.18. Елемент замикається перший раз на зовнішній опір 5 Ом і дає силу струму 0,25 А, другий раз - на зовнішній опір 9 Ом і дає силу струму 0,15 А. Яку силу струму дає елемент, якщо його замкнути накоротко?

3.19. В електричному колі при зовнішніх опорах 2 Ом і 0,1 Ом виділяється однакова потужність. Знайти внутрішній опір джерела.

3.20. Електроплита потужністю 550 Вт для мережі з напругою 220 В була включена в мережу з напругою 127 В. Яка потужність споживається при такому включенні?

3.21. В електричне коло включені чотири опору по 1 кОм кожне і джерела, ЕРС яких $\varepsilon_1 = 1,5$ В, $\varepsilon_2 = 1,8$ В (рис. 3.21). Визначити силу струму в усіх опорах. Внутрішніми опорами джерел знехтувати.

3.22. Опори $R_1 = 1000$ Ом, $R_2 = 500$ Ом і $R_3 = 200$ Ом, $\varepsilon_1 = 1,8$ В (рис. 3.22). Амперметр

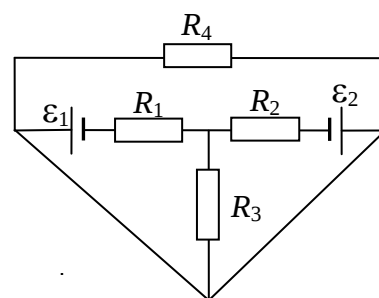


Рисунок 3.21

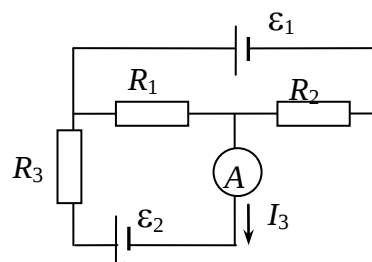


Рисунок 3.22

реєструє силу струму $I_3 = 0,5 \text{ мА}$ в напрямку стрілки. Визначити ε_2 , нехтуючи внутрішнім опором елементів і внутрішнім опором амперметра.

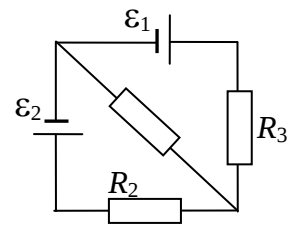


Рисунок 3.23

3.23. В схемі (рис. 3.23) $\varepsilon_1 = 2 \text{ В}$, $\varepsilon_2 = 1,5 \text{ В}$, $R_1 = 40 \text{ Ом}$, $R_2 = 10 \text{ Ом}$ і $R_3 = 10 \text{ Ом}$. Внутрішнім опором елементів можна знехтувати. Визначити силу струму в усіх ділянках кола.

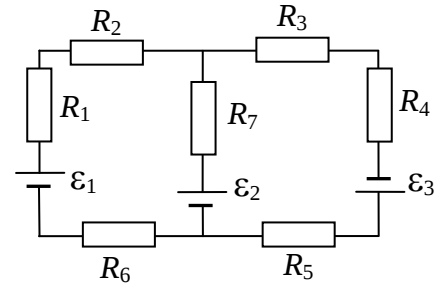


Рисунок 3.24

3.24. В схемі (рис. 3.24) $\varepsilon_1 = 10 \text{ В}$, $\varepsilon_2 = 20 \text{ В}$, $\varepsilon_3 = 30 \text{ В}$, $R_1 = 1 \text{ Ом}$, $R_2 = 2 \text{ Ом}$, $R_3 = 3 \text{ Ом}$, $R_4 = 4 \text{ Ом}$, $R_5 = 5 \text{ Ом}$ і $R_6 = 6 \text{ Ом}$, $R_7 = 7 \text{ Ом}$. Внутрішній опір джерел струму дуже малий. Знайти сили струмів у всіх ділянках кола.

3.25. Визначити сили струмів, що протікають в опорах R_1 та R_2 (рис. 3.25), якщо $\varepsilon_1 = 10 \text{ В}$, $\varepsilon_2 = 4 \text{ В}$, $R_1 = R_2 = 2 \text{ Ом}$, $R_3 = R_4 = 4 \text{ Ом}$. Опорами джерел знехтувати.

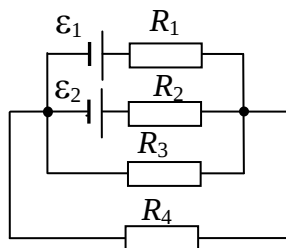


Рисунок 3.25

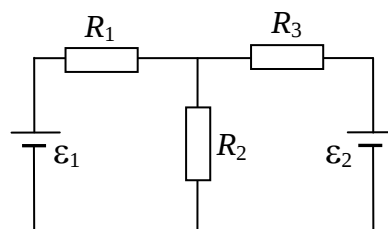


Рисунок 3.26

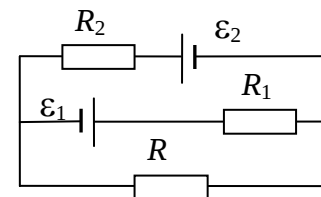


Рисунок 3.27

3.28. Знайти струм через опір R_1 (рис. 3.28), якщо $\varepsilon_1 = 1,5 \text{ В}$, $\varepsilon_2 = 2 \text{ В}$, $\varepsilon_3 = 2,5 \text{ В}$, $R_1 = 10 \text{ Ом}$, $R_2 = 20 \text{ Ом}$, $R_3 = 30 \text{ Ом}$. Внутрішніми опорами джерел знехтувати.

3.29. Батареї мають $\varepsilon_1 = 2 \text{ В}$, $\varepsilon_2 = 4 \text{ В}$, $\varepsilon_3 = 6 \text{ В}$, опори $R_1 = 4 \text{ Ом}$, $R_2 = 6 \text{ Ом}$, $R_3 = 8 \text{ Ом}$ (рис. 3.29). Знайти струми в усіх ділянках кола.

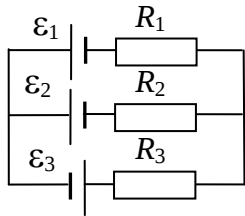


Рисунок 3.28

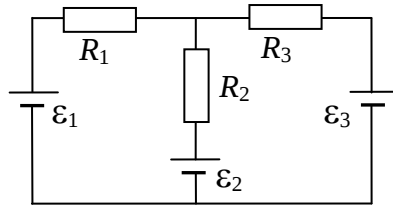


Рисунок 3.29

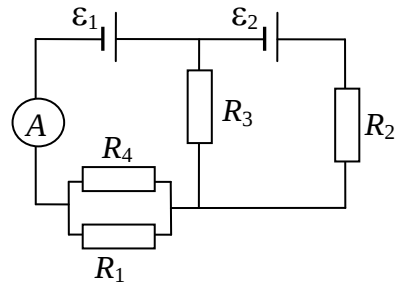


Рисунок 3.30

3.30. Батареї мають ЕРС $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 100 \text{ В}$, опори $R_1 = 20 \text{ Ом}$, $R_2 = 10 \text{ Ом}$, $R_3 = 40 \text{ Ом}$, $R_4 = 30 \text{ Ом}$ (рис. 3.30). Знайти показ амперметра.

Розділ 4. «Магнітне поле у вакуумі та речовині.

Електромагнітне поле»

4.1. Два довгих паралельних дроти знаходяться на відстані $r = 5 \text{ см}$ один від другого. По проводам течуть в протилежних напрямках однакові струми $I = 10 \text{ А}$ кожен. Знайти напруженість H магнітного поля в точці, що знаходиться на відстані $r_1 = 2 \text{ см}$ від одного і $r_2 = 3 \text{ см}$ від другого.

4.2. По двох нескінченно довгим прямим паралельним проводам течуть струми $I_1 = 20 \text{ А}$ і $I_2 = 30 \text{ А}$ в одному напрямку. Відстань d між проводами дорівнює 10 см . Знайти магнітну індукцію B в точці, віддаленій від обох проводів на однакову відстань $r = 10 \text{ см}$.

4.3. По контуру у вигляді квадрата тече струм $I = 50 \text{ А}$. Довжина сторони квадрата дорівнює 20 см . Визначити магнітну індукцію B в точці перетину діагоналей.

4.4. Рамка гальванометра довжиною $a = 4 \text{ см}$ і шириною $b = 1,5 \text{ см}$ містить $N = 200$ витків тонкого дроту, знаходиться в магнітному полі з індукцією $B = 0,1 \text{ Тл}$. Площина рамки паралельна лініям індукції. Знайти:
1) механічний момент, що діє на рамку, коли по витку тече струм $I = 1 \text{ мА}$;
2) магнітний момент рамки при цьому струмі.

- 4.5.** Коротка котушка площею S поперечного перерізу 150 см^2 , містить $N = 200$ витків дроту, по якому тече струм $I = 4 \text{ А}$. Котушка розташована в однорідному магнітному полі напруженістю $H = 8 \text{ кА/м}$. Визначити магнітний момент котушки а також обертальний момент, діючий на неї з боку поля, якщо вісь котушки становить кут 60° з лініями індукції.
- 4.6.** Потік магнітної індукції крізь соленоїд (без осердя) дорівнює $5 \cdot 10^{-6} \text{ Вб}$. Знайти магнітний момент цього соленоїда. Довжина соленоїда 25 см .
- 4.7.** Дротяний виток радіусом $R = 20 \text{ см}$ розташований в площині магнітного меридіана. У центрі витка встановлений компас. Який струм тече по витку, якщо магнітна стрілка компаса відхилена на кут 9° від площини магнітного меридіана? Горизонтальна складова магнітної індукції поля Землі 20 мкТл .
- 4.8.** Виток діаметром $d = 20 \text{ см}$ може обертатися навколо вертикальної осі, що збігається з одним з діаметрів витка. Виток встановили в площині магнітного меридіана та пустили по ньому струм $I = 10 \text{ А}$. Знайти механічний момент, який потрібно прикласти до витка, щоб утримати його в початковому положенні. Горизонтальна складова магнітної індукції поля Землі прийняти рівною 20 мкТл .
- 4.9.** Дротяний виток радіусом $R = 5 \text{ см}$ знаходиться в однорідному магнітному полі напруженістю $H = 2 \text{ кА/м}$. Площина витка утворює кут 60° з напрямом поля. По витку тече струм $I = 4 \text{ А}$. Знайти механічний момент, що діє на виток.
- 4.10.** Соленоїд довжиною $l = 0,5 \text{ м}$ містить $N = 1000$ витків. Визначити магнітну індукцію B поля всередині соленоїда, якщо опір його обмотки $R = 120 \text{ Ом}$, а напруга на її кінцях $U = 60 \text{ В}$.
- 4.11.** Квадратна рамка зі стороною $a = 10 \text{ см}$, по якій тече струм $I = 200 \text{ А}$, вільно встановилася в однорідному магнітному полі ($B = 0,2 \text{ Тл}$). Визначити роботу, яку необхідно здійснити при повороті рамки навколо осі, що лежить в площині рамки перпендикулярно лініям магнітної індукції, на кут $\theta = 2\pi/3$.

- 4.12.** Електрон зі швидкістю $v = 10 \text{ Мм/с}$, влетів в однорідне магнітне поле перпендикулярно лініям магнітної індукції. Індукція магнітного поля $B = 0,1 \text{ Тл}$. Визначити нормальне і тангенціальне прискорення електрона.
- 4.13.** Електрон, який влетів в однорідне магнітне поле з магнітною індукцією $B = 2 \text{ Тл}$, рухається по круговій орбіті радіусом $R = 15 \text{ см}$. Визначити магнітний момент еквівалентного кругового струму.
- 4.14.** Електрон рухається в магнітному полі з індукцією $B = 0,02 \text{ Тл}$ по колу радіусом $R = 1 \text{ см}$. Визначити кінетичну енергію електрона (в джоулях і електрон-вольтах).
- 4.15.** Визначити частоту обертання електрона по круговій орбіті в магнітному полі, індукція B якого дорівнює $0,2 \text{ Тл}$.
- 4.16.** Плоский контур, площа якого дорівнює 300 см^2 знаходиться в однорідному магнітному полі з індукцією $B = 0,01 \text{ Тл}$. Площина контуру перпендикулярна лініям індукції. У контурі підтримується незмінний струм $I = 10 \text{ А}$. Визначити роботу A зовнішніх сил по переміщенню контура зі струмом в область простору, магнітне поле в якій відсутнє.
- 4.17.** Виток, по якому тече струм $I = 20 \text{ А}$, вільно встановився в однорідному магнітному полі з індукцією $B = 0,016 \text{ Тл}$. Діаметр d витка дорівнює 10 см . Визначити роботу A , яку потрібно зробити, щоб повернути виток на кут $\alpha = \pi/2$ щодо осі, що збігається з діаметром. Те ж, якщо кут $\alpha = 2\pi$.
- 4.18.** Потік магнітної індукції через площу поперечного перерізу соленоїда (без сердечника) дорівнює $\Phi = 1 \text{ мкВб}$. Довжина соленоїда $l = 12,5 \text{ см}$. Визначити магнітний момент цього соленоїда.
- 4.19.** В однорідному магнітному полі з індукцією $B = 0,01 \text{ Тл}$ знаходиться прямий провід довжиною $l = 8 \text{ см}$, розташований перпендикулярно лініям індукції. По дроту тече струм $I = 2 \text{ А}$. Під дією сил поля провід перемістився на відстань $S = 5 \text{ см}$. Знайти роботу A сил поля.
- 4.20.** Індуктивність соленоїда довжиною 1 м і площею поперечного перерізу 20 см^2 дорівнює $0,4 \text{ мГн}$. Визначити силу струму в соленоїді, при якій об'ємна густина енергії магнітного поля всередині соленоїда дорівнює $0,1 \text{ Дж/см}^3$.

- 4.21.** На соленоїд довжиною 20 см і площею поперечного перерізу 30 см^2 надітий дрітаний виток. Соленоїд має 320 витків, і по ньому тече струм 3 А. Яка середня ЕРС індукується в надітому на соленоїд витку, коли струм в соленоїді вимикається протягом 0,001 с?
- 4.22.** В однорідному магнітному полі ($B = 0,2 \text{ Тл}$) рівномірно обертається прямокутна рамка, яка містить $N = 200$ витків, які щільно прилягають одна до одної. Площа рамки $S = 100 \text{ см}^2$. Визначити частоту обертання рамки, якщо максимальна ЕРС, яка індукується в ній $\epsilon_{\max} = 12,6 \text{ В}$.
- 4.23.** Через котушку, індуктивність L якої дорівнює 200 мГн, тече струм, що змінюється за законом $I = 2 \cos 3t$. Визначити: 1) закон зміни ЕРС самоіндукції; 2) максимальне значення ЕРС самоіндукції.
- 4.24.** Котушку індуктивністю $L = 0,6 \text{ Гн}$ підключають до джерела струму. Визначити опір котушки, якщо за час $t = 3 \text{ с}$ сила струму через котушку досягає 80% граничного значення.
- 4.25.** Соленоїд містить $N = 1000$ витків. Сила струму I в його обмотці дорівнює 1 А, магнітний потік Φ через поперечний переріз соленоїда дорівнює 0,1 мВб. Обчислити енергію W магнітного поля.
- 4.26.** В однорідному магнітному полі рівномірно обертається прямокутна рамка з частотою $\nu = 600 \text{ хв}^{-1}$. Амплітуда ЕРС, що індукується в рамці, дорівнює $\epsilon = 3 \text{ В}$. Визначити максимальний магнітний потік через рамку.
- 4.27.** У магнітному полі, індукція якою дорівнює 0,1 Тл, розташована квадратна рамка з мідного дроту. Площа поперечного перерізу дроту 1 мм^2 , площа рамки 25 см^2 . Нормаль до площини рамки спрямована по силових лініях поля. Яка кількість заряду пройде по контуру рамки при зникненні магнітного поля?
- 4.28.** Соленоїд містить $N = 1000$ витків. Площа S перетину осердя дорівнює 10 см^2 . По обмотці тече струм, що створює поле з індукцією $B = 1,5 \text{ Тл}$. Знайти середню ЕРС індукції, що виникає в соленоїді, якщо струм зменшиться до нуля за $t = 500 \text{ мкс}$.
- 4.29.** Магнітна індукція B поля між полюсами двополюсного генератора дорівнює 0,8 Тл. Ротор має $N = 100$ витків площею $S = 400 \text{ см}^2$. Визначити

частоту обертання якоря, якщо максимальне значення ЕРС індукції $\varepsilon_1 = 200$ В.

Розділ 5. «Фізика механічних і електромагнітних коливань та хвиль»

5.1. Швидкість матеріальної точки, що здійснює гармонічні коливання, задається рівнянням $v(t) = -6 \sin 2\pi t$. Записати залежність зміщення цієї точки від часу.

5.2. Рівняння коливань матеріальної тачки масою 10 г має вигляд $x = 5 \sin\left(\frac{\pi}{5}t + \frac{\pi}{4}\right)$ см. Знайти максимальну силу, що діє на точку, і повну енергію коливань точки.

5.3. Матеріальна точка коливається відповідно до рівняння $x = A \cos \omega t$, де $A = 5$ см і $\omega = \pi / 12$ с⁻¹. Коли повертальна сила F в перший раз досягає значення 12 мН, потенційна енергія точки виявляється рівною 0,15 мДж. Визначити цей момент часу t .

5.4. Спиральна пружина має жорсткість $k = 25$ Н/м. Визначити, тіло якої масою повинно бути підвішено до пружини, щоб за $t = 1$ хв відбувалося 25 коливань.

5.5. Матеріальна точка, яка здійснює гармонічні коливання з частотою $\nu = 1$ Гц в момент часу $t = 0$ проходить положення, яке визначається координатою $x_0 = 5$ см, зі швидкістю $v_0 = 15$ см/с. Визначити амплітуду коливань.

5.6. Амплітуда результуючих коливань, отриманих при додаванні двох однаково спрямованих гармонійних коливань однакової частоти, що мають різницю фаз в 60° , дорівнює $A = 6$ см. Визначити амплітуду A_2 другого коливання, якщо $A_1 = 5$ см.

5.7. Матеріальна точка приймає участь в двох коливаннях з однаковими початковими фазами $\varphi_0 = \pi/2$ та однаковими періодами $T = 3$ с. Амплітуда коливань становить $A_1 = 3$ см та $A_2 = 4$ см. Визначити амплітуду та початкову фазу результуючого коливання, записати його рівняння (за законом косинуса), якщо коливання відбуваються в одному напрямку.

5.8. Рівняння зміни сили струму в коливальному контурі з часом дається у вигляді $I = 0,02 \sin 400\pi t$ А: Індуктивність контуру 1 Гн. Знайти: 1) період коливань. 2) ємність контуру, 3) максимальну різницю потенціалів на обкладках конденсатора, 4) максимальну енергію магнітного поля, 5) максимальну енергію електричного поля.

5.9. Коливальний контур містить конденсатор з електроємністю $C = 0,04$ мкФ, котушку з індуктивністю $L = 1,6$ мГн і має дуже малий електроопір. Максимальна напруга на обкладинках конденсатора дорівнює $U_{\max} = 200$ В. Визначити максимальну силу струму $I_{\max}$ в контурі.

5.10. Період згасаючих коливань становить $T = 1$ с, логарифмічний декремент загасання $\delta = 0,3$, початкова фаза дорівнює 0. Зміщення точки при $t = 2T$ становить 5 см. Записати рівняння руху цього коливання за законом косинусу.

5.11. При спостереженні затухаючих коливань з'ясувалося, що для двох послідовних коливань амплітуда другого менше амплітуди першого на 60%. Період згасаючих коливань $T = 0,5$ с. Визначити коефіцієнт згасання.

5.12. Період згасаючих коливань $T = 1$ с, логарифмічний декремент загасання $\delta = 0,3$, початкова фаза дорівнює нулю. Зміщення точки при $t = 2T$ становить 5 см. Записати рівняння руху цього коливання.

5.13. Математичний маятник довжиною 0,5 м, виведений з положення рівноваги, відхилився при першому коливанні на 5 см, а при другому (в ту ж сторону) – на 4 см. Знайти час релаксації (час, протягом якого амплітуда коливань зменшиться в e раз, де e – основа натурального логарифму.)

5.14. За час, впродовж якого система здійснила $N = 50$ повних коливань, амплітуда зменшилась вдвічі. Визначити добротність системи.

5.15. Визначити логарифмічний декремент загасання δ , якщо амплітуда коливань маятника A_1 довжиною $l = 1$ м за час $t = 10$ хв зменшилась у 2 рази.

5.16. У мережу змінного струму з діючим значенням напруги 120 В послідовно включені провідник з активним опором 10 Ом і котушка індуктивністю 0,1 Гн. Визначити частоту струму, якщо амплітудне значення сили струму в колі дорівнює 5 А.

5.17. Визначити логарифмічний декремент, при якому енергія коливального контуру з $N = 5$ повних коливань зменшується в 8 разів. Коливальний контур складається з конденсатора ємністю $C = 2,22$ нФ і котушки, намотаною з мідного дроту діаметром $d = 0,5$ мм. Довжина котушки $l = 20$ см. Знайти логарифмічний декремент згасання коливань.

5.18. Коливальний контур складається з індуктивності 10^2 Гн, ємності $0,405$ мкФ і опору 2 Ом. Знайти, у скільки разів зменшиться різниця потенціалів на обкладках конденсатора за один період.

5.19. Коливальний контур має ємність $1,1$ нФ і індуктивність $5 \cdot 10^{-3}$ Гн. Логарифмічний декремент згасання дорівнює $0,005$. За який час енергія контуру зменшиться внаслідок згасання до 99%?

5.20. Звукові коливання з частотою $\nu = 450$ Гц і амплітудою $A = 0,3$ мм поширюються в пружному середовищі. Довжина хвилі $\lambda = 80$ см. Визначити: 1) швидкість поширення хвиль; 2) максимальну швидкість частинок середовища.

5.21. Рівняння незгасаючих коливань має вид $x = 4\sin 600\pi t$ см. Знайти зміщення від положення рівноваги точки, що знаходиться на відстані 75 см від джерела коливань, через $0,01$ с після початку коливань. Швидкість поширення коливань становить 300 м/с.

5.22. Знайти зміщення від положення рівноваги точки, віддаленої від джерела коливань на відстані $l = \lambda/12$, для моменту $t = T/6$. Амплітуда коливань $A = 0,05$ м.

5.23. Знайти різницю фаз коливань двох точок, що лежать на промені і віддалених на відстань 2 м один від одного, якщо довжина хвилі 1 м.

5.24. Хвиля розповсюджується у пружному середовищі зі швидкістю 100 м/с. Визначити довжину хвилі та частоту коливань, якщо мінімальна відстань між точками середовища, фаза коливань яких становить 2π , дорівнює $0,1$ м.

5.25. Зміщення від положення рівноваги точки, що знаходиться на відстані $x = 2$ см від джерела коливань, в момент часу $t = T/4$ дорівнює половині

амплітуди. Визначити довжину біжучої хвилі, якщо початкова фаза коливань дорівнює нулю. Зміщення записати за законом косинусу.

5.26. В момент часу $t = T/2$ зміщення точки від положення рівноваги дорівнює половині амплітуди. Визначити довжину біжучої хвилі, якщо штока знаходиться на відстані $x = 4$ см від джерела коливань, що відбуваються за законом косинуса, а початкова фаза $\varphi_0 = 0$.

5.27. На якій відстані від джерела коливань, що відбуваються за законом косинусу, в момент часу $t = T/4$ зміщення точки від положення рівноваги дорівнює половині амплітуди? Хвильове число становить $k = 19 \text{ м}^{-1}$, а початкова фаза коливань дорівнює нулю.

5.28. Рівняння незгасаючих коливань дано у вигляді $x = 4 \sin 600\pi t$ см. Знайти зміщення від положення рівноваги точки, що знаходиться на відстані 75 см від джерела коливань, через 0,01 с після початку коливань. Швидкість поширення коливань 300 м/с.

5.29. Визначити швидкість v поширення хвиль у пружному середовищі, якщо різниця фаз коливань двох точок середовища, що знаходяться на відстані $\Delta x = 10$ см одна від одної, $\varphi_2 - \varphi_1 = \pi/3$. Частота коливань $\nu = 25$ Гц.

5.30. Знайти максимальне прискорення $\ddot{\psi}$ і максимальну швидкість $\dot{\psi}$ частинки повітря в ультразвуковій хвилі з частотою $\nu = 5 \cdot 10^4$ Гц, якщо амплітуда зміщення частинки $A_0 = 0,1$ мкм.

5.31. Визначити довжину електромагнітної хвилі в вакуумі, на яку налаштований коливальний контур, якщо максимальний заряд на обкладинках конденсатора $q_m = 50$ нКл, а максимальна сила струму в контурі $I_m = 1,5$ А. Активним опором контуру знехтувати.

5.32. Електромагнітна хвиля з частотою $\nu = 5$ МГц переходить з немагнітного середовища з діелектричною проникністю $\epsilon = 2$ у вакуум. Визначити приріст її довжини хвилі.

5.33. Хвилі якої довжини λ прийматиме радіоприймач, якщо його контур має конденсатор ємністю $C = 450$ пФ і котушку з індуктивністю $L = 1,5$ мГн?

5.34. Величина напруженості E електричного поля в електромагнітній хвилі з довжиною хвилі $\lambda = 6 \cdot 10^3$ м в момент часу $t = T/4$ (T – період коливань) дорівнює половині амплітуди. Знайти відстань x точки від джерела коливань.

5.35. Відстань між першою та дванадцятою пучностями стоячої хвилі становить 44 см. Визначте довжину біжучої хвилі.

5.36. Визначити довжину l_1 відрізка на якому укладається стільки ж довжин хвиль у вакуумі, скільки їх укладається на відрізок $l_2 = 1$ м у воді?

Розділ 6. «Геометрична та хвильова оптика»

6.1. Пучок монохроматичних ($\lambda = 0,6$ мкм) світлових хвиль падає під кутом 30° на мильну плівку, що знаходиться в повітрі ($n = 1,3$). При якій найменшій товщині d плівки відбиті світлові хвилі будуть максимально ослаблені інтерференцією? Максимально посилені?

6.2. Дві плоско-паралельні скляні пластинки утворюють клин з кутом $30''$. Простір між пластинками заповнено гліцерином. На клин нормально до його поверхні падає пучок монохроматичного світла з довжиною хвилі $\lambda = 500$ нм. У відбитому світлі спостерігається інтерференційна картина. Яке число N темних інтерференційних смуг припадає на 1 см довжини клину?

6.3. На установці для спостереження кілець Ньютона було виміряне в відбитому світлі радіус третього темного кільця ($k = 3$). Коли простір між плоско-паралельною пластиною і лінзою заповнили рідиною, то той же радіус стало мати кільце з номером, на одиницю більшим. Визначити показник заломлення рідини.

6.4. В установці для спостереження кілець Ньютона простір між лінзою і скляною пластинкою заповнений рідиною. Визначити показник заломлення рідини, якщо радіус третього світлого кільця 3,65 мм. Спостереження ведеться в прохідному світлі. Радіус кривизни лінзи 10 м. Довжина хвилі світла 589 нм.

- 6.5.** На скляний клин падає нормально пучок світла ($\lambda = 582$ нм). Кут клина дорівнює $20''$. Яке число темних інтерференційних смуг припадає на одиницю довжини клина? Показник заломлення скла 1,5.
- 6.6.** Відстань між п'ятим і двадцять п'ятим світлими кільцями Ньютона дорівнює 9 мм. Радіус кривизни лінзи 15 м. Знайти довжину хвилі монохроматичного світла, що падає нормально на установку. Спостереження проводиться у відбитому світлі.
- 6.7.** Установка для спостереження кілець Ньютона у відбитому світлі освітлюється монохроматичним світлом $\lambda = 500$ нм, що падає нормально. Простір між лінзою і скляною пластинкою заповнено водою. Знайти товщину шару води між лінзою і скляною пластинкою в тому місці, де спостерігається третє світле кільце.
- 6.8.** На поверхню скляного об'єктива ($n_1 = 1,5$) нанесена тонка плівка, показник заломлення якої $n_2 = 1,2$ («просвітлювальна» плівка). При якій найменшій товщині цієї плівки відбудеться максимальне ослаблення відбитого світла в середній частині видимого спектру?
- 6.9.** Установка для отримання кілець Ньютона освітлюється монохроматичним світлом. Спостереження ведеться у відбитому світлі. Радіуси двох сусідніх темних кілець дорівнюють відповідно 4,0 і 4,38 мм. Радіус кривизни лінзи дорівнює 6,4 м. Знайти порядкові номери кілець і довжину хвилі падаючого світла.
- 6.10.** На вузьку щілину падає нормально монохроматичне світло. Його напрямок на четверту темну дифракційну смугу становить $2^\circ 12'$. Визначити, скільки довжин хвиль укладається на ширині щілини.
- 6.11.** Визначити довжину хвилі монохроматичного світла, що падає нормально на дифракційну решітку, що має 300 штрихів на 1 мм, якщо кут між напрямками на максимуми першого і другого порядків становить 12° .
- 6.12.** Чому дорівнює стала дифракційної ґратки, якщо, для того щоб побачити червону лінію ($\lambda = 700$ нм) в спектрі другого порядку, зорову трубу довелося встановити під кутом 30° до осі коліматора? Яке число штрихів нанесено на 1 см довжини цієї решітки? Світло падає на решітку нормально.

6.13. Визначити кутову дисперсію дифракційної ґратки для $\lambda = 539$ нм в спектрі першого порядку. Стала решітки дорівнює 2,5 мкм.

6.14. Кутова дисперсія дифракційної решітки для $\lambda = 668$ нм в спектрі першого порядку дорівнює $2,02 \cdot 10^5$ рад/м. Знайти період дифракційної ґратки.

6.15. Монохроматичне світло падає на довгу прямокутну щілину шириною $a = 12$ мкм під кутом $\alpha = 30^\circ$ до її нормалі. Визначити довжину хвилі λ світла, якщо напрям на перший мінімум ($m = 1$) від центрального фраунгоферового максимуму становить 33° .

6.16. Монохроматичне світло нормально падає на дифракційну ґратку. Визначити кут дифракції, що відповідає максимуму четвертого порядку, якщо максимум третього порядку відхилений на $\varphi_1 = 18^\circ$.

6.17. Чому дорівнює стала дифракційної ґратки, якщо ця ґратка може розділити в першому порядку лінії спектра калію $\lambda_1 = 404,4$ нм і $\lambda_2 = 404,7$ нм. Ширина ґратки 3 см.

6.18. На діафрагму з круглим отвором радіусом $r = 1$ мм падає нормально паралельний пучок світла довжиною хвилі 0,05 мкм. На шляху променів, які пройшли через отвір, поміщений екран. Визначити максимальну відстань від центру отвору до екрана, при якому в центрі дифракційної картини ще буде спостерігатися темна пляма.

6.19. Скільки штрихів на 1 мм довжини має дифракційна ґратка, якщо зелена лінія ртуті ($\lambda = 546,1$ нм) в спектрі першою порядку спостерігається під кутом $19^\circ 8'$?

6.20. Пучок природного світла падає на скло з показником заломлення $n = 1,73$. Визначити при якому куті заломлення відбитий від скла пучок світла буде повністю поляризований.

6.21. Кут Брюстера при падінні світла з повітря на кристал кам'яної солі дорівнює 57° . Визначити швидкість світла в цьому кристалі.

6.22. Граничний кут повного відбиття пучка світла на кордоні рідини з повітрям дорівнює 43° . Визначити кут Брюстера для падіння променя з повітря на поверхню цієї рідини.

- 6.23.** Визначити кут повної поляризації при відбитті світла від скла, показник заломлення якого дорівнює 1,57.
- 6.24.** Граничний кут повного внутрішнього відбиття для деякої речовини дорівнює 45° . Чому дорівнює для цієї речовини кут повної поляризації?
- 6.25.** Під яким кутом до горизонту має перебувати Сонце, щоб його промені відбиті від поверхні озера, були б найбільш повно поляризовані?
- 6.26.** Чому дорівнює показник заломлення скла, якщо при відбитті від нього світла відбитий промінь буде повністю поляризований при куті заломлення 30° ?
- 6.27.** Промінь світла проходить через рідину, налиту в скляну посудину ($n = 1,5$), і відбивається від дна. Відбитий промінь повністю поляризований при падінні його на дно посудини під кутом $42^\circ 37'$. Знайти: 1) показник заломлення рідини, 2) під яким кутом повинен падати на дно посудини промінь світла, що йде в цій рідині, щоб настало повне внутрішнє відбиття.
- 6.28.** Пучок плоскополяризованого світла, довжина хвилі якого у вакуумі дорівнює 589 нм, падає на пластинку ісландського шпату перпендикулярно його оптичній осі. Знайти довжини хвиль звичайного і незвичайного променів в кристалі, якщо показники заломлення ісландського шпату для звичайного і для незвичайного променів дорівнюють відповідно $n_o = 1,66$ і $n_e = 1,49$.
- 6.29.** Два ніколі N_1 і N_2 розташовані так, що кут α між їх площинами пропускання дорівнює 60° . Визначити 1) у скільки разів зменшиться інтенсивність світла при проходженні через один ніколь (N_1); 2) у скільки разів зменшиться інтенсивність світла при проходженні через обидва ніколі? При проходженні кожного з Ніколей втрати на відбиття і поглинання світла становлять 5%.

Розділ 7. «Основні уявлення квантової фізики. Корпускулярно-хвильовий дуалізм»

7.1. Яку кількість енергії випромінює Сонце за 1 хв? Випромінювання Сонця вважати близьким до випромінювання абсолютно чорного тіла. Температуру поверхні Сонця прийняти рівною 5800 К.

7.2. Яку кількість енергії випромінює 1 см^2 твердіючого свинцю в 1 с? Відношення енергетичних світностей поверхні свинцю і абсолютно чорного тіла для цієї температури вважати рівним 0,6.

7.3. Яку потужність треба підводити до зачерненої металевої кульки радіусом 2 см, щоб підтримувати її температуру на 27 К вище температури навколишнього середовища? Температура навколишнього середовища 20°C . Вважати, що тепло втрачається тільки внаслідок випромінювання.

7.4. Потужність випромінювання кулі радіусом $R = 10 \text{ см}$ при деякій сталій температурі дорівнює 1 кВт. Знайти цю температуру, вважаючи кулю сірим тілом з коефіцієнтом теплового випромінювання $\alpha = 0,25$.

7.5. Металева поверхня площею $S = 15 \text{ см}^2$, нагріта до температури $T = 3 \text{ К}$, випромінює в одну хвилину 100 кДж. Визначити відношення енергетичних світностей цієї поверхні і чорного тіла при даній температурі.

7.6. Визначити енергію, що випромінюється за $t = 1 \text{ хв}$ з оглядового віконця площею $S = 8 \text{ см}^2$ плавильної печі, якщо її температура $T = 1,2 \text{ К}$.

7.7. Зачернена кулька остиває від температури 27 до 20°C . На скільки змінилася довжина хвилі, яка відповідає максимуму спектральної випромінювальної здатності його енергетичної світності.

7.8. Потужність випромінювання абсолютно чорного тіла дорівнює 34 кВт. Знайти температуру цього тіла, якщо відомо, що площа поверхні його дорівнює $0,6 \text{ см}^2$.

7.9. Потужність випромінювання абсолютно чорного тіла дорівнює 10 кВт. Знайти площу поверхні, що випромінює тіло, якщо відомо, що довжина хвилі, на яку припадає максимум спектральної випромінювальної здатності його енергетичної світності, дорівнює 700 нм.

- 7.10.** Знайти, яку кількість енергії з 1 см^2 поверхні в 1 с випромінює абсолютно чорне тіло, якщо відомо, що максимум спектральної випромінювальної здатності його енергетичної світності припадає на довжину хвилі 484 нм .
- 7.11.** Знайти масу фотона, імпульс якого дорівнює імпульсу молекули водню при температурі 20°C . Швидкість молекули вважати рівною середній квадратичній швидкості.
- 7.12.** Червона межа фотоефекту для деякого металу дорівнює 275 нм . Чому дорівнює мінімальне значення енергії фотона, що викликає фотоефект.
- 7.13.** Яка частка енергії фотона витрачена на роботу виривання фотоелектронів, якщо червона межа фотоефекту $\lambda = 307 \text{ нм}$, а максимальна кінетична енергія фотоелектронів дорівнює 1 eV ?
- 7.14.** Червона межа фотоефекту для деякого металу дорівнює 500 нм . Визначити максимальну швидкість електронів, що вириваються з цього металу світлом з довжиною хвилі 400 нм .
- 7.15.** Визначити довжину хвилі фотона, імпульс якого дорівнює імпульсу електрона, що пройшов різницю потенціалів $U = 9,8 \text{ В}$.
- 7.16.** Чи буде спостерігатися фотоефект, якщо на поверхню срібла направити ультрафіолетове випромінювання з довжиною хвилі $\lambda = 300 \text{ нм}$?
- 7.17.** Знайти частоту світла, яке вириває з поверхні металу електрони, які повністю затримуються напругою 3 В . Фотоефект у цього металу починається при частоті падаючого світла $6 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$. Знайти роботу виходу електрона з металу.
- 7.18.** Знайти затримуючий потенціал для фотоелектронів, що випускаються при освітленні калію світлом з довжиною хвилі 330 нм .
- 7.19.** При освітленні катода вакуумного фотоелемента монохроматичним світлом з довжиною хвилі $\lambda = 310 \text{ нм}$ фотострум припиняється при деякій затримуючій напрузі. При збільшенні довжини хвилі на 25% затримуюча напруга виявляється меншою на $0,8 \text{ В}$. Визначити за цими експериментальними даними сталу Планка.
- 7.20.** Знайти червону межу фотоефекту для літію, натрію, калію і цезію.

7.21. Паралельний пучок світла довжиною хвилі $\lambda = 500$ нм падає нормально на зачернену поверхню, спричиняючи тиск $p = 10$ мкПа. Визначити: 1) концентрацію фотонів в пучку; 2) число фотонів, що падають на поверхню площею 1 м^2 за 1 с .

7.22. Пучок монохроматичного світла з довжиною хвилі $\lambda = 663$ нм падає нормально на дзеркальну плоску поверхню. Потік енергії $\Phi_e = 0,6$ Вт. Визначити силу F тиску на цю поверхню, а також число N фотонів, що падають на неї за $t = 5 \text{ с}$.

7.23. На поверхню площею 100 см^2 щохвилини падає 63 Дж світлової енергії. Знайти світловий тиск у випадках, коли поверхня: 1) повністю відбиває промені, 2) повністю поглинає падаючі на неї промені.

7.24. Яка була довжина хвилі рентгенівського випромінювання, якщо при комптонівському розсіюванні цього випромінювання графітом під кутом 60° довжина хвилі розсіяного випромінювання дорівнювала $25,4$ нм?

7.25. Паралельний пучок монохроматичного світла ($\lambda = 662$ нм) падає на зачернену поверхню і спричиняє на неї тиск $p = 0,3$ мкПа. Визначити концентрацію фотонів в світловому пучку.

7.26. Плоска світлова хвиля інтенсивністю $I = 0,1 \text{ Вт/см}^2$ падає під кутом $\alpha = 30^\circ$ на плоску поверхню, що відбиває з коефіцієнтом відбиття $\rho = 0,7$. Використовуючи квантові уявлення, визначити нормальний тиск, який спричиняє світло на цю поверхню.

7.27. Яка частка енергії фотона при ефекті Комптона припадає на електрон віддачі, якщо фотон зазнав розсіювання на кут $\Theta = 180^\circ$? Енергія фотона до розсіювання дорівнює $0,255 \text{ MeV}$.

7.28. Фотон з енергією $\varepsilon = 0,25 \text{ MeV}$ розсіявся на електроні, який спочатку покоївся. Визначити кінетичну енергію електрона віддачі, якщо довжина хвилі розсіяного фотона змінилася на 20% .

7.29. Довжина хвилі фотона дорівнює комптонівській довжині електрона. Визначити енергію та імпульс фотона.

7.30. Монохроматичний пучок світла ($\lambda = 490$ нм), який падає нормально на поверхню, чинить тиск $4,9 \cdot 10^{-6} \text{ Н/м}^2$. Скільки квантів світла падає щосе-

кунди на одиницю площі цієї поверхні? Коефіцієнт відбиття світла $\rho = 0,25$.

7.31. Знайти довжини хвиль спектра водню у видимій області і визначити короткохвильову межу цієї серії.

7.32. Знайти в довжинах хвиль спектральні інтервали, в яких укладені серії Лаймана і Бальмера для атомарного водню.

7.33. Знайти перший потенціал збудження U_1 трикратно іонізованого атома берилію.

7.34. Яку найменшу енергію повинні мати електрони, щоб при порушенні атомів водню ударами цих електронів з'явилися всі лінії всіх серій спектра водню?

7.35. Знайти довжину хвилі λ фотона, що відповідає переходу електрона з третьої борівської орбіти в основний стан в дворазово іонізованому атомі літію.

7.36. Визначити енергію фотона, що відповідає другій лінії серії Лаймана атома водню.

7.37. Фотон з енергією 16 еВ вибив електрон з основного стану атома водню. Яку швидкість буде мати електрон далеко від ядра?

7.38. В спектрі випромінювання дворазово іонізованого атома літію знайти найменшу і найбільшу довжини хвиль спектра в серії Бальмера.

7.39. Знайти енергію, яка необхідна для іонізації атома водню, знайти перший потенціал збудження дворазово іонізованого атома літію.

7.40. Енергія електрона на n -й орбіті в атомі водню $W_n = 0,8475$ еВ. Визначити довжину електромагнітної хвилі, яка випромінюється атомом водню при переході його електрона з цієї орбіти в основний стан.

7.41. Електрон в атомі водню знаходиться в основному стані. Знайти дебройлівську довжину хвилі електрона.

7.42. Електрон, що влетів в магнітне поле з індукцією $B = 1$ Тл, рухається по спіралі, радіус якої $r = 1$ см, крок $h = 3$ мм. Знайти дебройлівську довжину хвилі електрона.

7.43. При збільшенні енергії електрона на $\Delta W = 200$ еВ, його дебройлівська довжина хвилі змінилася в 2 рази. Знайти початкову довжину хвилі електрона.

7.44. Двічі іонізований атом літію, що знаходився в основному стані, поглинув фотон частотою $\nu = 3,65 \cdot 10^{14}$ Гц. Визначити дебройлівську довжину хвилі електрона.

7.45. Обчислити дебройлівські довжини хвиль молекули кисню (яка відповідає найбільш вірогідній швидкості при $T = 300$ К) і тіла масою 2 г, що рухається зі швидкістю, що дорівнює швидкості руху молекули.

7.46. Обчислити дебройлівські довжини хвиль нейтрона, (яка відповідає найбільш вірогідній швидкості при $T = 400$ К) і тіла масою 10 мг, що рухається зі швидкістю 40 м/с. Чи спостерігається хвильові властивості в обох випадках?

7.47. Заряджена частинка, прискорена різницею потенціалів 500 В, має довжину хвилі де Бройля 1,282 пм. Беручи заряд цієї частинки рівним заряду електрона, визначити її масу.

7.48. Обчислити дебройлівські довжини хвиль електрона, що має кінетичну енергію $W_{\text{кл}} = 150$ еВ, і кульки масою $m = 10$ г, яка має кінетичну енергію $W_{\text{кл}} = 100$ Дж. У якому випадку можна експериментально визначити дебройлівську довжину хвилі матеріального об'єкта?

7.49. Обчислити дебройлівські довжини хвиль протона, прискореного різницею потенціалів $U = 100$ В, і кульки масою $m = 10$ г, що рухається зі швидкістю 20 м/с. Чи можна експериментально виявити хвильові властивості рухомих макроскопічних тіл?

7.50. На грань кристала нікелю падає паралельний пучок електронів. Кристал повертають так, що кут ковзання θ змінюється. Коли цей кут робиться рівним 64° , спостерігається максимальне відбиття електронів, яке відповідає дифракційному максимуму першого порядку. Беручи відстань d між атомними площинами кристала 200 пм визначити довжину хвилі де Бройля λ електронів та їх швидкість v .

- 7.51.** Оцінити з якою точністю можна визначити швидкості протона і кульки масою 15 г, якщо координати частинки і центру мас кульки встановлені з невизначеністю $\Delta x = 1$ мкм.
- 7.52.** Оцінити величину невизначеності у вимірюванні значення швидкості частинки масою 2 г, положення центру мас якої обмежено областю простору діаметром 1 мкм.
- 7.53.** У скільки разів дебройлівська довжина хвилі частинки менше невизначеності її координати, яка відповідає відносній невизначеності імпульсу в 1%.
- 7.54.** Скориставшись співвідношенням невизначеностей оцінити розмір енергетичного рівня в атомі водню для основного стану і для збудженого стану ($\Delta t = 10^{-8}$ с).
- 7.55.** За допомогою співвідношення невизначеностей оцінити мінімальну кінетичну енергію електрона, локалізованого в області розміром $l = 0,1$ нм.
- 7.56.** Оцінити найменші помилки, з якими можна визначити швидкість електрона, протона і кульки масою 10 г, якщо координати частинок і центр мас кульки встановлені з невизначеністю 1 мкм.
- 7.57.** Невизначеність координати кульки масою 1 г і положення електрона $\Delta x = 100$ нм. Оцінити невизначеності проєкцій їх швидкостей Δv_x , за допомогою співвідношення невизначеностей. Проаналізувати отриманий результат.
- 7.58.** Оцінити невизначеність швидкості електрона в атомі водню, вважаючи розмір атома порядку 0,1 нм.
- 7.59.** Кінетична енергія електрона в атомі водню 10 еВ. Використовуючи співвідношення невизначеностей оцінити мінімальні розміри атома. Вважати $\Delta p_x = p_x$.
- 7.60.** Оцінити за допомогою співвідношення невизначеностей відносну невизначеність швидкості електрона, локалізованого в області $l = 1$ мкм. Кінетична енергія електрона $W = 3$ еВ.

7.61. В одновимірній потенціальній ямі шириною l перебуває електрон в найнижчому збудженому стані. Визначити ймовірність P знаходження електрона в інтервалі $l/2$, рівновіддаленому від стінок ящика.

7.62. Електрон знаходиться в одновимірній прямокутній потенціальній ямі з нескінченно високими стінками. Знайти ширину ями, якщо різниця енергій між рівнями з $n = 2$ і $n = 3$ становить $0,3$ еВ.

7.63. Частинка в потенціальній ямі шириною l перебуває в основному стані. Визначити, в яких точках інтервалу $0 \leq x \leq l$ густина ймовірності знаходження частинки максимальна.

7.64. Частинка в потенціальному ящику шириною l перебуває в збудженому стані ($n = 3$). Визначити в яких точках інтервалу $0 \leq x \leq l$ густина ймовірності знаходження частинки мінімальна та максимальна.

7.65. Частинка в потенціальному ящику шириною l перебуває в збудженому стані ($n = 4$). Визначити в яких точках інтервалу $0 \leq x \leq l/2$ густина ймовірності знаходження частинки максимальна.

7.66. В одновимірній прямокутній потенціальній ямі шириною l перебуває електрон. Визначити ширину ями, якщо енергетична різниця рівнів електрона між другим та третім збудженими станами $\Delta W = 0,44$ еВ.

7.67. В одновимірній прямокутній потенціальній ямі шириною $l = 10^{-10}$ м знаходиться електрон. Визначити найменшу різницю енергетичних рівнів електрона в еВ і порівняти її з енергією основного стану. Чи істотне квантування енергії в цьому випадку?

7.68. Молекула масою 10^{-26} кг знаходиться в одновимірній прямокутній потенціальній ямі шириною 10 см. Визначити мінімальну різницю енергетичних рівнів молекули. Чи істотне квантування енергії молекули?

7.69. Обчислити коефіцієнт прозорості D електрона з енергією $W = 150$ еВ крізь потенціальний бар'єр висотою $U = 170$ еВ і шириною $l = 1$ нм.

7.70. Електрон знаходиться в потенціальній ямі шириною 6 Å. Визначити найменшу різницю енергетичних рівнів електрона. Відповідь виразити в електрон-вольтах.

Розділ 8. «Фізика атомів, молекул та атомного ядра»

- 8.1.** Визначити можливі значення проєкції моменту імпульсу орбітального руху електрона в атомі на напрям зовнішнього магнітного поля, якщо електрон знаходиться в d стані.
- 8.2.** Обчислити повну енергію, орбітальний момент імпульсу і орбітальний магнітний момент електрона атома водню, що знаходиться в $3d$ стані.
- 8.3.** Обчислити повну енергію, орбітальний момент імпульсу і можливі значення проєкції моменту імпульсу на напрямок зовнішнього магнітного поля для електрона, що знаходиться в $4f$ -стані в атомі водню.
- 8.4.** Атом водню знаходиться в основному стані. Він поглинув квант світла з енергією $10,17$ еВ. Визначити орбітальний механічний момент імпульсу електрона.
- 8.5.** Знайти енергію, орбітальний момент імпульсу і магнітний момент імпульсу електрона атома водню, що знаходиться в $3p$ -стані. Яку енергію необхідно передати атому, щоб він перейшов в $4f$ -стан? Фотон якої частоти випромінюється при переході з $4f$ -стану в основний?
- 8.6.** Визначити можливі значення орбітального моменту імпульсу в збудженому атомі водню, якщо енергія збудження дорівнює $12,09$ еВ.
- 8.7.** Електрон в атомі водню знаходиться в основному стані. Він поглинув енергію $10,17$ еВ. Визначити максимальну проєкцію магнітного моменту імпульсу в цьому стані на вісь z і довжину хвилі фотона, що випромінюється при переході атома в основний стан.
- 8.8.** Використовуючи векторну модель атома, визначити найменший кут, який може утворити вектор моменту імпульсу орбітального руху електрона в атомі з напрямком зовнішнього магнітного поля. Електрон в атомі знаходиться в g -стані.
- 8.9.** Електрон в атомі знаходиться в f -стані. Знайти момент імпульсу електрона і максимальне значення проєкції моменту імпульсу на напрямок зовнішнього магнітного поля.

8.10. Момент імпульсу орбітального руху електрона в атомі водню $1,83 \cdot 10^{-34}$ Дж·с. Визначити магнітний момент, обумовлений орбітальним рухом електрона.

8.11. Обчислити дефект маси і питому енергію зв'язку ізотопів кисню $^{17}_8\text{O}$ та $^{18}_8\text{O}$. Який ізотоп більш стійкий?

8.12. Обчислити дефект маси і питому енергію зв'язку ізотопів кальцію $^{40}_{20}\text{Ca}$ та $^{44}_{20}\text{Ca}$. Який ізотоп більш стійкий?

8.13. Обчислити дефект маси і питому енергію зв'язку ізотопів натрію $^{22}_{11}\text{Na}$ та $^{23}_{11}\text{Na}$. Який ізотоп більш стійкий?

8.14. Обчислити в атомних одиницях маси масу ізотопу $^{12}_6\text{C}$, питома енергія зв'язку якого дорівнює 7,68 МеВ на нуклон.

8.15. Знайти дефект маси і енергію зв'язку ядра атома $^{31}_{15}\text{P}$.

8.16. Знайти дефект маси і енергію зв'язку ядра атома $^{23}_{11}\text{Na}$.

8.17. Знайти дефект маси і енергію зв'язку ядра атома $^{27}_{13}\text{Al}$.

8.18. Визначити енергію зв'язку і питому енергію зв'язку ядра атома $^{41}_{19}\text{K}$.

8.19. Обчислити в атомних одиницях маси масу ізотопу ^4_2He , питома енергія зв'язку якою дорівнює 7,1 МеВ на нуклон.

8.20. Визначити енергію зв'язку і питому енергію зв'язку ядра атома $^{31}_{14}\text{Si}$.

8.21. Написати відсутні позначення в ядерній реакції $^{14}_7\text{N} (\alpha, x) ^{17}_8\text{O}$ і обчислити енергетичний ефект цієї реакції. Чи є ця реакція екзотермічною або ендотермічною.

8.22. Написати відсутні позначення в ядерній реакції $^9_4\text{Be} (x, n) ^{10}_5\text{B}$ і обчислити енергетичний ефект цієї реакції.

8.23. Написати відсутні позначення в ядерній реакції $^{16}_8\text{O} (n, \alpha) ^{13}_6\text{C}$ і обчислити енергетичний ефект цієї реакції.

- 8.24.** Написати відсутні позначення в ядерній реакції $^{12}_6\text{C} (n, \alpha) ^9_4\text{Be}$ і обчислити енергетичний ефект цієї реакції.
- 8.25.** Ізотоп азоту $^{13}_7\text{N}$ є радіоактивним, що дає позитронний розпад. Написати рівняння реакції і обчислити її енергетичний ефект.
- 8.26.** Визначити енергію, яка звільниться при розподілі на нуклони всіх ядер $^{235}_{92}\text{U}$ масою 1 г.
- 8.27.** Визначити енергію, яка звільниться при розподілі на нуклони всіх ядер кадмію $^{112}_{48}\text{Cd}$ масою 1 мг.
- 8.28.** Чому дорівнює добовий розпад $^{235}_{92}\text{U}$ на атомній електростанції потужністю 30 МВт, якщо ккд станції 40%. При одному акті поділу виділяється енергія 200 МеВ.
- 8.29.** Визначити енергію, яка звільниться при з'єднанні одного протона і двох нейтронів в атомне ядро.
- 8.30.** Визначити скільки атомів $^{222}_{86}\text{Rn}$ розпадеться за 12 годин з одного мільйона атомів, якщо період напіврозпаду 3,8 діб.
- 8.31.** Визначити активність фосфору $^{32}_{15}\text{P}$ масою 1 г, період напіврозпаду якого 14,3 діб.
- 8.32.** Визначити питому активність полонію $^{210}_{84}\text{Po}$ масою 1 мг, період напіврозпаду якого 138 діб.
- 8.33.** Період напіврозпаду радіонукліда 24 години. За якийсь час розпадеться $1/4$ початкової кількості ядер?
- 8.34.** Знайти постійну розпаду і середній час життя радіоактивного ізотопу $^{55}_{27}\text{Co}$, якщо відомо, що його активність зменшується за годину на 4%. Продукт розпаду не радіоактивний.
- 8.35.** За один рік початкова кількість радіоактивного ізотопу зменшилася в 3 рази. У скільки разів вона зменшиться за три роки?

8.36. Знайти число розпадів в секунду в 1 г радію $^{226}_{88}\text{Ra}$, період напіврозпаду якого 1590 років.

8.37. Визначити вік дерев'яних предметів, якщо питома активність ізотопу $^{14}_6\text{C}$ у них становить $3/5$ питомої активності цього ж ізотопу в тільки що зрубаних деревах. Період напіврозпаду $^{14}_6\text{C}$ дорівнює 5570 років.

8.38. Скільки β -частинок випускає за одну годину 1 мкг $^{24}_{11}\text{Na}$, період напіврозпаду якого 15 год?

Розділ 9. «Елементи фізики конденсованих станів»

9.1. Знайти швидкість поширення акустичних коливань в кристалі алюмінію, якщо температура Дебая для алюмінію 394 К, а період кристалічної ґратки алюмінію 4,05 Å.

9.2. Оцінити максимальне значення енергії фонона в міді, якщо температура Дебая для міді становить 330 К.

9.3. Визначити величину максимального імпульсу фонона в кристалі міді, якщо температура Дебая для міді дорівнює 330 К. Швидкість поширення звуку в міді 4550 м/с.

9.4. Знайти максимальну частоту пружних коливань атомів кристалічної ґратки заліза, якщо температура Дебая для заліза 420 К.

9.5. Визначити максимальне значення енергії і імпульсу фононів в кристалі міді, якщо температура Дебая для міді 315 К. Період кристалічної ґратки міді 3,61 Å.

9.6. Визначити швидкість звуку в кристалі свинцю, якщо температура Дебая для свинцю дорівнює 90 К, а період кристалічної ґратки свинцю 6 Å.

9.7. Визначити максимальне значення імпульсу фонона в кристалі алюмінію, якщо постійна решітки 4,09 Å.

9.8. Визначити швидкість звуку в кристалі, якщо його температура Дебая дорівнює 275 К, а період кристалічної решітки 3,3 Å.

- 9.9.** Визначити в електрон-вольтах максимальну енергію фонона, який може виникати в кристалі, що має температуру Дебая 227 К. Фотон якої довжини хвилі мав би таку енергією?
- 9.10.** Визначити густину струму j , якщо об'ємна густина теплової потужності $\omega = 10 \text{ кВт/м}^3$. Напруженість електричного поля в провіднику дорівнює 10 мВ/м.
- 9.11.** Визначивши напруженість E електричного поля в провіднику, якщо об'ємна густина теплової потужності $\omega = 15 \text{ кВт/м}^3$. Густина струму $j = 1 \text{ А/мм}^2$?
- 9.12.** Визначити об'ємну густину теплової потужності ω в металевому провіднику, якщо густина струму $j = 100 \text{ А/мм}^2$. Напруженість E електричного поля в провіднику дорівнює 10 мВ/м.
- 9.13.** Якщо на один атом міді припадає один вільний електрон, визначити середню швидкість упорядкованого руху електронів в мідному дроті при густині струму рівній $j = 5 \text{ А/м}^2$?
- 9.14.** Густина електричного струму в мідному дроті дорівнює 100 А/см^2 . Визначити густину теплової потужності струму, якщо питомий опір міді дорівнює $1,8 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м}$.
- 9.15.** Сила струму в металевому провіднику дорівнює 0,8 А, переріз провідника 4 мм^2 . Беручи, що в кожному кубічному сантиметрі металу міститься $2,5 \cdot 10^{22}$ вільних електронів, визначити середню швидкість їх упорядкованого руху.
- 9.16.** Густина струму в алюмінієвому дроті дорівнює 1 А/мм^2 . Знайти середню швидкість упорядкованого руху електронів, припускаючи, що число вільних електронів в 1 см^3 дорівнює кількості атомів.
- 9.17.** Густина струму в мідному провіднику дорівнює 3 А/мм^2 . Знайти напруженість електричного поля в провіднику.
- 9.18.** У провіднику площею перерізу 50 мм^2 тече струм. Середня швидкість дрейфу вільних електронів $0,282 \text{ мм/с}$, а їх концентрація $7,9 \cdot 10^{27} \text{ м}^{-3}$. Знайти силу струму і густину струму в провіднику.

- 9.19.** Сила струму в металевому провіднику 1 А, площа його перерізу 3 мм². Якщо в кожному кубічному сантиметрі металу міститься $2,6 \cdot 10^{22}$ вільних електронів, визначити швидкість їх упорядкованого руху.
- 9.20.** При якій концентрації вільних електронів в металі температура виродження електронного газу в ньому дорівнює 0°C?
- 9.21.** Визначити максимальну швидкість вільних електронів в металі при $T = 0$ К, якщо енергія Фермі дорівнює 5 еВ.
- 9.22.** Визначити відношення концентрацій n_1/n_2 вільних електронів при $T = 0$ К в літії та цезії, якщо відомо, що енергії Фермі для цих металів відповідно дорівнюють 4,72 еВ та 1,53 еВ.
- 9.23.** Визначити кількість вільних електронів, яка припадає на один атом натрію при $T = 0$ К. Енергія Фермі для натрію дорівнює 3,12 еВ. Густина натрію 970 кг/м³.
- 9.24.** Обчислити енергію Фермі для алюмінію при $T = 0$ К. Вважати, що на кожен атом алюмінію припадає три вільних електрони. Густина алюмінію 2700 кг/м³.
- 9.25.** Яка ймовірність заповнення електронами в металі енергетичного рівня, розташованого на 0,01 еВ нижче рівня Фермі, при температурі 18°C?
- 9.26.** Визначити температуру $T_{\text{кр}}$ виродження для калію, якщо прийняти, що на кожен атом припадає по одному вільному електрону. Густина калію 860 кг/м³.
- 9.27.** Мінімальна енергія, необхідна для утворення пари електрон-дірка в чистому германії при 0 К дорівнює 0,75 еВ. У скільки разів зростає електропровідність при збільшенні температури від 300 К до 400 К?
- 9.28.** Обчислити «червону межу» внутрішнього фотоефекту, якщо ширина забороненої зони напівпровідника 2,4 еВ.
- 9.29.** Обчислити температурний коефіцієнт опору телуру при $T = 200$ К. Ширина забороненої зони телура 0,34 еВ

- 9.30.** При кімнатній температурі зразок германію n -типу має питомий опір $1,7 \text{ Ом}\cdot\text{см}$. Визначити рухливість електронів, якщо їх концентрація 10^{15} см^{-3} .
- 9.31.** Електропровідність чистого телуру при збільшенні температури від 300 до 400 К зросла в 5,2 рази. Визначити ширину забороненої зони при $T = 0 \text{ К}$.
- 9.32.** Ширина забороненої зони напівпровідника 2,4 еВ. Визначити "червону межу" внутрішнього фотоефекту.
- 9.33.** Температурний коефіцієнт опору германію при 200 К дорівнює $0,11 \text{ К}^{-1}$. Визначити ширину забороненої зони.
- 9.34.** Червона межа фотопровідності бездомішкового напівпровідника при дуже низьких температурах відповідає $\lambda_0 = 0,85 \text{ мкм}$. Обчислити температурний коефіцієнт опору цього напівпровідника при $T = 290 \text{ К}$.
- 9.35.** Опір власного напівпровідника при температурі $T_1 = 300 \text{ К}$ становить $R_1 = 2,1 \text{ кОм}$. Який опір буде мати напівпровідник при температурі $T_2 = 400 \text{ К}$, якщо ширина забороненої зони 0,34 еВ?
- 9.36.** Температурний коефіцієнт опору чистого бездомішкового напівпровідника при 300 К дорівнює $0,047 \text{ К}^{-1}$. Обчислити червону межу фотопровідності.

КОНТРОЛЬНІ ЗАВДАННЯ ДЛЯ ТРИСЕМЕСТРОВОГО КУРСУ

Таблиця 1. Контрольна робота №1 (виконується у першому семестрі)

Варіант	Номера задач										
1	1.1	1.11	1.21	1.31	1.41	2.1	2.11	2.21	3.1	3.11	3.21
2	1.2.	1.12	1.22	1.32	1.42	2.2	2.12	2.22	3.2	3.12	3.22
3	1.3	1.13	1.23	1.33	1.43	2.3	2.13	2.23	3.3	3.13	3.23
4	1.4	1.14	1.24	1.34	1.44	2.4	2.14	2.24	3.4	3.14	3.24
5	1.5	1.15	1.25	1.35	1.45	2.5	2.15	2.25	3.5	3.15	3.25
6	1.6	1.16	1.26	1.36	1.46	2.6	2.16	2.26	3.6	3.16	3.26
7	1.7	1.17	1.27	1.37	1.47	2.7	2.17	2.27	3.7	3.17	3.27
8	1.8	1.18	1.28	1.38	1.48	2.8	2.18	2.28	3.8	3.18	3.28
9	1.9	1.19	1.29	1.39	1.49	2.9	2.19	2.29	3.9	3.19	3.29
10	1.10	1.20	1.30	1.40	1.50	2.10	2.20	2.30	3.10	3.20	3.30

Таблиця 2. Контрольна робота №2 (виконується у другому семестрі)

Варіант	Номера задач										
1	4.1	4.11	4.21	5.1	5.11	5.21	6.1	6.11	7.1	7.11	7.21
2	4.2.	4.12	4.22	5.2	5.12	5.22	6.2.	6.12	7.2.	7.12	7.22
3	4.3	4.13	4.23	5.3	5.13	5.23	6.3	6.13	7.3	7.13	7.23
4	4.4	4.14	4.24	5.4	5.14	5.24	6.4	6.14	7.4	7.14	7.24
5	4.5	4.15	4.25	5.5	5.15	5.25	6.5	6.15	7.5	7.15	7.25
6	4.6	4.16	4.26	5.6	5.16	5.26	6.6	6.16	7.6	7.16	7.26
7	4.7	4.17	4.27	5.7	5.17	5.27	6.7	6.17	7.7	7.17	7.27
8	4.8	4.18	4.28	5.8	5.18	5.28	6.8	6.18	7.8	7.18	7.28
9	4.9	4.19	4.29	5.9	5.19	5.29	6.9	6.22	7.9	7.19	7.29
10	4.10	4.20	4.22	5.10	5.20	5.30	6.10	6.23	7.10	7.20	7.30

Таблиця 3 Контрольна робота №3 (виконується в третьому семестрі)

Варіант	Номера задач											
1	7.31	7.41	7.51	7.61	8.1	8.11	8.21	8.31	9.1	9.11	9.21	9.31
2	7.32	7.42	7.52	7.62	8.2	8.12	8.22	8.32	9.2	9.12	9.22	9.32
3	7.33	7.43	7.53	7.63	8.3	8.13	8.23	8.33	9.3	9.13	9.23	9.33
4	7.34	7.44	7.54	7.64	8.4	8.14	8.24	8.34	9.4	9.14	9.24	9.34
5	7.35	7.45	7.55	7.65	8.5	8.15	8.25	8.35	9.5	9.15	9.25	9.35
6	7.36	7.46	7.56	7.66	8.6	8.16	8.26	8.36	9.6	9.16	9.26	9.36
7	7.37	7.47	7.57	7.67	8.7	8.17	8.27	8.37	9.7	9.17	9.27	9.31
8	7.38	7.48	7.58	7.68	8.8	8.18	8.28	8.38	9.8	9.18	9.28	9.32
9	7.39	7.49	7.59	7.69	8.9	8.19	8.29	8.33	9.9	9.19	9.29	9.33
10	7.40	7.50	7.60	7.70	8.10	8.20	8.30	8.34	9.10	9.20	9.30	9.34

КОНТРОЛЬНІ ЗАВДАННЯ ДЛЯ ДВОСЕМЕСТРОВОГО КУРСУ

Таблиця 1 Контрольна робота №1 (виконується у першому семестрі)

Варі- ант	Номера задач											
1	1.11	1.21	1.31	2.5	2.13	2.21	3.1	3.11	3.21	4.2	4.12	4.21
2	1.12	1.22	1.32	2.6	2.14	2.22	3.2	3.12	3.22	4.3	4.13	4.22
3	1.13	1.23	1.33	2.7	2.15	2.23	3.3	3.13	3.23	4.4	4.14	4.23
4	1.14	1.24	1.43	2.8	2.16	2.24	3.4	3.14	3.24	4.5	4.15	4.24
5	1.5	1.25	1.34	2.9	2.17	2.25	3.5	3.15	3.25	4.1	4.16	4.25
6	1.16	1.26	1.35	2.10	2.18	2.16	3.6	3.16	3.26	4.7	4.17	4.26
7	1.17	1.27	1.36	2.1	2.19	2.27	3.7	3.17	3.27	4.8	4.18	4.27
8	1.18	1.35	1.48	2.2	2.20	2.28	3.8	3.18	3.28	4.10	4.19	4.28
9	1.19	1.38	1.49	2.3	2.11	2.29	3.9	3.19	3.29	4.9	4.20	4.29
10	1.10	1.30	1.50	2.4	2.12	2.30	3.10	3.20	3.30	4.6	4.11	4.21

Таблиця 2 Контрольна робота №2 (виконується у другому семестрі)

Варі- ант	Номера задач											
1	5.21	5.31	5.41	6.6	6.13	6.28	7.11	7.21	7.34	8.1	8.11	8.31
2	5.22	5.32	5.42	6.7	6.14	6.29	7.3	7.23	7.35	8.3	8.32	8.32
3	5.23	5.33	5.43	6.8	6.15	6.30	7.4	7.14	7.36	8.24	8.4	8.33
4	5.24	5.34	5.44	6.9	6.16	6.21	7.6	7.15	7.37	8.25	8.5	8.34
5	5.25	5.35	5.45	6.10	6.17	6.22	7.16	7.26	7.38	8.6	8.26	8.35
6	5.26	5.36	5.46	6.1	6.18	6.23	7.7	7.27	7.39	8.7	8.36	8.36
7	5.27	5.37	5.47	6.2.	6.19	6.24	7.8	7.28	7.40	8.8	8.28	8.37
8	5.28	5.38	5.48	6.3	6.20	6.25	7.9	7.29	7.41	8.9	8.19	8.38
9	5.29	5.39	5.49	6.4	6.11	6.26	7.10	7.30	7.42	8.10	8.38	8.33
10	5.30	5.40	5.50	6.5	6.12	6.27	7.1	7.21	7.43	8.2	8.12	8.34

КОНТРОЛЬНІ ЗАВДАННЯ ДЛЯ ОДНОСЕМЕСТРОВОГО КУРСУ

Таблиця 1 Контрольна робота

Варі- ант	Номера задач											
1	1.1	1.9	1.40	2.11	3.1	3.11	4.10	4.20	5.1	6.1	7.15	8.15
2	1.22	1.32	2.2	2.12	3.2	3.12	4.2	4.11	5.2	6.2	7.16	8.24
3	1.3	1.23	1.42	2.23	3.3	3.13	4.3	4.12	5.12	6.22	7.17	8.23
4	1.4	1.24	2.1	2.11	3.4	3.14	4.4	4.13	5.33	6.14	7.18	8.34
5	1.5	1.15	2.15	3.5	3.15	4.5	4.14	4.14	5.24	6.5	7.19	8.20
6	1.16	1.46	2.26	3.6	3.16	4.15	5.25	4.35	5.45	6.6	7.20	8.17
7	1.7	1.36	1.47	2.16	3.7	3.17	4.16	4.26	5.16	6.26	7.11	8.16
8	1.18	1.48	2.18	3.8	3.18	4.8	4.27	5.8	5.27	6.7	7.12	6.18
9	1.9	1.29	2.19	2.29	3.9	3.19	4.9	5.11	5.28	6.9	7.13	8.19
10	1.10	1.30	2.10	3.10	3.20	4.19	5.9	5.29	5.29	6.10	7.14	8.22

Увага! Номера завдань можуть бути змінені викладачем.

ДОДАТОК 1

Таблиці фізичних величин

Таблиця Д 1.1 – Основні фізичні сталі

Величина	Позначення	Значення величини
Швидкість світла у вакуумі	c	$2,99793 \cdot 10^8$ м/с
Гравітаційна стала	G	$6,67259 \cdot 10^{-11}$ Н·м ² /кг ²
Стала Авогадро	N_A	$6,022 \cdot 10^{23}$ моль ⁻¹
Молярна газова стала	R	8,31441 Дж/моль·К
Молярний об'єм ідеального газу при нормальних умовах	V_0	$22,4138 \cdot 10^{-3}$ м ³ /моль
Стала Больцмана	k	$1,38066 \cdot 10^{-23}$ Дж/К
Електрична стала	ϵ_0	$8,854187 \cdot 10^{-12}$ Ф/м
Магнітна стала	μ_0	$4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м
Елементарний заряд (заряд електрона)	e	$1,60217 \cdot 10^{-19}$ Кл
Маса спокою електрона	m_e	$9,10939 \cdot 10^{-31}$ кг
Питомий заряд електрона	e/m_e	$-1,75882 \cdot 10^{11}$ Кл/кг
Маса спокою протона	m_p	$1,67264 \cdot 10^{-27}$ кг
Стала Фарадея	F	$9,6484 \cdot 10^4$ Кл/моль

Таблиця Д 1.2 – Кратні і частинні одиниці СІ

Множник	Префікс	Позначення	Множник	Префікс	Позначення
10^{12}	тера	Т	10^{-1}	деці	д
10^9	гіга	Г	10^{-2}	санті	с
10^6	мега	М	10^{-3}	мілі	м
10^3	кіло	к	10^{-6}	мікро	мк
10^2	гекто	г	10^{-9}	нано	н
10	дека	да	10^{-12}	піко	п

Продовження додатка 1

Таблиця Д 1.3 – Астрономічні величини

1. Деякі космічні тіла

Космічне тіло	Середній радіус, м	Маса, кг	Середня густина, 10^3 кг/м^3	Період обертання навколо осі, в добах
Сонце	$6,95 \cdot 10^8$	$1,99 \cdot 10^{30}$	1,41	25,4
Земля	$6,37 \cdot 10^6$	$5,98 \cdot 10^{24}$	5,52	1,0
Луна	$1,74 \cdot 10^6$	$7,35 \cdot 10^{22}$	3,30	27,3

2. Планети Сонячної системи

Планета	Середня відстань від Сонця, 10^6 км	Період обертання навколо Сонця, роки	Маса по відношенню до маси Землі	Екваторіальний діаметр, км	Прискорення вільного падіння за відношенням до прискорення на поверхні Землі
Меркурій	57,87	0,241	0,056	4840	0,38
Венера	108,14	0,615	0,817	12400	0,85
Земля	149,50	1,000	1,000	12742	1,00
Марс	227,79	1,881	0,108	6780	0,38
Юпітер	777,8	11,862	318,35	139760	2,64
Сатурн	1426,1	29,458	95,22	115100	1,17
Уран	2867,7	84,013	14,58	51000	0,92
Нептун	4494	164,79	17,26	50000	1,14
Плутон	5900	249,7	–	–	–

Продовження додатка 1

Таблиця Д 1.4 – Густина деяких матеріалів (при 293 К)

1. Тверді речовини

Речовина	Густина, 10^3 кг/м^3	Речовина	Густина, 10^3 кг/м^3
<i>Елементи</i>		<i>Сплави</i>	
Алюміній	2,70	Бронзи	8,7–8,9
Берилій	1,84	Дюралюміній	2,8
Вольфрам	19,1	Константан	8,8
Германій	5,46	Латунь	8,4–8,7
Залізо	7,87	Сталі	7,5–7,9
Золото	19,3	<i>Інші матеріали</i>	
Кобальт	8,71	Азбест	2,0–2,8
Кремній	2,42	Глина	1,8–2,6
Мідь	8,93	Граніт	2,3–2,8
Нікель	8,9	Дуб	0,6–0,9
Платина	21,37	Крейда	1,9–2,8
Ртуть (рідина)	13,55	Лід	0,91
Свинець	11,34	Плексиглас	1,16–1,20
Срібло	10,5	Пробка	0,22–0,26
Титан	4,5	Резина	1,1
Вуглець (алмаз)	3,52	Скло	2,4–2,8
Вуглець (графіт)	2,25	Сосна	0,37–0,60
Уран	18,7	Фарфор	2,3–2,5
2. Рідини			
Вода	1,00	Ртуть	13,6
Гліцерин	1,26	Спирт (етиловий)	0,79
Касторове масло	0,90	Важка вода	1,1
Керосин	0,80	Ефір	0,72
3. Газы*			
Азот	1,25	Вуглекислий газ	1,98
Аргон	1,78	Гелій	0,18
Водень	0,09	Кисень	1,43
Водяний пар	0,77	Повітря	1,29

* При нормальних умовах.

Продовження додатка 1

Таблиця Д 1.5 – Пружні властивості деяких матеріалів

Матеріал	Модуль Юнга E , 10^{10} Н/м ²	Модуль зсуву G , 10^{10} Н/м ²	Коефіцієнт Пуассона μ	Модуль об'ємного стиску K , 10^{10} Н/м ²
Алюміній	7,05	2,62	0,345	7,58
Вісмут	3,19	1,20	0,33	3,13
Залізо	21,2	8,2	0,29	16,9
Золото	7,8	2,7	0,44	21,7
Мідь	12,98	4,83	0,34	13,76
Нікель	20,4	7,9	0,28	16,1
Платина	16,8	6,1	0,38	22,8
Свинець	1,62	0,56	0,44	4,6
Срібло	8,27	3,03	0,37	10,4
Титан	11,6	4,38	0,32	10,7
Цинк	9,0	3,6	0,25	6,0
Сталь	20–21	7,9–8,9	0,25–0,33	16,8
Чавун	19–20	7,7–8,3	0,29	16,9
Бронза (66% Cu)	9,7–10,2	3,3–3,7	0,34–0,40	11,2
Константан	16,3	6,11	0,33	15,7
Скло	5,1–7,1	3,1	0,17–0,32	3,75
Дуб	1,3	–	–	–
Сосна	0,9	–	–	–
Кварцова нитка	7,3	3,1	0,17	3,7
М'яка резина	0,00015– 0,0005	0,00005– 0,00015	0,46–49	–

Продовження додатка 1

Таблиця Д 1.6 – Властивості деяких твердих речовин

1. Елементи

Речовина	$c, \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$K, \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$	$\alpha, 10^{-6} \text{ К}^{-1}$	$T_{\text{пл}}, \text{К}$	$q, \frac{\text{кДж}}{\text{моль}}$	$T_{\text{кип}}, \text{К}$	$r, \frac{\text{кДж}}{\text{моль}}$
Алюміній	0,90	207	22,6	933	10,7	2720	293,7
Вольфрам	0,14	130	4,3	3653	35,2	5803	799
Вуглець (алмаз)	0,51	628	1,2	–	–	–	–
Вуглець (графіт)	0,71	114	–	3773	–	4173	–
Залізо	0,46	75	12,1	1808	15,5	3160	–
Золото	0,13	310	14,0	1336	12,7	2973	234,4
Мідь	0,39	395	16,6	1356	130,1	2868	304
Свинець	0,13	35	28,3	600	4,77	2024	179,5
Срібло	0,23	418	19,0	1234	11,27	2485	254,0

2. Сплави

3. Інші матеріали

Речовина	$c, \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$K, \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$	$\alpha, 10^{-6} \text{ К}^{-1}$	Речовина	$c, \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$K, \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$	$\alpha, 10^{-6} \text{ К}^{-1}$
Бронза		200	16–20	Азбест	0,84	0,1	–
Дюралюміній		186	27	Глина		1,05–1,26	8,1
Константан	0,41	21–22	15–17	Граніт	0,80–0,84	2,7–3,3	8,3
Латунь	0,37	80–180	17–20	Дуб		0,171	4,92
Манганін		–	16	Лід	2–2,1	–	–
–	–	–	–	Резина	1,13–2,1	0,146	220
–	–	–	–	Скло	0,8–0,5	0,7–1,13	6–8
–	–	–	–	Сосна		0,08–0,11	5,41
–	–	–	–	Цегла		1–1,3	3–9

Примітки. 1. Значення c, K, α – при 293 К.

2. c – питома теплоємність; K – теплопровідність; α – температурний коефіцієнт розширення; $T_{\text{пл}}$ – температура плавлення; q – молярна теплота плавлення; $T_{\text{кип}}$ – температура кипіння; r – молярна теплота пароутворення.

Продовження додатка 1

Таблиця Д 1.7 – Властивості деяких рідин

Рідина	$c, \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$r, \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$\sigma, \frac{\text{Н}}{\text{кг}}$	$\beta, 10^{-5} \text{К}^{-1}$	$\eta, \text{Па} \cdot \text{с}$	$\kappa, \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$
Вода	4180	2250	0,073	21	1,002	0,596
Гліцерин	2430		0,064	47	1495,0	0,290
Касторове масло	1800		0,035	–	986	–
Керосин	2140		0,3	100	–	–
Ртуть	136	284	0,487	18	1,55	8,45
Етиловий спирт	2510	853	0,023	108	1,20	0,184

Примітка: c – питома теплоємність при 273 К; r – питома теплота пароутворення при атмосферному тиску; σ – поверхневий натяг при 293 К; β – коефіцієнт об’ємного розширення при 293 К; η – в’язкість при 293 К; κ – теплопровідність при 273 К.

Таблиця Д 1.8 – Властивості деяких газів

Речовина	$\mu, \frac{\text{кг}}{\text{кмоль}}$	$d, \text{нм}$	$C_p, \frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$	$\gamma = C_p/C_v$	$K, \frac{\text{мВт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$	$\eta, \text{мкПа} \cdot \text{с}$	$D, \text{см}^2/\text{с}$	$t_{\text{пл}}, ^\circ\text{С}$	$t_{\text{кип}}, ^\circ\text{С}$
Азот	28	0,37	29,1	1,40	24,3	16,7	0,17	–210,0	–195,8
Аргон	40	0,35	20,9	1,67	16,2	22,1	0,16	–189,3	–185,9
Водень	2	0,27	28,8	1,41	168,4	8,4	1,28	–259,2	–252,8
Водяний пар	18	0,30	34,5	1,32	22,5	9,0	0,28	0,0	100
Вуглекислий газ	44	0,40	37,1	1,30	14,5	14,0	0,10	–56,6	–78,5 возг.
Гелій	4	0,20	21,0	1,67	141,5	18,9	1,62	–272,2	–268,9
Кисень	32	0,35	29,1	1,40	24,4	19,2	0,18	–218,8	–183,0
Повітря	29	0,35	29,3	1,40	24,1	17,2	–	–213	–193

Примітки. 1. Значення γ, η, d, D – при нормальних умовах.

2. μ – молярна маса; C_p – молярна теплоємність; d – діаметр молекул, K – теплопровідність; η – в’язкість; D – коефіцієнт самодифузії; $t_{\text{пл}}$ – температура плавлення, $t_{\text{кип}}$ – температура кипіння

Продовження додатка 1

Таблиця Д 1.9 – Питомий опір і температурний коефіцієнт опору деяких провідників (при 293 К)

Речовина	ρ , $10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м}$	α , 10^{-3} К^{-1}	Речовина	ρ , $10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м}$	α , 10^{-3} К^{-1}
<i>Метали</i>			Свинець	22	3,7
Алюміній	2,65	4,3	Срібло	1,65	4,1
Вольфрам	5,5	4,8	Цинк	5,9	4,2
Залізо	8,7	6,5	<i>Сплави</i>		
Золото	2,2	4,0	Константан	49,0	0,002
Мідь	1,7	4,3	Латунь	7,1	1,0
Молібден	6,0	4,3	Манганін	44,5	0,001
Олово	12,8	4,5	Ніхром	110	0,4
Платина	10,5	3,9	Сталь	10	6,5

Таблиця Д 1.10 – Питомий опір і відносна діелектрична проникність деяких діелектриків (при 293 К)

Речовина	ρ , Ом·м	ϵ	Речовина	ρ , Ом·м	ϵ
<i>Тверді тіла</i>			<i>Рідини</i>		
Бакеліт	$10^{11} - 10^{12}$	4,5	Бензин	10^{10}	2
Гетинакс	$10^8 - 10^{11}$	2,4	Вода (дистильована)	$10^3 - 10^4$	81
Кварц	$10^{12} - 10^{13}$	3,5–4,5	Масло касторове	10^{11}	4,7
Кераміка (конденсаторна)	10^9	10–200	Масло трансформаторне	$10^{10} - 10^{13}$	2,2
Папір сухий	$10^{11} - 10^{13}$	2–2,5	Спирт етиловий	$10^4 - 10^5$	27
Парафін	$3 \cdot 10^{16}$	2–2,3			
Плексиглас	10^{11}	3,5	<i>Гази</i> (при атмосферному тиску)		
Слюда	$10^{13} - 10^{14}$	5,7–7	Азот	–	1,00054
Скло	$10^{10} - 10^{12}$	4–16	Вуглекислий газ	–	1,0009
Текстоліт	$10^7 - 10^9$	–	Гелій	–	1,00007
Фарфор	10^{13}	4,5–7	Кисень	–	1,00055
Ебоніт	$10^{13} - 10^{14}$	2,5–3	Повітря	$10^{14} - 10^{15}$	1,00025

Продовження додатка 1

Таблиця Д 1.11 – Електричні властивості напівпровідників

ΔW – ширина забороненої зони; ρ – власний питомий опір (при 293 К); ε – відносна діелектрична проникність

Речовина	W , еВ	ρ , Ом·м	ε	Речовина	W , еВ	ρ , Ом·м	ε
Алмаз	5,4	10^6 – 10^{10}	5,5–16,5	Телур	0,36	0,001	25
Германій	0,68–0,75	0,43	16	Сульфід свинцю	0,35	0,002	–
Кремній	1,15	$2,6 \cdot 10^3$	11,7	Антимонід індію	0,18	$7 \cdot 10^{-5}$	17
Селен	1,7	10^3 – 10^{10}	6	Арсенід галію	1,4	1,5	12,7

Таблиця Д 1.12 – Робота виходу електронів з деяких речовин

Речовина	A , еВ	$W 10^{-19}$, Дж	Речовина	A , еВ	$W 10^{-19}$, Дж
Алюміній	3,74	6,0	Натрій	2,27	3,6
Барій	2,29	3,7	Нікель	4,84	7,7
Барій на вольфрамі	1,1	1,8	Оксид барія	1,0	1,6
Вісмут	4,62	7,4	Оксид міді	5,2	8,3
Вольфрам	4,50	7,2	Платина	5,29	8,5
Германій	4,80	7,7	Рубідій	2,2	3,5
Залізо	4,36	7,0	Срібло	4,28	6,8
Золото	4,58	7,3	Титан	3,92	6,3
Калій	2,15	3,4	Торій	3,4	5,4
Кальцій	2,80	4,5	Торій на вольфрамі	2,6	2
Кобальт	4,25	6,8	Цезій	1,89	3
Літій	2,39	3,8	Цезій на вольфрамі	1,4	2,2
Мідь	4,47	7,2	Цезій на платині	1,3	2,1
Молібден	4,27	6,8	Цинк	3,74	6

Продовження додатка 1

Таблиця Д 1.13 – Діапазон довжини хвиль та енергії квантів електромагнітного випромінювання

Тип хвиль	Діапазон довжини хвиль, 10^{-10} м	Діапазон енергії квантів випромінювання, еВ
Радіохвилі		
наддовгі	$10^{14} - 10^{18}$	$1,2 \cdot 10^{-10} - 1,2 \cdot 10^{14}$
довгі	$10^{13} - 10^{14}$	$1,2 \cdot 10^{-9} - 1,2 \cdot 10^{-10}$
середні	$10^{12} - 10^{13}$	$1,2 \cdot 10^{-8} - 1,2 \cdot 10^{-9}$
короткі	$10^{11} - 10^{12}$	$1,2 \cdot 10^{-7} - 1,2 \cdot 10^{-8}$
ультракороткі (УКР.)	$10^6 - 10^{11}$	$0,0124 - 1,2 \cdot 10^{-7}$
Інфрачервоне випромінювання		
	$10^5 - 10^7$	$0,124 - 1,24 \cdot 10^{-3}$
	$7500 - 10^5$	$1,65 - 0,124$
Видиме світло		
червоне	$6500 - 7500$	$1,91 - 1,65$
оранжеве	$5900 - 6500$	$2,10 - 1,91$
жовте	$5300 - 5900$	$2,34 - 2,10$
зелене	$4900 - 5300$	$2,53 - 2,34$
блакитне	—	—
синє	$4200 - 4900$	$2,95 - 2,53$
фіолетове	$4000 - 4200$	$3,10 - 2,95$
Ультрафіолетове випромінювання		
	$2000 - 4000$	$6,20 - 3,10$
	$100 - 2000$	$124 - 6,20$
Рентгенівське випромінювання		
	$1 - 20$	$1,24 \cdot 10^4 - 620$
	$0,06 - 1$	$2,07 \cdot 10^5 - 1,24 \cdot 10^4$
Гамма випромінювання		
	$5 \cdot 10^{-14} - 2$	$2,48 \cdot 10^7 - 6,2 \cdot 10^3$

Продовження додатка 1

Таблиця Д 1.14 – Показники заломлення води

Довжина хвилі, нм	n	Довжина хвилі, нм	n
1256	1,3210	508,6	1,3360
678	1,3308	486,1	1,3371
656,3	1,3311	480,0	1,3374
643,8	1,3314	434,0	1,3403
589,3	1,3330	303,4	1,3581
541,1	1,3345	214,4	1,4032

Таблиця Д 1.15 – Показники заломлення твердих тіл ($\lambda = 587,6$ нм)

Речовина	$t^{\circ} \text{C}$	n	Речовина	$t^{\circ} \text{C}$	n
Алмаз	20	2,4195	Лід	0	1,31
Бromo-йодистий калій	20	2,629	Натрій хлористий	18	1,5443
Кальцій фтористий	15	1,4339	Срібло хлористе	25	~2,06
Кварц плавленний	15	1,4587	Цезій бромистий	24	1,6971

Продовження додатка 1

Таблиця Д 1.16 – Показники заломлення рідин ($T = 293\text{K}$)

Рідина	n	λ , нм	Рідина	n	λ , нм
Анілін	1,586	589,3	Метилен (хлористий)	1,424	589,3
Ацетон	1,359	589,3	Нітробензол	1,553	589,3
α - монобромнафталін	1,66	589,3	Нітротолуол (орто)	1,547	589,3
Бензол	1,501	587,6	Олія кедрова	1,516	587,6
Бромформ	1,598	589,3	Сірководень	1,885	587,6
Вуглець чотирьохлористий	1,46	589,3	Сірковуглець	1,63	589,3
Гліцерин	1,47	587,6	Скипидар	1,47	587,6
Етил бромистий	1,424	589,3	Спирт ети- ловий	1,362	589,3
Ефір етиловий	1,354	589,3	Спирт мети- ловий	1,331	589,3
Канадський баль- зам	1,53	589,3	Толуол	1,497	589,3
Ксилол (мета)	1,497	589,3	Фурфурол	1,526	589,3
Ксилол (орто)	1,505	589,3	Хлороформ	1,446	589,3
Ксилол (пара)	1,496	589,3			

Продовження додатка 1

Таблиця Д 1.17 – Фундаментальні фізичні константи

Величина	Позначення	Значення
Елементарний заряд	e	$1,6021892 \cdot 10^{-19}$ Кл
Стала Больцмана	$k = \frac{R}{Na}$	$1,380662 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Дж}}{\text{К}}$
Стала Планка	h	$6,626176 \cdot 10^{-34}$ Дж·с
Стала Дірака	$\hbar = \frac{h}{2\pi}$	$1,05457266 \cdot 10^{-34}$ Дж·с
Стала Стефана-Больцмана	$\sigma = \frac{\pi^2 k^4}{60\pi^3 c^2}$	$5,67032 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{К}^4}$
Стала Віна	b	$2,897756 \cdot 10^{-3}$ м·К
Швидкість світла у вакуумі	c	$299792458 \frac{\text{м}}{\text{с}}$
Магнітна стала	$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Гн}}{\text{м}}$	$1,256837 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Гн}}{\text{м}}$
Електрична стала	$\epsilon_0 = (\mu_0 c^2)^{-1}$	$8,854187817 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Ф}}{\text{м}}$
Універсальна газова стала	R	$8,31441 \frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$
Число Авогадро	N_A	$6,022045 \cdot 10^{23} \text{моль}^{-1}$
Комптонова довжина хвилі електрона	$\lambda = \frac{h}{m_e c}$	$2,4263089 \cdot 10^{-12}$ м
Маса спокою електрона	m_e	$9,10939 \cdot 10^{-31}$ кг

Продовження додатка 1

Таблиця Д 1.18 – Робота виходу електронів

Елемент	<i>A</i> , еВ	Елемент	<i>A</i> , еВ
Барій	2,49	Натрій	2,35
Берилій	3,92	Неодим	3,2
Бор	4,5	Нікель	4,5
Ванадій	4,12	Ніобій	3,99
Вісмут	4,4	Олово	4,38
Вольфрам	4,54	Осмій	24,7
Вуглець	4,7	Паладій	4,8
Гадоліній	3,1	Платина	5,32
Галій	3,96	Празеодин	2,7
Гафній	3,53	Реній	5,0
Германій	4,76	Родій	4,75
Гольмій	3,22	Ртуть	4,52
Диспрозій	3,25	Рубідій	2,16
Ербій	3,25	Рутеній	4,6
Європій	2,5	Самарій	2,7
Залізо	4,31	Свинець	4,0
α	4,7	Селен	4,72
β	4,62	Скандій	3,3
γ	4,68	Срібло	4,3
Індій	38	Стронцій	2,35
Іридій	5,27	Сурма	4,08
Ітрій	3,3	Талій	3,7
Кадмій	4,1	Тантал	4,12
Калій	2,22	Телур	4,73
Кальцій	2,8	Тербій	3,15
Кобальт	4,41	Титан	3,95
Кремній	4,8	Торій	3,3
Лантан	3,3	Тулій	3,1
Літій	2,38	Уран	3,3
Лютецій	3,33	Хром	4,58
Магній	3,64	Цезій	1,81
Марганець	3,83	Церій	2,7
Мідь	4,4	Цинк	4,24
Молібден	4,3	Цирконій	3,9
Миш'як	3,75		

Продовження додатку 1

Таблиця Д.1.19 – Періоди піврозпаду $T_{1/2}$ деяких радіоактивних нуклідів

Вуглець $^{12}_{6}\text{C}$	5730 років	Радій $^{226}_{88}\text{Ra}$	1620 років
Натрій $^{24}_{11}\text{Na}$	14,6 години	Радон $^{222}_{86}\text{Rn}$	3,82 доби
Кальцій $^{45}_{20}\text{Ca}$	164 доби	Стронцій $^{90}_{38}\text{Sr}$	28 років
Кобальт $^{58}_{27}\text{Co}$	71 доба	Торій $^{232}_{90}\text{Th}$	$1,41 \cdot 10^{10}$ років
Плутоній $^{239}_{94}\text{Pu}$	24390 років	Уран $^{235}_{92}\text{U}$	$7,1 \cdot 10^8$ років
Полоній $^{210}_{84}\text{Po}$	138 діб	Уран $^{238}_{92}\text{U}$	$4,5 \cdot 10^9$ років

Таблиця Д.1.20 – Лінійний коефіцієнт поглинання μ гамма-випромінювання з енергією $W = 6 \text{ MeV}$ для деяких речовин, м^{-1}

Речовина	μ
Залізо	23,99
Свинець	49,36
Бетон (густина $\rho = 2,3 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$)	6,19

Таблиця Д.1.21 – Атомна маса деяких ізотопів, а. о. м.

Ізотоп	Маса	Ізотоп	Маса	Ізотоп	Маса
^1_1H	1,00783	$^{12}_6\text{C}$	12,0	$^{40}_{20}\text{Ca}$	39,96257
^2_1H	2,01410	$^{13}_7\text{N}$	13,00574	$^{56}_{26}\text{Fe}$	55,93490
^3_1H	3,01605	$^{14}_7\text{N}$	14,00307	$^{56}_{27}\text{Co}$	55,93984
^3_2He	3,01603	$^{16}_8\text{O}$	15,99491	$^{63}_{29}\text{Cu}$	62,92960
^4_2He	4,00260	$^{17}_8\text{O}$	16,99913	$^{112}_{48}\text{Cd}$	111,90276
^6_3Li	6,01512	$^{19}_9\text{F}$	18,99840	$^{200}_{80}\text{Hg}$	199,96832
^7_3Li	7,01600	$^{24}_{11}\text{Na}$	23,99097	$^{207}_{82}\text{Pb}$	206,97590
^7_4Be	7,01693	$^{23}_{12}\text{Mg}$	22,99413	$^{210}_{84}\text{Po}$	209,98276
^8_4Be	8,00531	$^{24}_{12}\text{Mg}$	23,98504	$^{232}_{90}\text{Th}$	232,03811
^9_4Be	9,01218	$^{27}_{13}\text{Al}$	26,98154	$^{235}_{92}\text{U}$	235,04393
$^{10}_5\text{B}$	10,01294	$^{30}_{14}\text{Si}$	29,97377	$^{238}_{92}\text{U}$	238,05353
$^{11}_5\text{B}$	11,00930	$^{31}_{15}\text{P}$	30,97376	$^{239}_{94}\text{Pu}$	239,05204

Список літератури

1. Волькенштейн В. С. Сборник задач по общему курсу физики / В. С. Волькенштейн. – Москва : Наука, 1990. – 397 с.
2. Чертов А. Г. Задачник по физике / А. Г. Чертов, А. А. Воробьев : учеб. пособ. для втузов. – Москва : Высш. шк. 1988. – 526 с.
3. Иродов И. Е. Задачи по общей физике / И. Е. Иродов. – Москва : Наука, 1979. – 368 с.
4. Загальний курс фізики : зб. задач / І. П. Гаркуша, І. Т. Горбачук, В. П. Курінний та ін. ; за заг. ред І. П. Гаркуші. – Київ : Техніка, 2004. – 560 с.
5. Физико-химические свойства элементов : справочник ; под ред. Г. В. Самсонова. – Київ : Наукова думка, 1965. – 8 с.
6. Кэй Дж. Таблицы физических и химических постоянных / Дж. Кэй, Т. Лэби. – Москва : Физматгиз., 1962. – 247 с.
7. Физические величины: Справочник. / А.А. Бабичев, Н.А. Бабушкина, А.М. Братковский и др. : под редакцией И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. – Москва : Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с.

ЗМІСТ

Вступ	3
Розділ 1. Основи класичної механіки	4
1.1. Фундаментальні закони та формули класичної кінематики.....	4
1.2. Рівняння руху частинок та поступального руху твердого тіла. Закон збереження імпульсу	7
1.3. Динаміка обертального руху твердого тіла	10
1.4. Робота, енергія	12
1.5. Релятивістська механіка. Елементи теорії відносності	15
Розділ 2. Молекулярно-кінетична теорія і класична.	
Термодинаміка	17
2.1. Статистичний метод дослідження макросистем	17
2.2. Класичні статистичні розподіли. Барометрична формула	20
2.3. Закони та коефіцієнти явищ перенесення в газах	21
2.4. Основи термодинаміки	23
2.5. Фазові рівноваги і фазові перетворення в реальних газах та рідинах	27
Розділ 3. Електростатика. Електродинаміка. Електричний струм	29
3.1. Електростатика	29
3.2. Закони постійного електричного струму	35
Розділ 4. Магнітне поле у вакуумі та речовині. Електромагнітне поле. Основи теорії Максвела для електромагнітного поля	40
4.1. Магнітне поле	40
4.2. Магнітне поле у речовині	45
4.3. Електромагнітне поле	48
4.4. Основи теорії Максвела для електромагнітного поля	50
Розділ 5. Фізика механічних і електромагнітних магнітних коливань та хвиль	52
5.1. Кінематика вільних гармонічних коливань. Гармонічний осцилятор	52
5.2. Динаміка вільних гармонічних коливань. Моделі гармонічного осцилятора.....	54

5.3. Вільні згасаючі та вимушені механічні та електромагнітні коливання.....	56
5.4. Хвильові процеси. Пружні та електромагнітні хвилі.....	62
Розділ 6. Геометрична та хвильова оптика	66
6.1. Геометрична оптика. Лінзи	66
6.2. Інтерферометрія світлових хвиль	67
6.3. Дифракція світлових хвиль.....	69
6.4. Електромагнітні хвилі в речовині (дисперсія, поляризація, поглинання світла).....	71
Розділ 7. Основні уявлення квантової фізики.	
Корпускулярно-хвильовий дуалізм	75
7.1. Елементи квантової оптики. Фотони	75
7.2. Обґрунтування основних ідей квантової теорії. Будова атома по Бору	79
7.3. Квантова механіка та корпускулярно-хвильовий дуалізм матерії. Хвильові властивості речовини.....	80
7.4. Основи квантової теорії. Хвильова функція. Рівняння Шредінгера	82
Розділ 8. Фізика атомів, молекул та атомного ядра	85
8.1 Властивості електрона і атома в квантовій механіці	85
8.2. Молекула	88
8.3. Будова та характеристики атомного ядра	89
8.4. Радіоактивність. Ядерні реакції	90
8.5. Екологічні проблеми ядерної енергетики	92
Розділ 9. Елементи фізики конденсованих станів	94
9.1. Кристали. Теплові властивості твердого тіла. Фонони	94
9.2. Електропровідність речовини. Класична теорія електро-провідності металів.....	98
9.3. Елементи зонної теорії твердих тіл. Квантова статистика Фермі-Дірака. Квантова теорія металів. Надпровідність.....	100
9.4. Електропровідність напівпровідників і діелектриків. Ефект Холла...	103
9.5. Квантова природа магнетизму речовин	106

Завдання для контрольної роботи з дисципліни «Фізика»	
для студентів заочної форми навчання	109
Розділ 1. «Основи класичної механіки»	109
Розділ 2. «Молекулярно-кінетична теорія і класична термодинаміка» ...	114
Розділ 3. «Електростатика. Електродинаміка. Електричний струм»	117
Розділ 4. «Магнітне поле у вакуумі та речовині.	
Електромагнітне поле»	121
Розділ 5. «Фізика механічних і електромагнітних коливань та хвиль»....	125
Розділ 6. «Геометрична та хвильова оптика»	129
Розділ 7. «Основні уявлення квантової фізики.	
Корпускулярно-хвильовий дуалізм»	133
Розділ 8. «Фізика атомів, молекул та атомного ядра»	140
Розділ 9. «Елементи фізики конденсованих станів»	143
Контрольні завдання для трисеместрового курсу	147
Контрольні завдання для двосеместрового курсу	148
Контрольні завдання для односеместрового курсу.....	149
Додаток 1	150
Список літератури	164

НАВЧАЛЬНО-МЕТОДИЧНИЙ ПОСІБНИК

ФАТЪЯНОВА Нонна Борисівна
ШЕЛЕСТ Тетяна Миколаївна
ГАЛУЩАК Ірина Володимирівна
МЕНЬШОВ Юрій Валентинович

ФІЗИКА

Навчально-методичний посібник для дистанційного навчання

Роботу до видання рекомендувала Олена ЛЮБЧЕНКО

План 2020 р., поз 53

Підп. до друку __.__.__. Формат 60×84 1/16. Папір друк. №2.
Друк – ризографія. Гарнітура Times New Roman. Ум. друк. арк. 4,7.
Наклад 500 прим. Зам №____. Ціна договірна.

Видавничий центр НТУ “ХПІ”. 61002, Харків, вул. Кирпичова, 2.
Свідоцтво про державну реєстрацію ДК № 5478 від 21.08.2017 р..
