

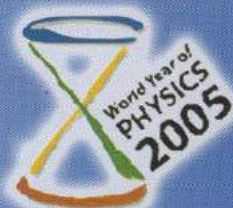
С В І Т

ФІЗИКИ

№1
2005

науково-популярний журнал

2005 рік –
оголошено
роком фізики



*Та хоч би й крила мені солов'їні
І воля своя, –
Я б не лишила тебе в самотині,
Країно моя!*

Леся Українка

**Турнір
юних фізиків
у Луцьку**

ВІДЗНАКА „ЗА ПОПУЛЯРИЗАЦІЮ ФІЗИКИ В УКРАЇНІ”

СП „ЄВРОСВІТ” і журнал „Світ фізики” заснували щорічну відзнаку
„ЗА ПОПУЛЯРИЗАЦІЮ ФІЗИКИ В УКРАЇНІ”.

Щорічно цю відзнаку одержують науковці, викладачі вищих навчальних
закладів, учителі та всі, хто популяризує фізику в Україні.

Відзнаку „За популяризацію фізики в Україні” 2004 року отримали:

Іван КЛИМИШИН за вагомий внесок у розвиток та популяризацію астрофізики.

Борис КРЕМІНСЬКИЙ за роботу з обдарованою молоддю, популяризацію олімпіадного руху з фізики в Україні.



Іван КЛИМИШИН народився 17 січня 1933 року в с. Кутиськи Кременецького повіту на Тернопільщині у селянській родині. Він видатний український науковець-астроном і педагог, академік Академії наук вищої школи України, заслужений працівник вищої школи України, дійсний член НТШ, член Міжнародного астрономічного союзу, доктор фізико-математичних наук, професор. Був головою комісії з астрономії при Міносвіти СРСР (1980–1981), віце-президентом Ради з підготовки астрономічних кадрів при АН СРСР (1976–1983), президентом комісії з історії астрономії при АН СРСР (1981–1986). Двічі (1994 і 1995 рр.) американський біографічний інститут визнав Івана Климишина ”людиною року”. Його іменем названо малу планету № 3653.

І. Климишин закінчив фізичний факультет Львівського університету ім. Івана Франка (1955), кандидатську дисертацію захистив у Київському університеті ім. Т. Г. Шевченка (1961), докторську – у Московському університеті ім. М. Ломоносова (1971). У 1958–1974 рр. працював в Астрономічній обсерваторії Львівського університету імені Івана Франка, до 1996 року – у Прикарпатському університеті ім. В. Стефаника), з 1996 року – завідувач кафедри релігієзнавства, водночас із 1991 – професор духовного інституту Української греко-католицької церкви.

І. Климишин написав 38 монографій, підручників, посібників і науково-популярних книжок, понад 100 науково-популярних та публіцистичних статей, прочитав майже 1400 науково-популярних лекцій.

Борис КРЕМІНСЬКИЙ народився 5 червня 1964 року в Москві. Він закінчив радіофізичний факультет Київського державного університету ім. Т. Г. Шевченка (1986), далі працював інженером НВО ”Квант” у м. Києві, з 1989 року працював учителем фізики СШ № 243 м. Києва. Він 1995 року закінчив аспірантуру Київського державного педагогічного університету ім. М. П. Драгоманова та 1997 року здобув науковий ступінь кандидата педагогічних наук, заслужений учитель України. Із 1995 року працює в Інституті системних досліджень, Інституті змісту і методів навчання, Науково-методичному центрі середньої освіти Міністерства освіти і науки України завідувачем відділу роботи з обдарованою молоддю.

Б. Кремінський багато працює для створення умов для підтримки обдарованої молоді, веде роботу над підготовкою школярів до Всеукраїнських та міжнародних інтелектуальних змагань.

Б. Кремінський є автором декількох збірників завдань Міжнародних, Всеукраїнських олімпіад з фізики, методичних посібників, має понад 50 праць у фахових та інших періодичних виданнях. Він є членом редколегії журналів ”Обдарована дитина”, ”Наша школа”.



СВІТ ФІЗИКИ

науково-популярний журнал

1(29)'2005

Журнал „СВІТ ФІЗИКИ”,
заснований 1996 року,
реєстраційне свідоцтво № КВ 3180
від 06.11.1997 р.

Виходить 4 рази на рік

Засновники:

Львівський національний університет
імені Івана Франка,
Львівський фіз.-мат. ліцей,
СП „Євросвіт”

Головний редактор

Іван Вакарчук

заступники гол. редактора:

Олександр Гальчинський

Галина Шопа

Редакційна колегія:

Олекса Біланюк

Михайло Бродин

Петро Голод

Семен Гончаренко

Ярослав Довгий

Іван Климишин

Юрій Ключковський

Богдан Лукіянець

Юрій Ранюк

Йосип Стахіра

Роман Федорів

Ярослав Яцків

Художник Володимир Гавло

Літературний редактор

Мирослава Прихода

Комп'ютерне макетування та друк

СП „Євросвіт”, наклад 1000 прим.

Адреса редакції:

редакція журналу „Світ фізики”

вул. Саксаганського, 1,

м. Львів 79005, Україна

тел. у Львові 380 (0322) 96 46 73

у Києві 380 (044) 416 60 68

sf@ktf.franko.lviv.ua; phworld@franko.lviv.ua

www.franko.lviv.ua/publish/phworld

Генеральна Асамблея ООН 10 червня 2004 року оголосила рішення оголосити 2005 рік **Роком фізики**, визнаючи, що фізика є важливою частиною знань про природу, а її застосування є визначальним чинником сучасного технічного прогресу.

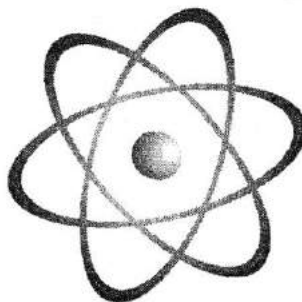
Сто років тому, 1905 року, були опубліковані праці А. Айнштейна, які заклали основи двох фундаментальних галузей фізики: теорії відносності, квантової теорії...

Останніми роками зацікавлення до фізики та її ролі у повсякденному житті істотно зменшилось. Водночас усі використовують сучасні технології, що втілені в комп'ютери, мобільні телефони, побутову техніку, не задумуючись над тим, завдяки чому вони з'явилися.

Тому перед міжнародною фізичною спільнотою стоїть важливе завдання – донести здобутки сучасної фізики до широкого загалу. Люди мають знати, що фізика не лише відіграє важливу роль у розвитку науки й технології загалом, а й має величезний вплив на людство, вона є світоглядною основою сучасної цивілізації. Суспільство мусить усвідомити вагу сучасної фізики у розв'язанні таких важливих глобальних проблем, як пошук нових джерел енергії, захист довкілля та здоров'я людей.

Проведення Всесвітнього року фізики – це добра нагода для міжнародного фізичного товариства донести до широкого загалу важливість фізики для розв'язання глобальних проблем, які стоять перед людством.

*Не забудьте
передплатити журнал
„Світ фізики”*



**Передплатний індекс
22577**

Передрук матеріалів дозволяється лише з письмової згоди редакції та з обов'язковим посиланням на журнал „Світ фізики”

© СП „Євросвіт”

ЗМІСТ

1. Нові й маловідомі явища фізики

Проскура Олександр. До 100-річчя гіпотези

А. Айнштейна про світлові кванти та фізичну природу зовнішнього фотоелектричного ефекту

Шопа Г. Як відзначають міжнародний рік фізики

Айнштайн Альберт. Про один евристичний погляд щодо виникнення і перетворення світла

3

12

13

2. Фізика України

До 100-річчя від дня народження Василя Міліянчука

Довгий Ярослав. Повчальна місія ювілею (нотатки спектроскопіста з нагоди 100-річчя від дня народження професора Василя Міліянчука)

21

22

3. Олімпіади, турніри...

Умови задач III (обласного) етапу Всеукраїнської олімпіади з фізики 2005 р.

27

4. Інформація

Шопа Г., Гальчинський О. У ЦЕРНі майже половина фізиків світу вивчає мікросвіт

29

5. Творчість юних

Науменко Артем, Комишан Павло. Піски Сахари

31

6. Фізика для наймолодших

Старощук Валерій. Досліди Мудрагеліка. Заняття 4. Цікаві досліди з оловом

37

7. Олімпіади, турніри...

Розв'язки задач III (обласного) етапу Всеукраїнської олімпіади з фізики 2005 р.

40

8. Інформація

Краса форми, досконалість захисту

29





ДО 100-РІЧЧЯ ГІПОТЕЗИ А. АЙНШТАЙНА ПРО СВІТЛОВІ КВАНТИ ТА ФІЗИЧНУ ПРИРОДУ ЗОВНІШНЬОГО ФОТОЕФЕКТУ

Олександр Проскура

*кандидат фізико-математичних наук
(Берлін, Німеччина)*

Рік 1905 у фізиці розглядають як особливий, незвичайний – "annus mirabilis". Підставою для цього є перші три публікації Альберта Айнштайна, що з'явилися у сімнадцятому томі ляйпцігського журналу "Annalen der Physik". Того ж 1905 року А. Айнштайн сформулював релятивістський закон про еквівалентність енергії тіла його масі. Саме ці праці 26-річного А. Айнштайна стали основою переходу наукового мислення від класичної фізики XIX сторіччя до сучасного наукового світосприйняття.

Перша праця [1] А. Айнштайна була зареєстрована в редакції журналу 18.03.1905. У ній науковець, розвинувши нові ідеї М. Планка про квантування енергії осцилятора, висунув гіпотезу світлових квантів і запропонував сучасну інтерпретацію зовнішнього фотоелектричного фотоефекту, і цим істотно вплинув на розвиток квантової теорії. Ця праця стала формальною підставою для нагородження А. Айнштайна Нобелівською премією з фізики за 1921 рік.

Відомо, що проблема взаємодії світла і речовини є однією з фундаментальних наукових проблем. Саме в її межах завдяки дослідженням теплового випромінювання тіл виникла квантова теорія, яка стала базою сучасної науки, а внаслідок вивчення дії світла на тіло на прикладі зовнішнього фотоелектричного ефекту ця теорія утвердилась у науці.

Обмежимося стислим викладом історичних джерел першої публікації А. Айнштайна, аналізом її змісту та експериментальним підтвердженням Айнштайнової квантової теорії зовнішнього фотоелектричного ефекту.

Зацікавлення до вивчення теплового випромінювання наприкінці XIX сторіччя зумовлене ма-

совим впровадженням електричних ламп розжарення і відповідно потребою в методах калібрування та світлових стандартів. Через це 1887 року в Берліні під керівництвом Гельмгольца (Hermann von Helmholtz, 1821–1894) було засновано Фізико-технічний інститут (ФТІ). Інститут будували за фінансової підтримки Сименса (Werner von Siemens, 1916–1892), який подбав про те, щоб на території ФТІ стояв будинок для президента Інституту і був би садок для його дружини. Роботу ФТІ було настільки вдало сплановано в науковому і структурному планах, що відомий фізик і впливовий адміністратор академік Йоффе (Абрам Федорович Йоффе, 1880–1960) взяв його за взірєць для розбудови системи фізико-технічних інститутів у Радянському Союзі. Фізики ФТІ та Технічної вищої школи в Берліні опрацювали модель абсолютно чорного тіла і виміряли розподіл енергії його теплового випромінювання переважно в інфрачервоній ділянці спектра та порівняли результати дослідів з відомими законами випромінювання. Дослідження проводились інтенсивно. Про досліди в цьому напрямі повідомляли у восьми доповідях на чотирнадцяти засіданнях Німецького фізичного товариства у 1898–1900 рр. Наприклад, Луммер (Otto Richard Lummer, 1860–1925) і Прингсгайм (Ernst Pringsheim, 1859–1917) описали систематичні розбіжності між їхніми експериментальними даними у видимій та інфрачервоній ділянках спектра і теоретичним законом теплового випромінювання Віна (Wilhelm Wien, 1864–1927). Подібні розбіжності в дальній інфрачервоній ділянці встановили також Рубенс (Heinrich Rubens, 1865–1923), Курлбаум (Ferdinand Kurlbaum, 1857–1927) і Пашен (Friedrich Paschen, 1865–1947).



Із експериментальними даними добре узгоджувалась нова формула, яку 19.10.1900 року для спектра теплового випромінювання представив на засіданні Німецького фізичного товариства професор теоретичної фізики Берлінського університету Планк (Max Karl Ernst Ludwig Planck, 1858–1947), і яка в граничному випадку для довгохвильового діапазону відповідала законів випромінювання Віна. На засіданні М. Планк виступив після Ф. Курлбаума, з чийми експериментальними даними, формула Планка добре корелювала. Наступного ж дня М. Планка відвідав Г. Рубенс і повідомив його, що розраховані за його новою формулою величини узгоджуються з тими, які й він одержав дослідним шляхом. Згодом достовірну формулу Планка назвали законом Планка для теплового випромінювання.

Закон Планка для випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла спершу одержали методом інтерполяції. Планкові для доведення формули довелося увести нову сталу h , яка має розмірність добутка енергії на час, тобто розмірність фізичного терміна – дія. Цю сталу назвали елементарним квантом дії. Згодом вона набула значення універсальної фізичної константи. Із розвитком квантової теорії і виникненням хвильової механіки з'ясувалося, що ця стала входить до виразів, які є законами руху мікрооб'єктів та відображають специфіку цих законів. Елементарний квант дії h пов'язує енергію e будь-якої мікрочастки з відповідною частотою ν хвильового процесу, яким можна описувати рух частки, тобто $e = h\nu$, та модуль імпульса p цієї мікрочастки з масою m і швидкістю V руху з довжиною хвилі λ , відповідно $p = mV = h/\lambda$. У Берліні про відкриття М. Планком елементарного кванта дії нагадує перехожим пам'ятна таблиця на стіні університету імені Гумбольдта, де М. Планк викладав у 1889–1928 рр.

Доведення формули розподілу енергії в спектрі випромінювання абсолютно чорного тіла і пояснення нової константи М. Планк запропонував на засіданні Німецького фізичного товариства у своїй знаменитій доповіді 14.12.1900 р. Від цієї дати веде свій початок квантова теорія. М. Планк для доведення формули теплового випромінювання використав концепцію статистичного розпо-

ділу енергії між усіма осциляторами чорного випромінювача і припустив, що осцилятор може характеризуватись лише певними пакетами енергії e або квантами ("ein Energieelement e ") за $e = h\nu$, де h – стала величина і ν – частота коливань. У такий спосіб було здійснено відхід від принципу класичної фізики про неперервність природи фізичних величин і заявлено про їхню дискретність. Айнштайн (Albert Einstein, 14.03.1879, Ульм (Німеччина) – 18.04.1955, Принстон (США)) припустив 1905 року, що квантується не лише енергія осциляторів, а й квантуються також світло та поле випромінювання. До квантової теорії Планка А. Айнштайн звернувся за п'ять років після її появи, і розвинув її гіпотезою про світлові кванти, використавши це поняття для інтерпретації закономірностей фотоефекту.

Звернімось до історії накопичення тих експериментальних даних, що були базовими для створення Айнштайном квантової теорії зовнішнього фотоефекту. Прийнято вважати, що зовнішній фотоефект відкрив і першим експериментально 1887 року дослідив Герц (Heinrich Hertz, 1857–1894) у м. Карлсруе. М. Планк проаналізував праці Г. Герца, коли на прохання Гельмгольца писав його некролог (Г. Герц помер молодим). Внаслідок глибшого вивчення експериментів Герца, який першим дослідив електромагнетні хвилі, у М. Планка виникла ідея з'ясувати, чи не є теплове випромінювання електромагнетним.

Г. Герц відкрив фотоефект за таких обставин: вивчаючи високочастотні коливання в електричному колі з повітряним розрядником, він помітив дію електричного розряду на відстані на аналогічний розряд в іншому розряднику. Ця дія виявилась у збільшенні максимальної величини міжелектродної відстані, за якої міг виникати електричний пробій повітряного проміжку в розряднику. Результати дослідів Герц послідовно і докладно виклав у вісімнадцяти пунктах своєї праці [2]. Йому вдалося локалізувати дію і встановити, що найчутливішою до носія дії, який підлягав законам геометричної оптики, була ділянка розрядника поблизу електрода з негативним потенціалом. Г. Герц дійшов висновку, що здатністю впливати на електричний розряд володіло ультрафіолетове проміння.



Оскільки прості умови для наочної демонстрації явища та його якісного вивчення знайшов Гальвакс (Wilhelm Hallwachs, 1859–1922) у Ляйпцігу, то його дослід від 27.11.1887 року називають фундаментальним. В. Гальвакс був учнем Г. Герца. Схема досліду В. Гальвакса зображена на рис. 1. У досліді В. Гальвакса на цинкову платівку, приєднану до електроскопа з золотими листочками, скеровували крізь гіпсове віконце відфільтроване випромінювання дугової лампи. В. Гальвакс виявив, що при опроміненні негативно зарядженої платівки кут розбіжності між листочками електроскопа зменшувався. Це свідчило, що внаслідок опромінення платівка втрачала негативний заряд.

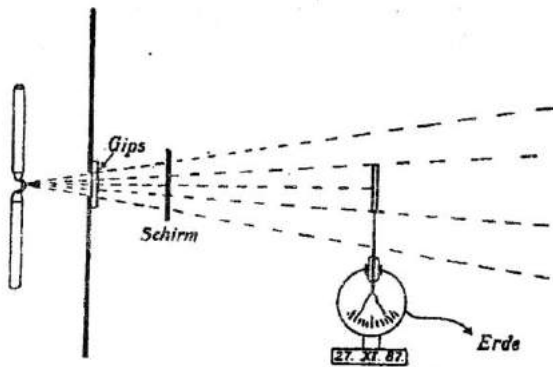


Рис. 1. Дослід Гальвакса [9]. Негативний електростатичний заряд цинкової платівки зменшується при опроміненні її ультра-фіолетовою радіацією.

В. Гальвакс уперше здійснив спробу спектральних вимірювань і показав, що цинкова платівка чутлива до ультрафіолетового складника радіації дуги і зовсім не реагувала на інфрачервоне випромінювання дуги. Він підтвердив результати Герца, зауваживши відмінності складних фізичних явищ, які досліджував і Герц, і він [3].

Перші дослідники зовнішнього фотоелектричного ефекту намагались з'ясувати, якого знака потенціал потрібно подавати на чутливий до опромінення електрод, щоб виявити ефект, та з електричним зарядом якого знака він пов'язаний. У Німеччині Відельман (Eilhand Gustav Wiedemann, 1852–1928) і Еберт (Hermann Ebert, 1861–1913) відразу після публікації Герца показали, що для одержання фотоелектричного ефекту потрібно опромінити електрод з негативним потенціалом [4].

Подібні вимоги про фоточутливий катод неодноразово підтверджувались під час використання різноманітних методик.

Одним з перших до дослідження фотоелектричного ефекту долучився італієць Рігі (Augusto Righi, 1850–1920), який вже у першій публікації використав сучасне поняття "фотоелемент". Фотокомірка Рігі – це система близько розташованих і паралельних між собою металевої сітки та суцільного металевого диска, який опромінювався крізь сітку. Комірку Рігі вмикали за схемою контролю різниці потенціалів між електродами, чим було обмежено можливість одержання повнішої картини явища.

Російський фізик Столетов (Александр Григорьевич Столетов, 1839–1896) у лютому 1888 року, незалежно від А. Рігі, прийшов до конструкції фотоелемента у вигляді суцільного диска і сітки та розробив оригінальну методику вимірювання сили електроструму крізь комірку [5]. П. Борзяк в Інституті фізики АН УРСР до ювілею О. Столетова проаналізував у праці [6] перевагу методики О. Столетова порівняно з попередніми електрометричними методиками Гальвакса. Вона дала змогу перейти до кількісного вивчення фотоелектричного ефекту і встановити його закономірності, що стало основою для побудови теорії явища. Цій меті послужив перший закон фотоелектрики – на ділянці насичення сила фотоструму прямо пропорційна до інтенсивності світла, який сформулював Столетов [7]. Методика О. Столетова дала змогу встановити пряму пропорційну залежність сили фотоструму від величини освітлюваної поверхні фотокатода, а також показати наявність фотоструму насичення і малу інерційність ЗФЕ.

О. Столетов друкував свої праці з дослідження ЗФЕ у західноєвропейських наукових журналах, тому він був добре відомий у науковому світі. Попри це його авторитетним ім'ям у СРСР на догоду псевдопатріотичній доктрині маніпулювали. Наприклад, після опублікування 1948 року статті А. Йоффе в журналі "Фізика в школі" радянські школярі та студенти мусили завчати, що О. Столетов відкрив фотоелектричний ефект раніше від Г. Герца. Ймовірно, що зміна влади, яка відбулася 1917 року в Росії, спричинила відхід А. Йоффе від переказу відомих фактів про відкриття фотоелектричного ефекту Г. Гер-



цом і В. Гальваксом та спричинила сфальшування історії фізики, які він надрукував 1912 року в збірнику "Новые идеи в физике. Сборник № 4".

Метод О. Столетова використали 1888 року Ельстер (Julius Elster, 1854–1920) і Гайтель (Hans Friedrich Geitel, 1855–1923) для порівняльних досліджень спектральних чутливостей фотокатодів з лужних металів [8]. Вони розробили також сучасну конструкцію фотоелемента зі скляною сферичною оболонкою і спеціальним віконцем, що пропускало світло на катод.

Перші результати досліджень зовнішнього фотоефекту за 1887–1899 рр. сформулював В. Гальвакс у монографії [9]: "Світло діє на тіла, а не на газове оточення. Поглинання світла є неодмінною умовою. Величина розрядженої електрики пропорційна до кількості світла. Світло, що потрапляє ззаду, також викликає фотоелектрику. Затримання в часі під час виникнення явища немає, відсутня також післядія. Дуже велика кількість різнорідних тіл є фотоелектрично дійовими". До одержання низки цих висновків прямо причетні досліді О. Столетова, на чому В. Гальвакс [9] неодноразово наголошував. Вагомий внесок В. Гальвакса до фотоелектрики та електрометрії дослідив Д. Гофман [10].

Важливу роль у дослідженні фотоефекту відіграли праці другого після Рентгена (Wilhelm Conrad Röntgen, 1845–1923), німецького нобелівського лауреата з фізики Ленарда (Philipp Lenard, 1862–1947). Саме на результати дослідів Ленарда, неодноразово цитуючи їх стосовно фотоефекту, спирався А. Айнштейн у праці про світлові кванти.

А. Айнштейн у листах називав Ленарда "великим майстром, оригінальною головою" (не датований лист 1908 року) і "справжнім генієм" (лист від 16.03.1910). Відповідно Ф. Ленард, як згадував його асистент Лауб (Jakob Johan Laub, 1882–1962), також високо цінував А. Айнштейна. Однак згодом їхні стосунки стали напруженими через принципову наукову полеміку про ефір та загальну теорію відносності, й після антисемітської провокації Вейланда (Paul Weyland, 1888–1972), яку він вчинив у серпні 1920 року в Берліні проти А. Айнштейна, закінчились скандалом.

Ф. Ленард першим показав, що енергія звільнених під дією світла носіїв електричного заряду

зовсім не залежить від інтенсивності світла. За оцінкою Міллікена (Robert Andrews Millikan, 1868–1953) [11], це було надзвичайне відкриття.

Працюючи з квантовими променями, які, як з'ясувалося згодом, є потоком електронів, Ф. Ленард набув досвіду роботи з ними. Він, незалежно від Томсона (Sir Joseph John Thomson, 1856–1940) наблизився до принципово важливого висновку про те, що потік носіїв фотоструму поводить себе аналогічно до катодних променів. Спершу він встановив, що під час освітлення фотокатода при фотоефекті процес звільнення з нього електричного струму здійснюється відокремлюваними матеріальними частками і не супроводжується розпорошенням матеріалу фотокатода, наприклад, натрію [12]. Для з'ясування природи цих часток Ф. Ленард виходив, по-перше, з того, що фотоелектрична дія має уніполярний характер, на що раніше переконливо вказали Ельстер і Гайтель, та, по-друге, зі знання того, що квантові промені переносяться негативно зарядженими частками—"квантами" (Quanten—"кванти"— за термінологією Ленарда, яка веде свій початок від електричних "елементарних квантів" Гельмгольца).

Ф. Ленард працював з чотириелектродною вакуумною лампою, де фотокатод U , заземлений екран E з круглим отвором посередині та електрод α розташовувались на одній прямій при відстані 3,6 см між фотокатодом і електродом α ; четвертий електрод β був поміщений між екраном E та електродом α з боку (рис. 2). Опромінений ка-

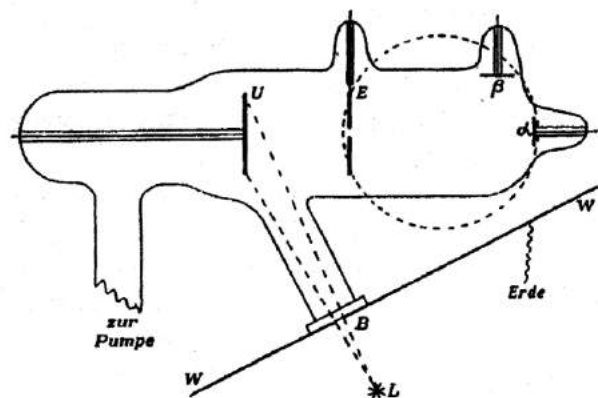


Рис. 2. Схема експериментальної установки Ленарда для дослідження руху фотоелектронів у електричному та магнетному полях [13].



тод U був безпосереднім джерелом "квантів"-фотоелектронів, які могли рухатись у вигляді променя між фотокатодом U та електродом α та на які могло діяти поле бічного електрода β . Траєкторію квантів поза екраном E можна було змінювати, регулюючи напруженість магнетного поля. Ф. Ленард використовував також лампи інших конструкцій.

Ф. Ленард дійшов висновку, що "кванти" у вакуумній лампі рухаються від свого безпосереднього джерела – фотокатода в напрямку до атода і після проходження отвору в екрані створюють промінь. Цей висновок дав змогу порівнювати їхні властивості з відповідними властивостями катодних променів.

У дослідах Ленарда опромінюваний ультрафіолетовими променями електрично нейтральний електрод з алюмінію набув позитивного потенціалу 2,1 В. Після цього у ньому припинився відтік у вакуум електричного заряду. Ленард пояснив це явище так званої запірної дії напруги в фотоелементі припущенням про те, що "кванти" гальмуються в електричному полі електрода і повертаються до нього.

Він довів, що відповідні за фотоефект "кванти" прискорюються у повздовжньому полі так само, як і "кванти" катодних променів. Це дало змогу йому скласти рівняння, використовуючи закон збереження енергії й виразити кінетичну енергію "квантів", яку входить маса частки m та її кінцева швидкість V через роботу з переміщення цієї зарядженої частки з точковим зарядом q від катода до анода в полі з вимірюваною напругою U між електродами. Далі Ленард, виходячи з того, що траєкторія "часток" викривлялась в магнетному полі, записав відомий вираз для радіуса кривизни траєкторії, до якого входить швидкість V , маса m , заряд q , а також індукція магнетного поля B , залежна від сили струму в шпулі. Визначивши радіус кривизни траєкторії, згідно з умовами досліду, Ленард із розглянутих вище рівнянь одержав вираз для характеристичної величини – відношення q поділене на m і встановив, що відношення цих величин для "квантів", катодних променів і "квантів" фотоефекту співмірні. Це означало, що частки, які виходять з тіла при його освітленні й є носіями електрики при зовнішньому фотоефекті

були такі ж, що й частки катодних променів [13]. Тобто йшлося про частки, які 1897 року одержали назву електрони.

У праці [14] 1932 року Ленард припустив, що світло має поглинатись в об'ємі тіла, внаслідок чого негативні "електрокванти" виводяться з атомів і, перебуваючи в іншому стані руху з певними початковими швидкостями, здатні вийти за межі тіла. За Ленардом, світло мало б відокремлювати електрони від атомів, а швидкість вивільненого електрона мала б залежати від того стану, в якому атом перебував при резонансній дії світла на атом. Ленард встановив, що величина звільненого за одиницю часу електричного заряду пропорційна до інтенсивності світла.

Результати Ленарда про природу носіїв електричного заряду під час фотоефекту узгоджувались з висновками Томсона, який з'ясував природу катодних променів як потоку вільних електронів і завдяки відхиленню катодних променів в електричному й магнетному полях визначив відношення маси електрона до його заряду [15]. На цьому варто окремо наголосити, бо Ленард досліджував і використовував фотоефект задля одержання повільних катодних променів. Це відповідало одному з його провідних наукових інтересів, а саме інтересові до будови атома, яка на той час ставала центральною фізичною проблемою і яку Ленард намагався розв'язати, вивчаючи поглинання речовиною катодних променів-електронів з різними енергіями.

Досліджуючи вольт-амперну характеристику своєї лампи фотоелемента і запирання його під час подачі позитивного потенціалу на освітлюваний електрод, тобто фотокатод, Ленард розробив експериментальну методику визначення початкової швидкості емітованих з тіла "електроквантів" під час фотоефекту. Він встановив, що, по-перше, їхня початкова швидкість набувала різних величин залежно від матеріалу тіла за однакових "сортах" світла, та, по-друге, була залежною від довжини хвилі світла, і по-третє, що виявилось особливо загадковим, не залежала від інтенсивності світла.

Пояснюючи механізм фотоефекту загалом, Ленард припускав, що скільки початкова швидкість вивільнених "квантів", тобто електронів, не



залежить від інтенсивності світла, то поглинута тілом світло при явищі ЗФЕ відіграє тільки ту роль, що переводить "кванти" з атомів до стану такого руху, що вони можуть вилетіти з тіла. Якщо ж тіло перебуває під електричною напругою, то в зовнішньому електричному полі поза тілом "кванти" або прискорюються в русі тіла, яке має негативний потенціал, або гальмується назад до тіла, якщо воно має позитивний потенціал.

Власне експериментальні результати Ленарда разом з твердженнями Гальвакса і Столетова про те, що фотоелектрична дія обов'язково вимагає поглинання світла матеріалом фотокатода, давали змогу перейти від якісної інтерпретації явища до його кількісної теорії. У межах класичної електромагнетної теорії світла природа ефекту не знаходила свого пояснення. Воно прийшло водночас з гіпотезою світлових квантів Айнштейна, який при спробі розв'язати проблему випромінювання теоретично одержав алгебраїчні вирази, що вели до евристичного висновку про структурованість світла. За цим висновком світло – це потік часток – світлових квантів з енергією $e = h\nu$. Цей результат був протилежний до вже усталеної протилежної теорії світла і не мав жодного фізичного виправдання, крім того, що за допомогою гіпотези світлових квантів можна було пояснити такі фізичні явища, як правило Стокса для люмінесценції, йонізацію ультрафіолетовим опромінюванням й, особливо, фотоелектричний ефект.

А. Айнштейн [1], на відміну від Ф. Ленарда, припустив, що енергія світлових квантів після проникнення їх у приповерхневий шар тіла хоча б частково перетворюється в кінетичну енергію електронів. За Айнштейном, найпростіше уявити, що світловий квант повністю віддає свою енергію одному електрону, хоча Айнштейн не заперечував і передачі електрону частки енергії світлового кванта. Всередині тіла електрон, який набув кінетичної енергії, втрачає частину своєї кінетичної енергії з наближенням до поверхні тіла. До того ж припускалось, що кожен електрон, який виходить із тіла, має виконати певну характерну для тіла роботу виходу електрона з речовини A . Якщо безпосередньо близькі до поверхні тіла електрони полишатимуть тіло в напрямку

нормально до поверхні, то за такої умови їхня початкова швидкість V за межами тіла буде максимальною. Тоді, за законом збереження енергії, максимальна кінетична енергія вивільненого фотоелектрона з масою m має передаватись виразом:

$$mV^2/2 = h\nu - A, \quad (1)$$

який одержав назву рівняння Айнштейна для зовнішнього фотоелектру. Далі можна ввести поняття запірної напруги U , за якої щезає фотострум. За такої напруги зворотної полярності фотоелектрони не здатні досягти протилежного електрода, оскільки витрачають свою кінетичну енергію на роботу qU з подолання сил у гальмівному електричному полі. У цьому разі рівняння (1) матиме вигляд:

$$qU = h\nu - A. \quad (2)$$

Щодо формули (2) А. Айнштейн написав, що коли вона правильна, то при графічному представленні в декартових координатах величини напруги, як функції частоти світла має бути пряма, нахил якої не залежатиме від природи досліджуваної речовини. Ця пряма одержала назву айнштейнкової.

У сучасників А. Айнштейна виникли певні труднощі в сприйнятті його гіпотези світлових квантів, які згодом назвали фотонами. Труднощі були пов'язані не тільки із сміливістю обґрунтування теоретичної статті, а насамперед з тим, що попередні експериментальні підстави ледве чи були достатніми для кількісної перевірки теоретичних висновків. Експерименти Ф. Ленарда давали лише якісне свідчення про залежність енергії емітованих фотоелектронів від частоти світла. Докладний аналіз результатів Ф. Ленарда містить праця [16].

Експериментатори намагались перевірити передбачення А. Айнштейна. Їм довелось долати значні труднощі. Минуло десятиріччя, аж поки пояснення фотоелектру А. Айнштейном змогли експериментально підтвердити. Поряд з іншими дослідниками особливо помітним був Р. Міллікен, який здійснив ґрунтовну експериментальну перевірку квантової теорії фотоелектру, до якої спершу ставився досить скептично. Р. Міллікен роз-



почав дослідження фотоелектру в США після 1909 року. На цей час фотоелектр вже вивчали багато фізиків. Про це свідчить поява низки перших монографій [9, 11, 17–19].

Р. Міллікен сконструював складну установку, яка давала змогу в широкому спектральному діапазоні дослідити зв'язок між кінетичною енергією фотоелектронів та частотою світла, що падало на досліджуване тіло. Він досліджував натрій, калій та літій, оскільки лужні метали мають значно меншу енергію зв'язку для електронів, ніж інші метали. Для визначення енергії фотоемітованих електронів вимірювалась напруга з поданим на досліджувану пробу позитивним потенціалом, при якому зникав фотострум. Закінчивши дослід, Р. Міллікен представив функцію $U = f(\nu)$ у вигляді айнштайнової прямої, яка зображена на рис. 3 [11]. За тангенсом нахилу кута α айнштайнової прямої Р. Міллікен, вже знаючи величину q заряду електрона, визначив також значення універсальної сталої h , за виразом $h = qtg\alpha$. Отже, гіпотезу А. Айнштайна про світлові кванти було експериментально підтверджено, і здобула своє визнання.

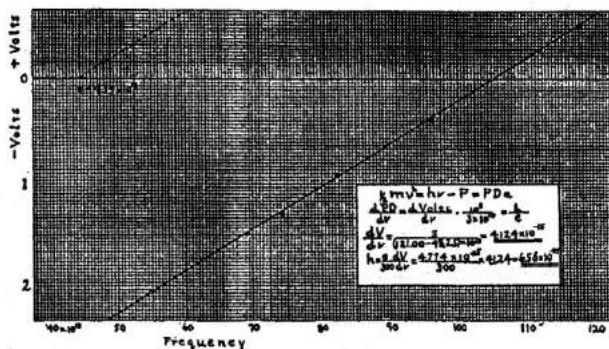


Рис. 3. Пряма Айнштайна. Залежність заірної напруги на фотоелементі від частоти світла в досліді Міллікена [11].

Для повноти картини доцільно нагадати і про історично перше фотоелектричне явище – ефект Беккереля, що полягає у виникненні різниці потенціалів між двома зануреними в електроліт електродами, один з яких освітлюється. Явище відкрив у Франції 1839 року Беккерель (Alexsan-

dre Edmund Besquerel, 1820–1891). Під час вивчення цього явища О. Гольдман і Й. Бродський під час свого перебування в Німеччині досліджували на відміну від попередників не фотоелектро-рушійну силу, а фотострум. Це дало їм змогу 1914 року запропонувати квантову теорію ефекту Беккереля [20, 21]. Вони припустили, що тільки ті вивільнені з електродів фотоелектрони можуть потрапити до електропровідного середовища між електродами, чия енергія достатня для проходження подвійного електричного шару на межі метал-електроліт, де електрони гальмуються електричним полем. За твердженнями Герліха [22] та інших дослідників, О. Гольдман і Й. Бродський першими дали квантове фотоелектричне пояснення ефекту Беккереля. Свої дослідження вони продовжили в Україні й стали тут академіками.

Ефективність квантової теорії та гіпотези А. Айнштайна у фізиці на початку ХХ сторіччя можна продемонструвати на прикладі й інших фотоявищ.

Становленню квантової теорії сприяв знаменитий дослід, який здійснили в Німеччині 1913 року Франк (James Franck, 1882–1964) і Герц (Gustav Hertz, 1887–1975). Вивчаючи зіткнення повільних електронів із газовими молекулами, вони показали, що прискорювані в електричному полі електрони після вільного пробігу відтинку з різницею потенціалів $U = 4,9$ В і придбання кінетичної енергії $qU = 4,9$ еВ непружно зіштовхувались з атомами ртуті. Внаслідок зіткнення і передачі атому ртуті кінетичної енергії електрона випромінювалась резонансна лінія ртуті з довжиною хвилі $\lambda = 253,7$ нм, що відповідало випромінюванню фотонів з енергією $h\nu = 4,891$ еВ. Після цього дослід у науці утвердилось положення про те, що передана атомові кінетична енергія частки може випромінюватись атомом у вигляді світлового кванта. А. Айнштайнову ідею світлових квантів і квантову теорію після першої Сольвейвської конференції, скликаної 29.10.1911 року в Брюсселі за ініціативою Нернста (Walther Nernst, 1864–1941), остаточно прийняли провідні фізики Європи і поставили в центр фізичних досліджень [23], які розгортались у напрямку вивчення природи атома. За океаном цю ідею під-



тримав своїм експериментом 1921 року Комптон (Arthur Holly Compton, 1892–1962). Явище, яке він відкрив, називається ефектом Комптона. Ефект Комптона полягає у збільшенні довжини хвилі рентгенівського випромінювання, а під час розсіяння його на квазі електронах. Спираючись на справедливості збереження енергії та імпульсу, під час взаємодії рентгенівського променя з електроном Комптон і незалежно Дебай (Peter Debye, 1894–1966) створили квантову теорію цього ефекту, що деякий час називався ефектом Дебая-Комптона.

На підставі квантового підходу Бор (Niels Bohr, 1885–1962) і Зоммерфельд (Arnold Sommerfeld, 1868–1951) пояснили спектральні закономірності та створили після 1913 року планетарну модель атома водню та теорію атомних спектрів. А. Айнштайн у листі до Зоммерфельда з приводу його досліджень написав 03.08.1916 р.: "Ваші спектральні дослідження належать до моїх найкращих фізичних переживань. Тільки завдячуючи цим дослідженням, ідея Бора стала повністю переконливою. Якби я тільки знав, які гвинтики Господь Бог при цьому використовує!"

Попри незаперечні успіхи квантової теорії у фізиків вже на початку 1920-х років почали виникати думки про радикальну модернізацію квантової теорії атома. Оновлену теорію Борн (Max Born, 1882–1970) 1924 року назвав квантовою механікою. Творцем цієї відмінної своєю абстрактністю теорії став юний Гайзенберг (Werner Heisenberg, 1901–1976), який на початку літа 1925 року відмовився від наочного представлення атома з використанням таких неспостережуваних величин, як розташування в атомі електронів, їхні траєкторії або частоти обертання. Він увів до розрахунків ті вимірювані величини, які є наслідком фізичних процесів, що відбуваються в атомі, а саме частоту та інтенсивність спектральних ліній. Ці розрахунки він виконав під час відпустки на німецькому острові Гельголанд. Згодом Гайзенберг так згадував про початок нової механіки атома: "Була вже досить пізня ніч (коли я бачив, що енергія з часом не змінюється). Я з труднощами вираховував і все узгодилось. Тоді я піднявся на

скелю і споглядав схід Сонця, я був щасливий".

Фундаментальне значення Айнштайна у виникненні та розвитку квантової теорії Шведська академія наук відзначила 1921 року премією Нобеля (Alfred Bernhard Nobel, 1833–1896) з формулюванням не лише за заслуги Айнштайна перед теоретичною фізикою, а особливо за "відкриття закону фотоелектричного ефекту". Таке обґрунтування було зумовлено тим, що в заповіті Нобеля надавалась перевага "ефектам" перед "теоріями".

Айнштайнова гіпотеза світлових квантів показала, що кванти Планка стосувались не лише теплового випромінювання, а взагалі відіграють головну роль у фізиці. Елементарний квант дії, який відкрив М. Планк, тільки після гіпотези Айнштайна про світлові кванти набув фізичного змісту. Тому деякі історики фізики, як наприклад, Кун [24], навіть вважають, що не так М. Планк, як більше А. Айнштайн своєю гіпотезою світлових квантів сприяв введенню до фізики уявлень про дискретну природу випромінювання й енергії, та якраз через це Айнштайна слід вважати творцем квантової теорії.

Завдяки своїм засадничим фізико-теоретичним дослідженням та активній життєвій і громадянській позиції А. Айнштайн набув світової слави. Він став членом багатьох наукових товариств та академій. В Україні його обрали дійсним членом Наукового товариства ім. Шевченка.

Зацікавлення Айнштайна до фотоелектричного ефекту став початком понад тридцятирічної зацікавленості квантовою проблематикою в різних галузях фізики. Внаслідок його відкриття спеціальні фотоелектричні дослідження збагатились на потужні методи фотоелектронної спектроскопії кристалів і вивчення енергетичної структури твердих тіл [25], що призвело до стрімкого розвитку оптоелектроніки та оптичних технологій.

Автор щиро вдячний професору Манфредові Ахіллесу (Manfred Achilles, Technische Universität, Berlin) і професору Дітерові Гофману (Dieter Hoffmann, Max-Planck-Institut für Wissenschaftsgeschichte, Berlin) за консультації та пану Гербертові Нойфельду (Herbert Neufeld, Berlin) за допомогу.



Література

1. Einstein A. Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt// *Ann. Phys.*, 1905. Bd. 17, vierte Folge, sechstes Heft. S. 132–148.
2. Hertz H. Ueber einen Einfluss des ultravioletten Lichtes auf die elektrische Entladung// *Ann. Phys. u. Chem.*, 1887. Bd. 31. S. 983–1000.
3. Hallwachs W. Ueber den Einfluss des Lichtes auf electrostatisch geladene Körper// *Ann. Phys. u. Chem.*, 1888. Bd. 33. S. 301–312.
4. Wiedemann E. u. Ebert H. Über den Einfluss des Lichtes auf die elektrischen Entladungen// *Wied. Ann.*, 1888. Bd. 33. S. 241–264.
5. Столетов А. Е. Избранные сочинения. М. Л.: Гос. изд-во технико-теоретической литературы, 1950.
6. Борзяк П. Г. Начальный период истории внешнего фотоэффекта и значение работ Столетова (к шестидесятилетию со дня смерти А. Г. Столетова)// *УФИ.* 1956. Т. 58. С. 715–747.
7. Stoletow A. Sur les phénomènes actino-électriques// *C. R.*, 1889. Vol. 108. P. 1241–1243.
8. Elster J., Geitel H. Lichtelektrische Versuche// *Wied. Ann.*, 1892. Bd. 46. S. 281–291.
9. Hallwachs W. Die Lichtelektrizität. Handbuch der Radiologie. 1916. Bd. 3. S. 245–563, Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft M. B. H.
10. Hoffmann D. Einer der Väter Photozelle-Zum 125. Geburtstag von Wilhelm Hallwachs// *Feingertechnik*, Berlin, 1985. Bd. 34, Nr. 6. S. 272–273.
11. Millikan R. A. The Elektron. Its isolation and measurement and the determination of some of its properties. Chicago. The University of Chicago Press, Chicago, Illinois. 1918.
12. Lenard P., Wolf M. Zerstäuben der Körper durch ultraviolettes Licht// *Wied. Ann.*, 1889. Bd. 37. S. 443–456.
13. Lenard P. Erzeugung von Kathoden strahl en durch ultraviolettes Licht// *Ann. Phys.*, 1900. Bd. 2. S. 359–375.
14. Lenard P. Ueber die lichtelektrische Wirkung// *Ann. Phys.*, 1902. Bd. 8. S. 449–198.
15. Thomson J. J. Über die Masse der Träger bei negativen Elektrisierung in Gasen von niederen Drucken// *Physik. Zs.*, 1899. Bd. 1. S. 20–22.
16. Wheaton B. R. Philipp Lenard and the Photoelectric Effect, 1889–1911// *Historical Studies in the Physical Sciences*, 1978. Vol. 9. P. 229–322.
17. Ries Chr. Das Licht in seinen elektrischen und magnetischen Wirkungen. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1909.
18. Stanley Allen H. Photo-Electricity, the liberation of electrons by light. London. Longmans, Green and Co. 1913.
19. Pohl R., Pringsheim P. Die lichtelektrischen Erscheinungen. Braunschweig. Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn. 1914.
20. Goldmann A., Brodsky J. Zur Theorie des Becquerel-Effektes. 1. Lichtelektrische Untersuchungen an oxydierten Kupferelektroden// *Ann. Phys.*, 1914. Bd. 44. S. 849–900.
21. Goldmann A. Zur Theorie des Becquerel-Effektes. 2. Grundzüge einer lichtelektrischen Theorie des Becquerel-Effektes// *Ann. Phys.*, 1914. B. 44. S. 901–915.
22. Görlich P. Photoeffekte. Band 1. Historische Entwicklung Photoemissioti der Metalle. 1962. Leipzig. Akademische Verlagsgesellschaft Geest und Partig K.–G.
23. Hoffmann D., Lemmerich J. 100 Jahre Quantentheorie: Die Vor- und Frühgeschichte. Ausstellungskatalog. Berlin, 2000. Herausgeber: Deutsche Physikalische Gesellschaft. Druck: Lentz Druck.
24. Kuhn Th. S. Black-Body Radiation and the Quantum Discontinuity, 1894–1912. Oxford. 1978.
25. Reinert F., Hüfner S. Photoelektronenspektroskopie an Festkörpern. Historische Grundlagen und Stand der Technik// *Physik Journal*, 2002. Bd. L. Nr. 9. S. 43–49.



ЯК ВІДЗНАЧАЮТЬ МІЖНАРОДНИЙ РІК ФІЗИКИ?

У США святкувати Рік фізики почали ще 2004 року конкурсом "Фізика навчає світ" (Physics Enlightens the World), міжнародним конкурсом плакатів серед дітей (10–16 років).

Від 13 до 15 січня 2005 року в штаб-квартирі ЮНЕСКО в Парижі відбулася перша із циклу конференцій "Фізика майбутнього". У конференції взяли участь понад 500 студентів-фізиків, переможці Міжнародних олімпіад з фізики із 80 країн світу.

Канцлер ФРН Герхард Шредер 19 січня 2005 року в Німецькому історичному музеї в Берліні офіційно відкрив Всесвітній рік фізики.

У 50-ту річницю від дня смерті Альберта Айнштейна 18 квітня 2005 року на його Батьківщині почнеться "світлова естафета", в ході якої тисячі людей з усього світу піднімуть факели в нічному небі.

У травні планують відновити польоти американських шатлів до МКС, які були припинені після катастрофи "Колумбії" у лютому 2003 року.

Влітку 2005 року відбудеться російсько-американська експедиція до "Титаніка", яку проведе Російська академія наук із відомим американським кінорежисером Джеймсом Кемероном. Ще одна експедиція почне пошук на дні Чукотського моря легендарного пароплава "Челюскін".

У липні 2005 року наукова громадськість спостерігатиме за американським космічним зондом Deep Impact,

який має досягти комети Темпеля-Туттля. Цей космічний апарат розділиться на дві частини і здійснить перше "бомбування" комети, щоб дослідити її ядро та оцінити можливість її руйнування під час виникнення загрози зіткнення із Землею.

У Росії Нобелівський лауреат В. Гінзбург створив спеціальний фонд "Досягнення фізики" для підтримання заходів Міжнародного року фізики в Росії – конкурсу "Найкраща масова акція в Міжнародний рік фізики", конкурсної програми "Популярні статті про фізику і технології", "Девіз сучасного фізика", конкурс популярних веб-сайтів з фізики" тощо. Планують провести Всеросійський конгрес фізиків.

У Гладсберзі заплановано провести фестиваль, під час якого в університеті будуть демонструвати цікаві фізичні досліди.

У Швейцарії і США будуть організовані виставки, присвячені А. Айнштейнові, в Ізраїлі відбудуться концерти, нагадуючи, що великий фізик грав на скрипці. Уже з'явився балет "Айнштайн" і танцювальні варіації на тему фізики.

Видавництва планують видати біографії, нариси, спогади про видатних науковців-фізиків.

До Міжнародного року фізики буде виготовлено багато сувенірів, календарів, емблем, марок тощо.

Наукова громадськість України також долучилася до проведення Міжнародного року фізики. Редакція журналу "Світ фізики" оголосила конкурс для молодих науковців: "Найкраща науково-популярна стаття з фізики".



**ВСЕУКРАЇНСЬКИЙ ТУРНИР
ЮНИХ ФІЗИКІВ**

13-й Всеукраїнський турнір юних фізиків 2005 року відбувся на Волині у місті Луцьку. Докладніше про цей турнір читайте в наступних числах журналу.





Про один евристичний погляд щодо виникнення і перетворення світла

Альберт Айнштайн

Між теоретичними уявленнями фізиків про гази чи інші вагомні тіла і максвелівською теорією електромагнетних процесів у так званому порожньому просторі існує глибока формальна відмінність. Стан будь-якого тіла ми вважаємо повністю визначеним, якщо відомі координати і швидкості хоча й дуже великої, але все ж скінченної кількості атомів і електронів; навпаки, для визначення електромагнетного стану простору ми використовуємо неперервні функції в цьому просторі, так що для повного опису електромагнетного стану простору недостатньо скінченної кількості величин. За теорією Максвелла, в усіх електромагнетних, а, отже, і світлових, явищах енергію слід вважати величиною, неперервно розподіленою в просторі, тоді як енергія деякого тіла, за сучасними фізичними уявленнями, складається із енергії атомів і електронів. Енергія такого тіла не може бути поділена на якусь велику кількість довільно малих частин, оскільки енергія пучка світла, випромінюваного точковим джерелом, за максвеллівською (чи загальною за будь-якою хвильовою) теорією світла, неперервно розподіляється по об'ємові, який активно збільшується.

Хвильова теорія світла, яка оперує неперервними функціями координат, справляється з описом суто оптичних явищ і, напевно, хтозна чи буде замінена якоюсь іншою теорією. Та все ж не слід забувати, що оптичні спостереження належать не до миттєвих, а до усереднених за часом величин. Тому, попри повне підтвердження експериментом теорії дифракції, відбивання, заломлення, дисперсії тощо, може з'ясуватися, що теорія світла, яка оперує неперервними просторовими функціями, призведе до суперечностей з експериментом, коли її будуть застосовувати до явищ виникнення і перетворення світла.

І я насправді думаю, що експерименти, які стосуються "випромінювання чорного тіла", фотолюмінесценції, виникнення катодних променів під час опромінення ультрафіолетовими променями та інших груп явищ, пов'язаних з виникненням і перетворенням світла, краще пояснюються припущенням, що енергія світла розподіляється в просторі дискретно. За зробленим тут припущенням, енергія пучка світла, яке вийшло із деякої точки, не розподіляється неперервно в об'ємі, який збільшується, а складається із скінченної кількості локалізованих у просторі неподільних квантів енергії, які поглинаються чи виникають лише повністю.

Нижче я пропоную думки і факти, які нашою думкою мене на цей висновок, з надією, що запропоновані тут погляди, можливо, принесуть користь іншим дослідникам у їхніх пошуках.

1. Про одну складність у теорії "випромінювання чорного тіла"

Залишаючись на початку на позиціях теорії Максвелла і теорії електронів, розглянемо такий випадок. Припустимо, що в об'ємі, обмеженому стінками, які ідеально відбивають, міститься деяка кількість молекул газу й електронів, які вільно рухаються, але взаємодіють завдяки консервативним силам при їх достатньому зближенні, тобто які відчувають взаємні зіткнення подібно до молекул у кінетичній теорії газів¹. Припустимо, що

¹Це так само важливе припущення, що середні кінетичні енергії молекул газу й електронів у стані теплової рівноваги рівні. Як відомо, на підставі цього припущення Друде теоретично вивів співвідношення між теплопровідністю та електропровідністю металів.



деяку кількість електронів утримують, у далеких одна від одної точках простору, сили, які направлені до цих точок і пропорційні до відхилення від них. Між цими електронами, вільними молекулами і електронами, коли останні будуть достатньо зближуватись з ними, також мають діяти консервативні сили. Назвімо ці, локалізовані в деяких точках простору, електрони "резонаторами". Вони випромінюють і поглинають електромагнетні хвилі певної довжини.

За сучасними поглядами, на виникнення світла, випромінювання у такому просторі, знайдене із застосуванням теорії Максвелла до випадку динамічної рівноваги, має бути тотожним до "випромінювання чорного тіла", принаймні ми вважаємо, що існують резонатори для всіх частот, які ми розглядаємо.

Відхилімося на деякий час від випромінювання і поглиненого резонаторами випромінювання і поставмо запитання про умови, накладені на взаємодію (чи зіткнення) молекул і електронів у стані динамічної рівноваги. Кінетична теорія газів у цьому випадку передбачає, що середня кінетична енергія електрона-резонатора має дорівнювати середній кінетичній енергії поступального руху молекули газу. Розкладаючи рух електрона-резонатора на три взаємно перпендикулярні коливні рухи, ми отримаємо для середньої енергії E кожної одновимірної коливної ступеня вільності:

$$\bar{E} = \frac{R}{N} T,$$

де R – універсальна газова стала; N – кількість "істинних молекул" у грам-еквіваленті; T – абсолютна температура. Енергія E дорівнює $2/3$ кінетичної енергії вільної молекули одноатомного газу саме внаслідок рівності усереднених за часом значень кінетичної й потенціальної енергій резонатора. Якщо якийсь процес – у нашому випадку випромінювання – приведе до того, що усереднена за часом енергія резонатора виявиться більшою чи меншою від \bar{E} , то під час зіткнень із вільними молекулами резонатор почне в середньому віддавати енергію газу або отримувати її від газу. У випадку, який ми розглядаємо, динамічна рівновага можлива лише за умови, що кожний резонатор володіє середньою енергією E .

Аналогічно поміркуймо про взаємодію резонаторів із випромінюванням, яке відбувається в просторі. Для цього випадку Планк² вивів умову динамічної рівноваги, припускаючи, що випромінювання можна розглядати як найхаотичніший процес³.

Він одержав:

$$\bar{E}_\nu = \frac{L^3}{8\pi\nu^2} \rho_\nu,$$

де \bar{E}_ν – середня енергія резонатора із власною частотою ν (на кожному коливну ступінь вільності); L – швидкість світла; ν – частоту і $\rho_\nu d\nu$ – об'єм-

²M. Plank. Ann. Phys., 1900. 1. 99.

³Це припущення можна сформулювати так. Розкладемо z -компоненту напруженості електричного поля (z) у довільній точці певного об'єму в інтервалі часу від $t=0$ до $t=T$ (де T – час, дуже великий порівняно з усіма періодами коливань, які розглядають) у ряд Фур'є:

$$z = \sum_{\nu=1}^{\nu=\infty} A_\nu \sin(2\pi \frac{t}{T} + \alpha_\nu),$$

причому $A \geq 0$ і $0 \leq \alpha_\nu \leq 2\pi$. Якщо подібне розкласти у ряд у тій же точці простору як завгодно часто при взятих наугад початкових моментах часу, то для величини A_ν і α_ν одержимо різні пари значень. Тоді для частот повторення різних комбінацій значень величин A_ν і α_ν існуватимуть (статистичні) ймовірності dW такого вигляду:

$$dW = f(A_1, A_2 \dots \alpha_1, \alpha_2 \dots) dA_1 dA_2 \dots d\alpha_1 d\alpha_2 \dots$$

Випромінювання буде найхаотичнішим із всіх можливих, якщо

$$f(A_1, A_2 \dots \alpha_1, \alpha_2 \dots) = F_1(A_1) F_2(A_2) \dots f_1(\alpha_1) f_2(\alpha_2) \dots,$$

тобто, якщо ймовірність заданого значення однієї із величин A або α не залежить від значень, які мають інші величини A або α . Що краще виконується умова, що кожна пара величин A_ν і α_ν залежить від процесів випромінювання і поглинання деякої особливої групи резонаторів, то з більшою підставою, відповідно, можна вважати випромінювання в нашому випадку "найхаотичнішим із всіх можливих".



ну густину енергії тієї частини випромінювання, частоти коливань якої розміщені в інтервалі від ν до $\nu + d\nu$.

Якщо енергія випромінювання з частотою ν загалом не може ні зменшуватися, ні збільшуватися монотонно, то має виконуватися умова:

$$\frac{R}{N}T = \bar{E} = \bar{E}_\nu = \frac{L^3}{8\pi\nu^2} \rho_\nu,$$

$$\rho_\nu = \frac{R}{N} \cdot \frac{8\pi\nu^2}{L^3} T.$$

Це співвідношення, знайдене як умова динамічної рівноваги, не лише суперечить експериментові, а й стверджує, що в нашій картині не може бути й мови про якийсь однозначний розподіл енергії між ефіром і речовиною. Насправді, що ширше вибираємо інтервал частот коливань, то більше зростає енергія випромінювання в просторі, і в граничному випадку ми одержимо:

$$\int_0^\infty \rho_\nu d\nu = \frac{R}{N} \cdot \frac{8\pi}{L^3} T \int_0^\infty \nu^2 d\nu = \infty.$$

2. Про планківське визначення елементарних квантів

Тепер покажемо, що визначення елементарних квантів, яке дав Планк, є частково незалежним від теорії "випромінювання чорного тіла", яку він створив.

Із формули Планка⁴ для ρ_ν , яка узгоджується з усіма наведеними досі експериментами, маємо:

$$\rho_\nu = \frac{\alpha \nu^3}{e^{\frac{h\nu}{T}} - 1},$$

де

$$\alpha = 6,10 \cdot 10^{-56},$$

$$\beta = 4,866 \cdot 10^{-11}.$$

Для більших значень T/ν , тобто для більших довжин хвиль і більших густин випромінювання, ця формула переходить у граничному випадку в таку:

⁴M. Plank. Ann. Phys., 1901. 4. 561.

$$\rho_\nu = \frac{\alpha}{\beta} \nu^2 T.$$

Легко бачити, що ця формула збігається з формулою, яка виведена вище із теорії Максвелла та електронної теорії. Прирівнюючи коефіцієнти цих двох формул, одержимо

$$\frac{R}{N} \frac{8\pi}{L^3} = \frac{\alpha}{\beta},$$

або
$$N = \frac{\beta}{\alpha} \frac{8\pi R}{L^3} = 6,17 \cdot 10^{23}.$$

Отже, атом водню важить $1/N$ грам $= 1,62 \cdot 10^{-24}$ г. Це таке ж саме значення, яке одержав Планк, і воно задовільно збігається із значеннями цієї величини, що знайдені іншими способами.

Ми зробимо з цього висновок: що більша густина енергії й довжина хвилі випромінювання, то краще справджуються наші теоретичні передбачення. Проте для малих довжин хвиль і малих густин випромінювання вони виявляються зовсім непридатними.

Далі "випромінювання чорного тіла" розглядатимемо разом з експериментом, а не на підставі якогось уявлень про виникнення і поширення випромінювання.

3. Про ентропію випромінювання

Подальший розгляд міститься в знаменитій праці В. Віна і наведений тут лише для повноти викладу.

Уявімо собі випромінювання, яке займає об'єм V . Припустимо, що спостережувані властивості цього випромінювання повністю визначені, якщо задана густина випромінювання $\rho(\nu)$ для всіх частот⁵. Оскільки різні частоти у випромінюванні можна вважати взаємно відділеним без виконання роботи і без підведення тепла, то ентропію випромінювання можна виразити формулою:

$$S = V \int_0^\infty \varphi(\rho, \nu) d\nu,$$

де φ – функція двох змінних ρ і ν . Функцію φ можна звести до функції лише однієї змінної, фор-

⁵Це припущення довільне. Звичайно, ми дотримува- тимемось цього простого припущення доти, поки експеримент не примусить відмовитись від нього.



мулюючи вимогу, щоб при адіабатичному стиску випромінювання між дзеркальними стінками ентропія не змінювалась. Однак замість того ми подивимось відразу, як функцію φ можна вивести із закону випромінювання чорного тіла.

Для "випромінювання чорного тіла" ρ – це така функція ν , що ентропія при заданій енергії максимальна, тобто

$$\delta \int_0^{\infty} \varphi(\rho, \nu) d\nu = 0,$$

якщо
$$\delta \int_0^{\infty} \rho d\nu = 0.$$

Звідси випливає, що за будь-якого вибору функції від ν для $\delta\rho$ виконується рівність:

$$\int_0^{\infty} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \rho} - \lambda \right) \delta\rho d\nu = 0,$$

причому λ не залежить від ν . Отже, для випромінювання чорного тіла $\frac{\partial \varphi}{\partial \rho}$ не залежить від ν .

Для приросту на dT температура "випромінювання чорного тіла" в об'ємі $V=1$ виконується рівність:

$$dS = \int_0^{\infty} \frac{\partial \varphi}{\partial \rho} \delta\rho d\nu,$$

або, оскільки $\frac{\partial \varphi}{\partial \rho}$ не залежить від ν ,

$$dS = \frac{\partial \varphi}{\partial \rho} dE.$$

Оскільки dE дорівнює підведеному теплу і процес є оборотним, виконується така рівність

$$dS = \frac{dE}{T}.$$

Із порівняння одержимо:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \rho} = \frac{1}{T}.$$

Це і є закон випромінювання чорного тіла. Отже, за функцією φ можна визначити закон випромінювання чорного тіла і, навпаки, інтегруючи цей закон, врахувавши, що $\varphi=0$ для $\rho=0$, можна одержимо функцію φ .

4. Граничний закон для ентропії монохроматичного випромінювання за малої густини випромінювання

Із дослідів, які виконували досі, випливає, що знайдений Віном закон "випромінювання чорного тіла"

$$\rho = \alpha \nu^3 e^{-\frac{\beta \nu}{T}}$$

точно не справджується. Однак для великих значень відношення ν/T цей закон підтверджується експериментом дуже добре. Цю формулу ми використаємо для наших обчислень, маючи на увазі, що наші результати будуть справедливі лише у відомих межах.

З цієї формули спочатку одержимо:

$$\frac{1}{T} = -\frac{1}{\beta \nu} \ln \frac{\rho}{\alpha \nu^3}$$

і далі, використовуючи співвідношення, одержане в попередньому розділі,

$$\varphi(\rho, \nu) = -\frac{\rho}{\beta \nu} \left(\ln \frac{\rho}{\alpha \nu^3} - 1 \right).$$

Припустимо, що задано випромінювання з енергією E , частоти якого розташовані в інтервалі від ν до $\nu + d\nu$. Нехай це випромінювання займає об'єм V . Ентропія цього випромінювання є:

$$S = V \varphi(\rho, \nu) d\nu = -\frac{E}{\beta \nu} \left(\ln \frac{E}{V \alpha \nu^3 d\nu} - 1 \right).$$

Обмежившись дослідженням ентропії від об'єму, що займає випромінювання, і позначивши через S_0 ентропію випромінювання, що займає об'єм V_0 , ми одержимо

$$S - S_0 = \frac{E}{\beta \nu} \cdot \ln \frac{V}{V_0}.$$

Ця рівність показує, що ентропія монохроматичного випромінювання достатньо малої густини залежить від об'єму так само, як ентропія ідеального газу або розбавленого розчину. Це рівняння далі буде інтерпретуватись на підставі принципу Больцмана, за яким ентропія деякої системи є певна функція ймовірності стану цієї системи.



5. Дослідження залежності ентропії газів і розбавлених розчинів від об'єму в молекулярній теорії

Під час розрахунку ентропії методами молекулярної теорії термін "ймовірність" часто вживають в сенсі, що не збігається з визначенням, яке дається йому в теорії ймовірності. Особливо часто передбачається "випадок рівної ймовірності" там, де з теоретичного боку задача достатньо означеною, щоб не вводити гіпотез і міркувати дедуктивно. У спеціальній праці я покажу, що під час розгляду теплових процесів цілком достатньо виходити з так званої "статистичної ймовірності", і сподіваюсь так здолати логічну складність, яка є на шляху застосування принципу Больцмана. Тут буде приведено лише загальне формулювання цього принципу із застосуванням його до часткових випадків.

Є сенс говорити про ймовірність деякого стану системи і якщо, крім того, будь-який приріст ентропії можна розуміти як перехід до ймовірнішого стану, то ентропія S_1 системи буде функцією ймовірності W_1 миттєвого стану цієї системи. Отже, для двох незалежних систем можна записати

$$\begin{aligned} S_1 &= \varphi_1(W_1), \\ S_2 &= \varphi_2(W_2) \end{aligned}$$

Розглядаючи ці дві системи як єдину систему з ентропією S й ймовірністю W , ми можемо зробити висновок, що

$$S = S_1 + S_2 = \varphi(W),$$

$$W = W_1 \cdot W_2.$$

Остання умова свідчить про те, що стани обох систем взаємно незалежні. Із цих співвідношень випливає

$$\varphi(W_1 \cdot W_2) = \varphi_1(W_1) + \varphi_2(W_2).$$

І, нарешті

$$\begin{aligned} \varphi_1(W_1) &= C \ln W_1 + \text{const}, \\ \varphi_2(W_2) &= C \ln W_2 + \text{const}, \\ \varphi(W) &= C \ln W + \text{const} \end{aligned}$$

Отже, величина C є універсальною сталою. Як впливає з кінетичної теорії газів, вона дорівнює R/N , причому зміст сталих R та N вказано вище. Позначаючи через S_0 ентропію початкового стану системи і через W – відносну ймовірність стану з ентропією S , ми в загальному випадку одержимо

$$S - S_0 = \frac{R}{N} \ln W.$$

Розгляньмо спочатку частковий випадок. Припустімо, що в об'ємі V_0 є деяка кількість частинок (n), які рухаються (наприклад, молекул). Крім них, у просторі може бути як завгодно багато яких-небудь інших рухомих частинок. Про закон, за яким рухаються у просторі частинки, які ми розглядаємо, не робиться жодних припущень, за винятком того, що стосовно до цього руху усі ділянки простору (і напрямки) рівноправні. Припустімо, що кількість рухомих частинок така мала, що взаємодією цих частинок між собою можна знехтувати.

Ця система може бути, наприклад, ідеальним газом або розбавленим розчином і їй відповідає певне значення ентропії S_0 . Припустімо, що в деяку ділянку V об'єму V_0 зібрались усі n рухоми частинки, причому в системі не відбулось ніяких інших змін. Цьому стану відповідає, очевидно інше значення ентропії (S), і ми шукатимемо різниці значень ентропії за допомогою принципу Больцмана. Ми запитуємо: яка ймовірність кінцевого стану щодо початкового? Або: яка ймовірність того, що у випадково вибраний момент часу всі n точок, які рухаються незалежно у заданому об'ємі V_0 , опиняться (випадково) в об'ємі V ?

Очевидно для цієї ймовірності, яка є "статистичною ймовірністю", одержимо значення

$$W = \left(\frac{V}{V_0} \right)^n.$$

Звідси, за принципом Больцмана, одержимо:

$$S - S_0 = R \frac{n}{N} \ln \frac{V}{V_0}.$$

Важливо, що для виведення цього співвідношення, з якого легко термодинамічним шляхом можна одержати закон Бойля й аналогічний закон осмотичного тиску⁶, не потрібно робити жодних припущень про закон руху молекул.



6. Інтерпретація виразу для залежності ентропії монохроматичного випромінювання від об'єму, отриманого на підставі принципу Больцмана

У розділі 4 ми знайшли для залежності ентропії монохроматичного випромінювання від об'єму такі вирази:

$$S - S_0 = \frac{E}{\beta v} \ln \frac{V}{V_0}.$$

Перепишуємо цей вираз у вигляді

$$S - S_0 = \frac{R}{N} \ln \left[\left(\frac{V}{V_0} \right)^{\frac{N E}{R \beta v}} \right]$$

і порівнюючи його із загальною формулою, яка виражає принцип Больцмана:

$$S - S_0 = \frac{R}{N} \ln W,$$

ми дійшли до такого висновку. Якщо монохроматичне випромінювання з частотою ν та енергією E міститься в об'ємі V_0 (обмеженому дзеркальними стінками), то ймовірність того, що в будь-який заданий момент часу вся енергія випромінювання перебуватиме в частині V об'єму V_0 , подано виразом

$$W = \left(\frac{V}{V_0} \right)^{\frac{N E}{R \beta v}}.$$

Звідси міркуватимемо далі. Монохроматичне випромінювання малої густини (у межах ділянки застосовності закону випромінювання Віна) в сенсі теорії теплоти поводить як, ніби воно складається із незалежних один від одного квантів енергії величиною $R\beta\nu/N$.

Порівняймо ще для однакових температур середню енергію квантів енергії "випромінювання чорного тіла" і середню кінетичну енергію ру-

⁶Якщо E – енергія системи, то одержимо:

$$-d(E-TS) = pdV = TdS = \frac{Rn dV}{N V},$$

відповідно $pV = R \frac{n}{N} T$.

ху центру тяжіння молекули. Остання дорівнює $\frac{3}{2}(R/N)T$, тоді як для середньої величини кванта енергії відповідно з формулою Віна отримуємо:

$$\frac{\int_0^\infty \alpha \nu^3 e^{-\frac{\beta \nu}{T}} d\nu}{\int_0^\infty \frac{N}{R\beta \nu} \alpha \nu^3 e^{-\frac{\beta \nu}{T}} d\nu} = 3 \frac{R}{N} T.$$

Якщо ж монохроматичне випромінювання (достатньо малої густини) щодо залежності ентропії від об'єму поводить як дискретне середовище, що складається з квантів енергії величиною $R\beta\nu/N$, то виникає запитання, чи не є закони виникнення і перетворення світла такими, ніби світло складається із подібних квантів енергії. Це питання ми розглянемо далі.

7. Про правило Стокса

Нехай монохроматичне світло під час фотолюмінесценції перетворюється на світло іншої частоти. Відповідно до тільки що одержаних результатів припустимо, що як світло, яке поглинається, так і люмінесцентне випромінювання складається з

квантів енергії величиною $\frac{R}{N}\beta\nu$, де ν – відповідна частота. Тоді процес перетворення можна трактувати так. Кожний утворений квант енергії з частотою ν_1 поглинається і, зрештою, за досить малої густини розподілу квантів енергії є причиною появи світлового кванта частотою ν_2 . Можливо, що під час поглинання світлового кванта одночасно з'являтимуться світлові кванти з частотами ν_3, ν_4 та ін., а також енергія іншого виду (наприклад, тепло). І байдуже, завдяки яким проміжним процесам досягається кінцевий результат. Якщо люмінесцентна речовина не є стаціонарним джерелом енергії, то енергія утвореного кванта відповідно до закону збереження енергії не може бути більша від енергії поглиненого світлового кванта. Тому має виконуватись співвідношення

$$\frac{R}{N}\beta\nu_2 \leq \frac{R}{N}\beta\nu_1 \text{ або } \nu_2 \leq \nu_1.$$

Це і є відоме правило Стокса.



Особливо варто наголосити, що, на нашу думку, при слабкому освітленні кількість збудженого світла за інших рівних умов, має бути пропорційна до інтенсивності збуджуючого світла, оскільки кожний збуджуючий квант енергії зумовлюватиме один із елементарних процесів, перелічених вище, незалежно від дії інших збуджуючих квантів. Зокрема для інтенсивності збуджуючого світла не можна вказати нижньої межі, за якою світло не може викликати люмінесценції.

Щодо до викладених тут уявлень, відхилення від правила Стокса можливе в таких випадках:

1. Якщо кількість квантів в одиницях об'єму, які одночасно беруть участь у процесі, настільки велика, що один квант люмінесцентного світла може отримати свою енергію від багатьох квантів збуджуючого світла.

2. Якщо збуджуюче (або люмінесцентне) світло володіє енергетичними характеристиками, відмінними від характеристик "випромінювання чорного тіла" на ділянці застосовності закону Віна. Тобто, наприклад, тоді, коли світло випромінюється тілом такої високої температури, що для певної довжини хвилі закон Віна вже не виконується.

Останнє заслуговує на особливу увагу. За цими уявленнями, можливо, що "невіновське" випромінювання навіть малої інтенсивності володіє іншими енергетичними властивостями, ніж "випромінювання чорного тіла" на ділянці застосовності закону Віна.

8. Про збудження катодних променів під час освітлення твердих тіл

Звичне уявлення про те, що енергія світла розподілена в просторі неперервно, під час спроби пояснити фотоелектричні явища, зазнає значних труднощів, виклад яких можна знайти у відомій праці Ленарда⁷.

Уявлення про те, що збуджуюче світло складається з квантів з енергією $\frac{R}{N}\beta\nu$, дає змогу пояснити виникнення катодних променів так. У поверхневий шар тіла проникають кванти, і їхня енергія хоча б частково перетворюється на кінетичну енергію електронів.

Найпростішим буде випадок, коли один світловий квант віддає всю свою енергію одному електрону. Вважатимемо, що це відбувається насправді. Однак не можна припустити й того, що електрони отримують енергію світлових квантів лише частково. Електрон, який всередині тіла володіє кінетичною енергією, у разі потрапляння на поверхню позбудеться частини своєї кінетичної енергії. Крім того, ми передбачаємо, що кожний електрон залишивши тіло, має виконати певну роботу P (характерну для цього тіла). З найбільшим нормальним складником швидкості тіло будуть залишати ті електрони, які збуджені біля самої поверхні та отримали лише нормальну компоненту швидкості. Кінетична енергія цих електронів дорівнює:

$$\frac{R}{N}\beta\nu - P.$$

Якщо тіло заряджене до позитивного потенціалу Π і оточене провідниками, що мають нульовий потенціал, і потенціал Π такий, що він протидіє втраті заряду тілом, то має виконуватись умова:

$$Pe = \frac{R}{N}\beta\nu - P,$$

де e – заряд електрона, або $Pe = R\beta\nu - P'$, причому E – заряд грам-еквівалента однозарядних йонів і P' – потенціал цієї кількості електрики відносно тіла⁸.

Якщо $E = 9,6 \cdot 10^3$, тоді $\Pi \cdot 10^{-8}$ буде значенням потенціалу у вольтах, який матиме тіло під час опромінення у вакуумі.

Щоб побачити, чи узгоджується по порядку величини виведене співвідношення, і припустимо, що $P' = 0$, $\nu = 1,03 \cdot 10^{15}$ (що відповідає ультрафіолетовій межі сонячного спектра) і $\beta = 4,866 \cdot 10^{-11}$. Тоді одержуємо $\Pi \cdot 10^{-8} = 4,3$ В, що за порядком величини узгоджується з результатами Ленарда⁹.

⁸Якщо припустити, що окремих електрон має відриватися світлом від нейтральної молекули з витратою деякої роботи, то виведене співвідношення не зміниться; у цьому випадку потрібно лише розглядати P' як суму двох компонентів.

⁷P. Lenard. Ann. Phys., 1902, 8. 169 і 170.



9. Про йонізацію газів ультрафіолетовим світлом

Якщо виведена формула правильна, то Π як функція частоти збуджуючого світла, в декартових координатах буде прямою, нахил якої не залежатиме від природи досліджуваної речовини.

Наскільки мені відомо, наші уявлення про фотоелектричні процеси не суперечать спостереженням Ленарда. Якщо кожний квант збуджуючого світла віддає свою енергію електронам незалежно від усіх інших квантів, то розподіл електронів за швидкостями, тобто властивість утворених катодних променів, не має залежати від інтенсивності збуджуючого світла. З іншого боку, кількість електронів, які залишають тіло за інших однакових умов має бути пропорційна до інтенсивності збуджуючого світла¹⁰.

Про межі застосовності зазначених вище закономірностей можна зробити такі зауваження, які були зроблені щодо відхилень від правила Стокса.

Як було передбачено раніше, енергія хоча б деякої частини квантів збуджуючої частини світла повністю передається єдиному для кожного кванта електронів. Відмовляючись від цього, здавалося б, очевидного передбачення, ми одержимо замість виведеного раніше рівняння таке співвідношення:

$$\Pi E + P' \leq R\beta\nu .$$

Для катодної люмінесценції, яка є процесом оберненим до розглянутого, аналогічно одержимо:

$$\Pi E + P' \geq R\beta\nu .$$

Для речовин, які дослідив Ленард, добуток ΠE завжди був значно більшим, ніж $R\beta\nu$. Оскільки порогова напруга прискорення катодних променів, потрібна для отримання видимого світла, досягала в одних випадках сотні, в інших – тисячі вольт¹¹. Тому варто припустити, що кінетична енергія одного електрона витрачалась на народження значної кількості світлових квантів.

Ми припускаємо, що під час йонізації газу ультрафіолетовим світлом кожний поглинений квант зумовлює йонізацію однієї молекули газу. Звідси відразу випливає, що енергія йонізації (тобто енергія теоретично потрібна для йонізації) молекули не може бути більша, ніж енергія поглинутого кванта. Позначивши через J (теоретичну) енергію йонізації на грам-еквівалент, ми одержимо:

$$R\beta\nu \geq J .$$

За вимірюваннями Ленарда найбільша йонізуюча довжина хвилі для повітря дорівнює майже $1,9 \cdot 10^{-5}$ см, тобто

$$R\beta\nu = 6,4 \cdot 10^{12} \text{ ерг} \geq J .$$

Верхню межу для енергії йонізації можна визначити також під час вимірювань потенціалів йонізації у розріджених газах. За результатами Штарка¹², найменший вимірний потенціал йонізації (на платинових анодах) для повітря дорівнює майже 10 В.¹³ Отже, для J верхня межа дорівнює $9,6 \cdot 10^{12}$, що майже дорівнює знайденому вище значенню. Є й інший наслідок, експериментальна перевірка якого надзвичайно важлива. Якщо кожна молекула, поглинувши світлових квант, йонізується, то між кількістю поглинутого світла L і числом j йонізованих при цьому грам-молекул, має існувати співвідношення:

$$j = \frac{L}{R\beta\nu} .$$

Якщо наші уявлення справедливі, це співвідношення має виконуватись для кожного газу, в якому не відбувається помітного поглинання світла (для заданої частоти), яке не супроводжується йонізацією.

Берн, 17 березня 1905 р.

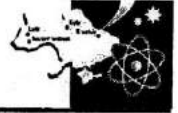
⁹P. Lenard. Ann. Phys., 1902, 8. 165 i 184.

¹⁰P. Lenard. Ann. Phys., 1902, 8. 150 i 166–168.

¹¹P. Lenard. Ann. Phys., 1903, 12. 469.

¹²J. Stark. Die Elektrizität in Gasen. Leipzig, 1902. S. 57.

¹³Усередині газу потенціал йонізації для від'ємних йонів принаймні у п'ять разів вищий.



До 100-річчю від дня народження Василя Міліянчука

*Професор Василь Міліянчук –
це наша гордість і свідчення
всебічного таланту нашого народу.*

Із спогадів академіка
Михайла Бродина



*Василь Степанович Міліянчук
(10.01.1905–03.11.1958)*

У січні 2005 року у Львівському національному університеті імені Івана Франка на кафедрі теоретичної фізики фізичного факультету відбулися традиційні Різдвяні читання, присвячені 100-річчю від дня народження відомого фізика-теоретика, колишнього керівника цієї кафедри, професора Василя Міліянчука. У виступах брали участь професори Іван Вакарчук, Лаврентій Блажиевський, Олександр Попель та інші. Спогадами ділилася родина науковця. До ювілею вченого в серії "Бібліотека "Світу фізики" вийшла книжка "Василь Міліянчук. До 100-річчя від дня народження", яку впорядкував Олександр Попель. У Передньому слові до книжки професор Іван Вакарчук зазначив: „Для ученого характерним у певному віці є бажання збирати коло здібних молодих дослідників і ввести їх у велику науку. Професор В. С. Міліянчук як науковець з широкою науковою ерудицією робив це з властивим для нього демократизмом та з особливою прихильністю до вільного вибору молодим фізиком проблем досліджень.”

Комісія фізики Наукового товариства ім. Шевченка під час XVI наукової сесії НТШ провела Наукові читання, присвячені 100-річчю від дня народження дійсного члена НТШ, професора Василя Міліянчука. Серед учасників читань були гості зі США (проф. Марта Богачевська-Хом'як, директор Програми академічних обмінів ім. Фулб-

райта), з Волинського державного університету ім. Лесі Українки (проф. Анатолій Свідзинський), з львівських університетів та академічних установ – понад 50 осіб.

Із Києва спогади про проф. В. Міліянчука надіслав директор Інституту фізики НАН України академік Михайло Бродин.

У доповіді проф. Ярослава Довгого було висвітлено невідомі широкому загалові аспекти діяльності Василя Міліянчука в Науковому товаристві ім. Шевченка, а в доповіді д-ра Володимира Третяка – наукові пошуки проф. В. Міліянчука у контексті актуальних проблем теоретичної фізики.

Син ювіляра п. Юрій Міліянчук докладно розповів (з показом багатьох світлин) про родовід ученого. Гілки генеалогічного дерева Міліянчуків переплітаються з Франками, Стефаніками, Богачевськими та Горбачевськими. Родина дбайливо зберігає архів науковця, намагається сприяти виданню неопублікованих праць, зокрема, книжки-посібника з електродинаміки.

Цікаві спогади про В. С. Міліянчука подали Богдан Палюх, Анатолій Свідзинський, Петро Тацуняк, Микола Романюк, Олексій Лискович, Лев Іванків, Василь Петрух, Микола Панасюк.

Матеріали Наукових читань будуть опубліковані у шостому томі "Фізичного збірника НТШ".



ПОВЧАЛЬНА МІСЯ ЮВІЛЕЮ (НОТАТКИ СПЕКТРОСКОПІСТА З НАГОДИ 100-РІЧЧЯ ВІД ДНЯ НАРОДЖЕННЯ ПРОФЕСОРА ВАСИЛЯ МІЛІЯНЧУКА)

Ярослав Довгий

професор Львівського національного університету імені Івана Франка

Відзначення ювілеїв здебільшого асоціюється з церемонійними діями. Проте трапляється, що нащадки з цієї нагоди відкривають для себе повчальні речі. Відомі приклади, коли, готуючись до відзначення ювілею письменника, знаходили раніше невідомі рукописи творів, документи, листи. Історики не раз примушували "уточнювати" ювілейні дати міст, що деколи призводило до перенесення ювілейних дат. Отака ювілейна саморегуляція...

У пропонованих нотатках йтиметься про дещо інше, а саме – переосмислення цінності наукових результатів, які одержав Василь Міліянчук на початку 1930-х років, коли він щойно закінчував навчання і працював над магістерською темою у Львівській політехніці під керівництвом відомого фізика-теоретика проф. Войцеха Рубіновича. Свої результати він опублікував у двох ґрунтовних працях у журналі "Zeitschrift für Physik" [1, 2]. Хоча ідея дослідження належала, звичайно, керівникові, студент В. Міліянчук цілком самостійно провів складні теоретичні дослідження і сформулював основні висновки. Недарма обидві статті вийшли без співавторів. Далі хочу звернути увагу шановного читача на два повчальні моменти, які стосуються:

- вартості вказаних результатів;
- прозорливості тих, хто їх своєчасно належно оцінив.

Отже, мова йтиме про т. зв. *квадрупольні спектри* атомних систем.

У теорії атомних спектрів вживають такі поняття і величини, як електричний або магнетний моменти переходів між i -тим і k -им станами системи. З погляду класичної електродинаміки вони відповідають коливанням систем (дипольних, квадрупольних, октупольних тощо), тобто змінам

у часі моментів: електричного дипольного P_{ik} як полярного вектора, магнетного дипольного μ_{ik} як аксіального вектора, електричного квадрупольного Q_{ik} як симетричного тензора 2-го рангу тощо. Відповідні спектри¹ класифікують як електричні або магнетні дипольні, електричні чи магнетні квадрупольні і т. д. Запишімо вирази для ймовірностей відповідних переходів, від яких залежать інтенсивності відповідних спектрів:

$$\begin{aligned} I_{\text{ел.-дип}} &\sim \left(\frac{\nu}{c}\right)^3 |P_{ik}|^2, \\ I_{\text{магн.-дип}} &\sim \left(\frac{\nu}{c}\right)^3 |\mu_{ik}|^2, \\ I_{\text{ел.-квадр}} &\sim \left(\frac{\nu}{c}\right)^5 |Q_{ik}|^2. \end{aligned} \quad (1)$$

Індикатриса квадрупольного випромінювання:

$$I_Q(\theta) = \frac{15}{8\pi} I_Q \sin^2 \theta \cos^2 \theta, \quad (2)$$

де I_Q – інтенсивність у напрямку спостереження, θ – кут між віссю z і напрямком спостереження.

Як розуміти фізичний сенс цих різних спектрів? Насамперед зазначмо, що за інтенсивностями завше домінують електричні дипольні спектри, тоді як магнетні дипольні та електричні квадрупольні на декілька порядків величин менш інтенсивними². Щодо спектрів ще вищих мультипольностей, то їх можна не брати до уваги.

¹Йдеться про спектри випромінювання, поглинання та розсіяння.

²Вони можуть відігравати суттєву роль лише тоді, коли дипольні спектри заборонені правилами відбору.



Із фізичного погляду дипольне наближення відповідає випадкам, коли розміри a випромінювальних систем значно менші від довжини світлової хвилі λ . Іншими словами, не враховується ефект запізнювання (зміна фази) електромагнетної хвилі у межах системи³. Цей ефект (для напруженості поля він за величиною є порядку α/λ , а для енергетичних параметрів порядку $(\alpha/\lambda)^2$) враховується під час розгляду магнето-дипольних та електро-квадрольних переходів. Для магнето-квадрольних і електро-октупольних переходів поправки для амплітуд поля будуть порядку $(\alpha/\lambda)^2$ і т. д. Оскільки для атомних систем $a \sim 10^{-8}$ см, а для оптичної ділянки електромагнетного спектра $\lambda \sim 10^{-5}$ см, то відношення інтенсивностей відповідних спектрів будуть такі:

$$\frac{I_{\text{ел.-дип}}}{I_{\text{магн.-дип}}} \sim \frac{I_{\text{ел.-дип}}}{I_{\text{ел.-квадр}}} \sim \left(\frac{a}{\lambda}\right)^2 \sim 10^{-6}. \quad (3)$$

Можна показати, що умова $(\alpha/\lambda) \ll 1$ еквівалентна умові $(u/c) \ll 1$, де u – швидкість випромінювального заряду; c – швидкість світла. Урахування релятивістських ефектів здійснив В. Міліянчук [1] під час проведення обчислення на підставі шойно створеної теорії Дірака.

За відомим принципом відповідності, можна перейти від класичних понять до квантових, обчислити відповідні матричні елементи, ймовірності квантових переходів та інтенсивності спектрів.

Войцех Рубінович і Василь Міліянчук були першими, хто у Львові на основі теоретичних досліджень сформулювали спектроскопічні критерії для ідентифікації квадрупольних спектрів та їх розрізнення із забороненими дипольними переходами, зокрема, на основі явища Зеємана.

В. Міліянчук показав, що для квадрупольного випромінювання і поглинання світла розподіли інтенсивності та поляризації за напрямками, отримані з квантової електродинаміки, збігаються з тими, що впливають з принципу відповідності. Він уперше 1935 року вказав [3] на можливість інтерференції когерентного випромінювання електроквадрупольного й магнето-дипольного в явищі

³У дещо іншому, але спорідненому сенсі кажуть, що не враховуються ефекти просторової дисперсії.

Зеємана, що 1941 року було експериментально підтверджено [4].

Цінність праці вченого, як і творчості композитора чи письменника, насамперед визначається її новизною (оригінальністю) й вагомістю, тобто, якісним рівнем. І лише час оцінює її справжню вартість.

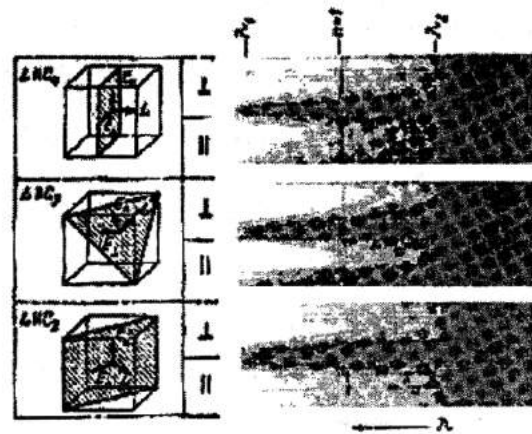


Рис. 1. Спектрограми вузької смуги поглинання $n = 1$ ($\lambda_{\text{пк}} = 6125 \text{ \AA}$) кристала Cu_2O для трьох кристалграфічних орієнтацій зразків (заштриховано). Поляризоване світло поширювалося у напрямку L

Уже після смерті Василя Степановича, 1960 року, було виявлено явище поляризації лінії квадрупольного поглинання в кубічному кристалі Cu_2O (рис. 1, 2) [5].

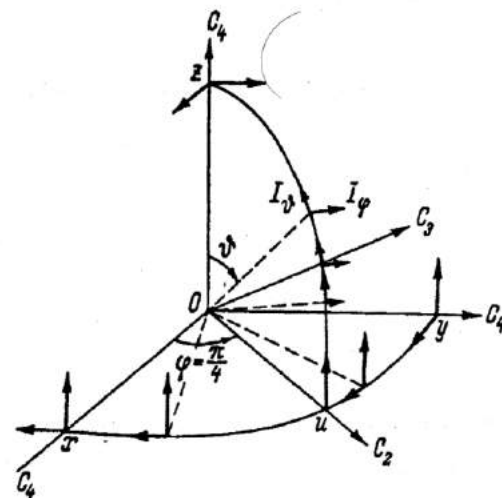


Рис. 2. Поляризаційна діаграма



Треба віддати належне прозорливості проф. В. Левицького, який високо оцінив результати молодого науковця. У вересні 1932 року В. Міліянчука, ще студента, який закінчував навчання у Львівській політехніці, було обрано дійсним членом Наукового товариства ім. Шевченка.

Вузьку смугу поглинання при $\lambda = 6125 \text{ \AA}$ ($T = 77 \text{ K}$), зазвичай, називають членом ($n = 1$) жовтої екситонної серії кристала Cu_2O (рис. 3). Вона анізотропна⁴, тобто поляризована, що характерно для квадрупольних переходів. У Cu_2O це переходи із повносиметричної валентної зони на тричі вироджену екситонну зону типу Γ_{25}^+ (перехід $\Gamma_1^+ \rightarrow \Gamma_{25}^+$). У дипольному наближенні цей перехід заборонений симетрійними правилами відбору. Зона Γ_{25}^+ відповідає основному стану (1s-екситону) в Cu_2O .

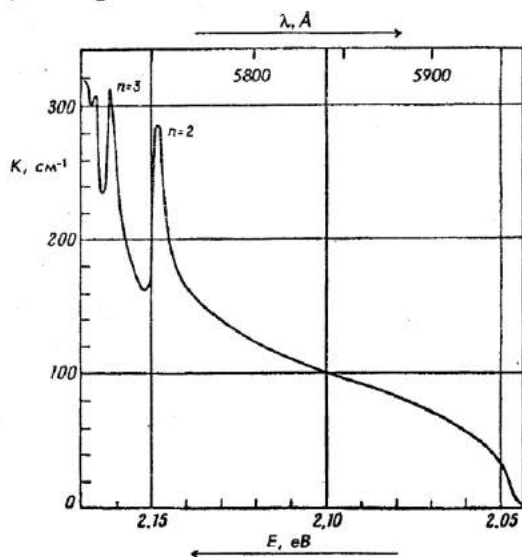


Рис. 3. Жовта екситонна серія в кристалі Cu_2O

Лінії екситонного спектра⁵ утворюють спектральну водневоподібну серію:

$$\nu_n^{77\text{K}} = \left(17460 - \frac{785}{n^2} \right) \text{ cm}^{-1}, \quad n \geq 2, \quad (4)$$

де $\nu_n = \frac{1}{\lambda_n}$ – хвильові числа.

⁴Зазначмо, що кристал Cu_2O належить до кубічної сингонії (просторова група $O_h^4 = Pn3m$), тобто він ізотропний.

⁵Вузькі смуги екситонного спектра за аналогією з атомними спектрами умовно називають "лініями".

У важливій теоретичній праці [6] отримано такі співвідношення для сил осциляторів смуг екситонного спектра:

$$f_n^{\text{дозв}} \sim \frac{1}{r_n^3 n^3}, \quad (5)$$

$$f_n^{\text{забор}} \sim \frac{n^2 - 1}{r_n^5 n^5}, \quad (6)$$

де $f_n^{\text{дозв}}$ і $f_n^{\text{забор}}$ – сили осциляторів відповідно для дозволених і заборонених (при $\vec{k} = 0$) переходів; n – головне квантове число; r_n – радіус екситону.

У Cu_2O смуга $n = 1$ майже відсутня, тобто спектр поглинання цього кристала в ділянці жовтої екситонної серії відповідає переходам, які в дипольному наближенні належать до категорії заборонених. Справді, згідно з (6), при $n = 1$ сила осцилятора f_1 у дипольному наближенні дорівнює нулеві. (Зазначмо, що сила осцилятора пропорційна інтегральному поглинанню).

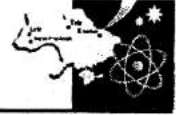
Лінія $n = 1$ дозволена в квадрупольному наближенні. Це перший приклад спостереження в кристалах квадрупольного поглинання.

Квадрупольне поглинання для хвильових векторів, паралельних координатним осям ($\vec{k} \parallel \vec{C}_4$) або площинам просторових діагоналей куба ($\vec{k} \parallel \vec{C}_3$), неполяризоване. Для напрямків, паралельних до звичайних діагоналей куба ($\vec{k} \parallel \vec{C}_2$), – повністю поляризоване, причому електричний вектор \vec{E} перпендикулярний до вказаних діагоналей (рис. 1). Для інших зрізів кристала матимемо проміжні випадки.

Аналітичні вирази для кутового розподілу (поляризаційна діаграма – рис. 2) мають вигляд [7]:

$$\begin{aligned} I_\vartheta &= I_0 (1 - \sin^2 2\varphi \sin^2 \vartheta), \\ I_\varphi &= \frac{1}{4} I_0 (\sin^2 2\varphi \sin^2 2\vartheta + 4 \cos^2 2\vartheta) \end{aligned} \quad (7)$$

Лінія $n = 1$ міститься на тлі суцільного поглинання, що має вигляд сходинки. На рис. 1 межі цієї сходинки відповідають довжинам хвиль λ_1 та λ_2 . Квадрупольна лінія розміщена точно посередині сходинки, зумовленої електрон-фононними процесами [8].



Залежність коефіцієнта поглинання K від частоти ν і температури T у межах екситон-фононої ділянки спектра описується співвідношенням:

$$K(\nu, T) = A \left(e^{h\nu_\phi/kT} - 1 \right)^{-1} (\nu - \nu_1 + \nu_\phi)^{1/2} + B \left(1 - e^{-h\nu_\phi/kT} \right)^{-1} (\nu - \nu_1 - \nu_\phi)^{1/2}, \quad (8)$$

де ν_1 – частота, що відповідає спектральному положенню лінії $n = 1$; ν_ϕ – частота актуальних фононів; k – стала Больцмана⁶; A і B – константи.

Перший доданок у формулі (8) відповідає екситон-фононним процесам, що супроводжуються поглинанням фононів. Це якраз описує ділянку спектра при $\nu \leq \nu_1$. Короткохвильова ділянка при $\nu > \nu_1$ відповідає поглинанню квантів світла, які збуджують ті ж екситонні стани з породженням фононів.

При $T \rightarrow 0$ К поглинання на довгохвильовій половині сходинки зменшується, оскільки проявляється "виморожування" фононів. У ділянці ж короткохвильової половини сходинки крива залежності коефіцієнта поглинання від частоти прямує до межі, що відповідає емісії фононів.

Частота актуальних фононів, що беруть участь у квантових переходах і формують екситон-фононну сходинку, дорівнює

$$\nu_\phi = \frac{\nu'' - \nu'}{2}, \quad (9)$$

де $\nu' = \frac{c}{\lambda_1}$ і $\nu'' = \frac{c}{\lambda_2}$ (див. рис. 1).

⁶Дотримуючись узвичених позначень фізичних величин, мусимо змиритись з тим, що в нашій статті літера "к" позначає аж шість різних величин:

k – індекс, що позначає k -й енергетичний стан;

\vec{k} – хвильовий вектор;

\vec{k} – квазіімпульс (Зони Γ_1^+ та Γ_{25}^+ відповідають центру зони Бріллюена, коли $\vec{k} = 0$);

k – стала Больцмана;

K – коефіцієнт поглинання;

K – кельвін (шкала абсолютних температур).

Таке часто трапляється у фізичній літературі. Читач не має розгублюватися, адже не треба бути фаховим лінгвістом, щоб розуміти: важливе не формальне (буквальне) сприйняття символу, а його сприйняття в контексті.

Автори [9], досліджуючи вплив електричного поля на екситонний спектр CuO_2 , спостерігали характерну поляризацію компонентів штарківських дублетів: паралельно полю (π -компонента) та перпендикулярно полю (σ -компонента). У неоднорідному електричному полі за низьких температур спостерігалось розширення смуг та поява нових заборонених ліній, інтенсивність яких зі збільшенням поля зростала. За дуже сильних ($E > 20$ кВ/см) і неоднорідних електричних полів було виявлено збільшення інтенсивності лінії $n = 1$, що характерно для заборонених у дипольному наближенні ліній. У зв'язку з цими результатами зазначмо, що В. Міліянчук теоретично передбачив виникнення відповідних заборонених ліній (додаткової тонкої структури спектра) в неоднорідному електричному полі [10].

Вважаю тут доречним спеціально звернути увагу на те, що застосування результатів Міліянчука-Рубіновича, одержаних для атомних спектрів, цілком виправдані в екситонній спектроскопії, оскільки екситонам як квазічастинкам у кристалах притаманні основні властивості атомних систем. Зокрема у спектрах екситонів Ванье-Мотта виявляються такі характерні для атомних спектрів явища: серіальні закономірності ліній спектра, йонізація екситонів в електричному полі, ефекти Зеємана і Штарка. У Cu_2O при 1,3 К навіть вдалося виявити діаманетні зміщення екситонних ліній при $H \geq 15$ кЕ, які кількісно підтверджували відоме в атомній фізиці співвідношення

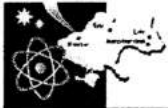
$$\Delta E = \frac{e^2}{8mc^2} r_n^2 H^2. \quad (10)$$

Оскільки радіуси екситонів

$$r_n = \varepsilon \frac{\hbar^2}{\mu e^2} n^2 = \varepsilon r_0 \left(\frac{\mu}{m} \right)^{-1} n^2, \quad (11)$$

(ε – діелектрична стала кристала, μ – приведена ефективна маса екситону, r_0 – борівський радіус), значно більші від атомних радіусів, то у випадку екситонних спектрів цей ефект спостерігається за значно менших магнетних полів.

Отже, вперше отримані В. Міліянчуком у теорії атомних спектрів результати, як з'ясувалося



згодом (на жаль, вже після смерті вченого), дало змогу витлумачити низку ефектів у екситонній спектроскопії. Це: поляризація компонентів спектрів при штарківському та зеєманівському розщепленнях, зміщення і розширення спектральних ліній, поява нових ("заборонених") ліній спектра тощо. Найцікавіше те, що виникнення слабких ліній, наче якихось таємничих слідів на місці заборонених правилами відбору дипольних ліній, має природу вищої мультипольності (а саме – квадрупольну) і що ці останні різко відрізняються за властивостями (інтенсивність, поляризація, поведінка у магнетному та електричному полях) від спектрів дипольних.

Мені приємно зазначити, що нині ці вимірювання за низьких температур успішно виконують наші студенти у практикумі зі спектроскопії кристалів [11]. Постановку цих досліджень на кафедрі експериментальної фізики Львівського університету вважаю даниною світлої пам'яті про професора Василя Степановича Міліянчука, який так наполегливо й щиро заохочував здібних студентів до наукової праці у царині оптичної спектроскопії.

Література

- [1] Milianczuk B. Zeemaneffect der Quadrupollinien nach der Diracschen Theorie. / Zeitschrift für Physik. 1932. 74. № 11–12, 810–824.
- [2] Milianczuk B. Verwandlungseffekt der Quadrupollinien/ Zeitschrift für Physik. 1932. 74. № 11–12, 825–847.
- [3] Milianczuk B. Über die Summenregeln in normalen "erzwungenen" Dipolmultipletts/ Acta Physika Polonica, 1935. 4, 65–71.
- [4] Jenkins F. A., Mrozowski S. /Phys. Rev., 1941. 59, 808.
- [5] Гросс Е. Ф., Каплянский А. А. /ДАН СССР, 1960. 132, 98.
- [6] Elliott R. J. / Phys. Rev., 1957. 108, № 6, 1384.
- [7] Hellwege K. H. / Zs. Phys., 1951. 129, № 4, 626.
- [8] Горбань И. С., Тимофеев В. Б. /ФТТ, 1961. 3, № 12, 3584.
- [9] Гросс Е. Ф., Захарченя Б. П., Рейнов Н. Н. / ДАН СССР, 1954. 97, 221.
- [10] Милянчук В. С. / ДАН СССР, 1949. 67, 1001.
- [11] Довгий Я. О. Низькотемпературні дослідження екситонних спектрів: екситони великого радіуса (модель Ванье-Мотта). Методичні вказівки до спецпрактикуму "Спектроскопія кристалів". Львів. 1990.

ДО 160-РІЧЧЯ ІВАНА ПУЛЮЯ

2 лютого 2005 року виповнилося 160 років від дня народження видатного фізика Івана Пулюя, який навчався і працював далеко за межами своєї Батьківщини, але любов до неї зберіг на все життя. Він був дійсним членом НТШ, написав багато праць українською мовою, разом з Пантелеймоном Кулішем переклав українською мовою Біблію. Ім'я цього видатного науковця шанують і пам'ятають в Україні. Українці досліджують його науковий доробок, перекладають українською мовою його праці, видають про нього книжки, ставлять пам'ятники, його іменем називають вулиці та навчальні заклади.

У м. Тернополі 24–27 травня 2005 року за участі Міністерства освіти і науки України, Тернопільського державного технічного університету імені Івана Пулюя, Чеського технічного університету в Празі, Фондації імені Олександра Смакули та інших наукових організацій

відбудеться

II Міжнародна науково-технічна конференція "Світлотехніка й електротехніка: історія, проблеми, перспективи"

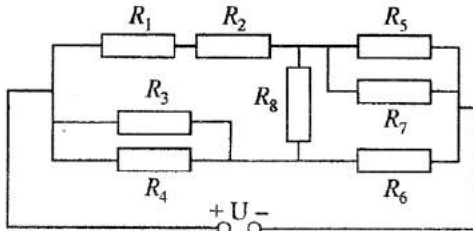
присвячена 160-річчю видатного українського фізика,
піонера в галузі світлотехніки й електротехніки Івана Пулюя.

Умови задач III (обласного) етапу Всеукраїнської олімпіади з фізики 2005 р.

8-й клас

Задача 1.

Дано коло постійного струму (див. рис.): $R_1 = 3$ Ом, $R_2 = 2$ Ом, $R_3 = 10$ Ом, $R_4 = 10$ Ом, $R_5 = 8$ Ом, $R_6 = 6$ Ом, $R_7 = 24$ Ом, $R_8 = 2$ Ом, $U = 20$ В. Який струм тече крізь опір R_8 ? Знайдіть загальний опір кола.



Задача 2.

Із морозильної камери холодильника (температура всередині камери $t_1 = -40$ °С) взяли 2 кг льоду і помістили його в закриту посудину з водою (маса води 3 кг, температура $t_2 = 15$ °С), яка міститься в термостаті. Знайдіть температуру води після надання посудині 100 кДж теплоти за допомогою нагрівача. Питома теплоємність води 4,18 Дж/(г·К), льоду – 2,09 Дж/(г·К), питома теплота плавлення льоду 333 Дж/г.

Задача 3.

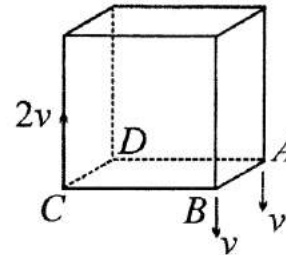
Кулька радіусом $R_2 = 5$ см і масою 20 г на 2/3 занурена в рідину. Знайдіть густину рідини. Об'єм кульки: $V = (4/3)\pi R^3$.

Задача 4.

Автомобіль проїхав половину шляху із швидкістю v_0 . Іншу половину шляху, він половину часу їхав зі швидкістю v_1 , а решту шляху – із швидкістю v_2 . Знайдіть середню швидкість автомобіля за увесь час руху.

Задача 5.

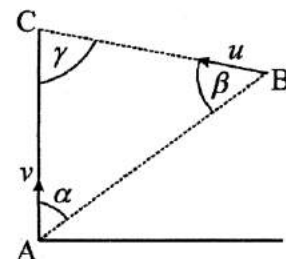
У просторі рухається кубик. У деякий момент грань $ABCD$ горизонтальна, а швидкості точок A і B направлені вертикально донизу і дорівнюють v . Відомо, що швидкість точки C у цей момент дорівнює $2v$, а її вектор направлений догори. Яку максимальну швидкість можуть мати в цей момент інші точки кубика?



9-й клас

Задача 1.

Пароплав, що проходить точку A , рухається з постійною швидкістю v . Під яким кутом β до прямої AB треба рухатись катеру з точки B з постійною швидкістю u , щоб зустрітись з пароплавом? Лінія AB напрямлена під кутом α до курсу пароплава. За який час вони зустрінуться?



Задача 2.

Спостерігач, який стояв поблизу початку першого вагона, помітив, що потяг рушив з місця і почав рухатись рівноприскорено. Передостанній вагон пройшов повз нього за $t_1 = 4$ с, а останній за $t_2 = 3,8$ с. Знайдіть час проходження всього потяга повз спостерігача.

Задача 3.

Вантаж обертається на гумовому підвісі навколо вертикальної осі. Початкова довжина підвісу $l = 10$ см, а під час обертання підвіс пружно розтягується до довжини $L = 35$ см. Знайдіть кутову швидкість обертання вантажу, якщо в нерухомому стані вантаж розтягує підвіс до довжини $l_1 = 17$ см.

Задача 4.

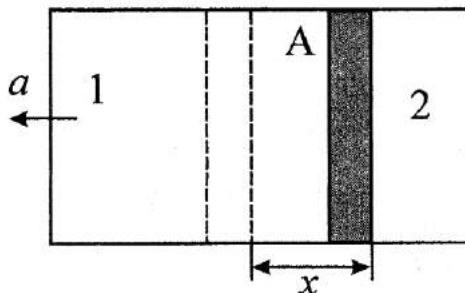
У ланку, що складається з мідного провідника площею поперечного перерізу S_1 і завдовжки l_1 , вміщено свинцевий запобіжник площею поперечного перерізу S_2 і завдовжки l_2 . На яке максимальне підвищення температури провідників розрахований запобіжник за умови, що під час короткого замикання все тепло йде на нагрівання провідників. Початкова температура T_0 , температура плавлення свинцю $T_{пл}$; c_1, c_2 – питомі теплоємності міді й свинцю; γ_1 і γ_2 – густини; ρ_1 і ρ_2 – питомі опори міді й свинцю.

Задача 5.

Освітлюючи непрозорий диск радіусом $r = 30$ см, на екрані, який віддалений від диску на $l = 0,9$ м, отримують тінь радіусом $r_1 = 2$ м і напівтінь – радіусом $r_2 = 4$ м. Визначіть розмір джерела світла R та його віддаль від диска x .

10-й клас
Задача 1.

Супутник рухається коловою орбітою на висоті $h = 760$ км над поверхнею Землі. Його хочуть перевести на еліптичну орбіту з максимальною відстанню від поверхні Землі $H = 40\,000$ км і мінімальною відстанню $h = 760$ км. На скільки для цього потрібно змінити швидкість супутника?

Задача 2.


Заповнений закритий циліндр розділено непроникною перегородкою A , яка може пересуватися по ньому без тертя. Тиск у кожному з відсіків циліндра дорівнює p . Наскільки зміститься перегородка A відносно стінок циліндра, якщо він рухатиметься в напрямку, зображеному на рисунку зі сталим пришвидшенням a , і якщо температура газу в обох відсіках під час руху циліндра стала.

Задача 3.

Кільце з тонкого дроту розривається при заряді q . Діаметр кільця й діаметр дроту збільшили втричі. Який електричний заряд розірве нове кільце?

Задача 4.

Кулька масою m і радіусом r повністю занурена в рідину і прикріплена до гладкої вертикальної стінки за допомогою нитки завдовжки $l = r$. Якщо кульку відпустити, то вона плаватиме, наполовину занурившись у рідину. З якою силою прикріплена кулька чинить тиск на вертикальну стінку?

Задача 5.

Тіло масою m підвішене до стелі за допомогою пружини. Жорсткість пружини k . Якої максимальної швидкості досягне тіло, якщо його відпустити з положення, в якому пружина не розтягнута?

11-й клас
Задача 1.

Посередині довгого коридору висить лампочка. Складіть схему електричного кола, яка дає змогу вмикати та вимикати світло з обох кінців коридору (вимикачі мають бути на обох кінцях коридору).

Задача 2.

Рятувальний круг масою $m = 4$ кг виготовлено з корка густиною $\rho = 200$ кг/м³. Який максимальний вантаж може утримати на поверхні води рятувальний круг?

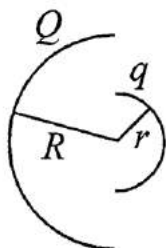
Задача 3.

Динамометр складається з корпусу маси M та однорідної пружини масою m , яка прикріплена до корпусу. Корпус тягнуть з силою F в один бік, а до пружини прикладають силу f в інший бік.

Сили діють уздовж динамометра, система міститься на горизонтальному столі, тертя відсутнє. Що покаже стрілка динамометра?

Задача 4.

Обчисліть силу взаємодії між двома однорідно зарядженими півсферами (див. рис.). Центри та площини максимального перерізу півсфер збігаються.



Задача 5.

У склянку налили 200 г води і пробують її скип'ятити кип'ятильником потужністю 50 Вт. Вода нагрівається тільки до температури 60 °С. Якщо кип'ятильник вимкнути і накрити склянку аркушем паперу, то вода охолоне від 60 до 59 °С за 20 с. Якщо склянку не накривати папером, а поставити на теплоізолюючу підставку, то вода охолоне на 1 °С за 30 с. За який час нагріється вода від 59 до 60 °С, якщо склянку поставити на підставку, і накрити папером? Теплоємність води 4200 Дж/(кг °С).

**Ці умови завдань було запропоновано школярам Львівщини на III (обласному) етапі Всеукраїнської олімпіади з фізики 2005 року.*



У ЦЕРНі майже половина фізиків світу вивчає мікросвіт

Минуло 50 років від часу створення ЦЕРНу (Європейського центру ядерних досліджень) – найбільшого у світі науково-дослідного центра досліджень елементарних частинок, який розташований на захід від Женеви, на території Швейцарії та Франції, біля підніжжя гірського масиву Юра.

Ідея створення ЦЕРНу належить французькому фізику, Нобелівському лауреатові Луї де Бройлю. На Європейській конференції з культури в Лозанні 1949 року він запропонував створити міжнародну організацію для проведення наукових досліджень. Луї де Бройль сказав: "Наша увага звернена на створення нової міжнародної організації для проведення наукових досліджень, які виходять за межі національних програм... Ця організація мала б розв'язувати такі завдання, які не під силу будь-якому одному національному інституту... Це починання виправдає затрачені зусилля... зміцнить зв'язки між науковцями різних країн, розширить співпрацю, спростить поширення результатів наукових досліджень та інформації загалом. Водночас створення наукового центру стане символом об'єднання інтелектуальних сил Європи".

Ідея де Бройля одержала підтримку урядів європейських держав. Першого липня 1953 року було підписано угоду про заснування ЦЕРНу, а 29 вересня 1954 року Європейський центр ядерних досліджень офіційно відкрили, коли 12 країн-учасниць ратифікували уго-

ду про його створення. Нині до цієї організації входять 20 країн: Австрія, Бельгія, Болгарія, Великобританія, Угорщина, Німеччина, Греція, Данія, Іспанія, Італія, Нідерланди, Норвегія, Польща, Португалія, Словаччина, Чеська республіка, Фінляндія, Франція, Швейцарія і Швеція. Статус спостерігачів мають: Ізраїль, Індія, Росія, США, Туреччина, Японія, Європейська комісія та ЮНЕСКО.

Сьогодні в ЦЕРНі працюють майже сім тисяч науковців 80-ти національностей з п'ятисот наукових центрів і університетів, тобто половина усіх фізиків світу, які вивчають мікросвіт. ЦЕРН створений для вивчення фундаментальних проблем створення світу: що таке речовина, і як вона виникла; як з речовини утворюються складні об'єкти (живі істоти, планети, зорі).

Там п'ятдесят років науковці світу вивчають, як народжувався Всесвіт, куди мільярди років тому зникла антиматерія, і чому все навколо має масу. Далекі від фізики, і загалом від науки, люди завдячують ЦЕРНу змогою користуватись інтернетом: 1989 року науковець із Оксфорда, працівник ЦЕРНу Тім Бернерс-Лі винайшов принципово новий спосіб вільного доступу до мережі.

Основні етапи роботи ЦЕРНу:

1954 р. – початок будівництва першого пришвидшувача: протонного синхроциклотрона, який почав працювати 1957 року;

1959 р. – запуск протонного синхротрона (ПС), який став на декілька років найпотужнішим пришвидшувачем у світі: він розганяв протони до енергії 28 ГеВ;

1967 р. – побудований перший у світі колайдер – пришвидшувач, у якому здійснюється зіткнення зустрічних пучків частинок;

1976 р. – запрацював суперпротонний синхротрон (SpS), який 1981 року пристосували для протон-антипротонних зіткнень;

1983 р. – на SpS відкрили *W*- і *Z*-бозони – носії слабкої взаємодії. Це відкриття було настільки важливе, що вже наступного року науковці (К. Руббіа та С. ван дер Меер), причетні до відкриття цих частинок, отримали Нобелівську премію з фізики.

На початку 1980-х років було запропоновано проєкт пришвидшувача, в якому здійснюється зіткнення

На початку 1990-х років науковці ЦЕРНу зрозуміли, що для подальших досліджень потрібно будувати новий пришвидшувач. У грудні 1991 року Рада ЦЕРНу схвалила проєкт будівництва великого адронного колайдера (LHC). Для цього використали старий підземний тунель, який був виритий для LEP. Будівництво почали 2000 року. У 27-ми кілометровому тунелі побудували нове кільце, в якому за допомогою надпровідних магнетів з індукцією понад 8 Тл будуть водночас розганяти два пучки протонів. На пришвидшувачі зіштовхуватимуться пучки протонів з енергіями до 7 ТеВ, причому це будуть не лише найенергетичніші, а й найпотужніші пучки у світі. Цей пришвидшувач буде найбільшою експериментальною установкою в світі. Довжина вакуумного кільця, в якому пришвидшуватимуться частинки – 27 км. Майже чотири тисячі тонн металу



електронів і позитронів – великого електрон-позитронного колайдера (LEP). Восени 1983 року розпочали його будівництво. У долині Женевського озера, на глибині 100 м, прорили кільцевий тунель завдовжки 27 км. Якість виконаних робіт була настільки висока, що, коли 1988 року обидва кінці тунелю сполучили, розбіжність між ними становила лише 1 см. У точках перетину зустрічних пучків пришвидшувача були розташовані чотири експериментальні установки, кожна з яких складалась з багатьох детекторів частинок. Пришвидшувач неодноразово модернізували для отримання дедалі більших енергій частинок. Водночас дослідники встановили, що результати їхніх експериментів залежать від положення Місяця щодо Землі, від рівня води в Женевському озері, від прибуття потягів на залізничний вокзал Женеві, і ще багатьох інших незначних чинників. Причини цих впливів – невеликі деформації кільця пришвидшувача, що погіршує фокусування пучків. Урахування таких тонкощів допомогло науковцям довести енергію зіткнень до 210 ГеВ.

На пришвидшувачі LEP за одинадцять років роботи фізики отримали багато цікавих результатів, найважливіші з яких – усебічне вивчення *W*- і *Z*-бозонів.

буде охолоджено до 2 К. У результаті струм ($1,8 \cdot 10^6$ А) проходитиме надпровідними кабелями майже без втрат і створюватиме магнетне поле майже 10 Тл. За 1 с на LHC відбуватиметься понад 1 млрд зіткнень! Крім протонів, на LHC планують розганяти і важкі ядра атомів, наприклад, свинцю. Запустити в дію LHC планують 2007 року.

Для чого фізикам такий потужний пришвидшувач? Науковці 2007 року планують відтворити в лабораторії такі умови, коли ще не було протонів і нейтронів, а існувала лише кварк-глюонна плазма. Іншими словами, дослідники сподіваються побачити світ елементарних частинок у тому вигляді, яким він був лише через частки мікросекунд після "Великого вибуху", тобто відразу після утворення Всесвіту.

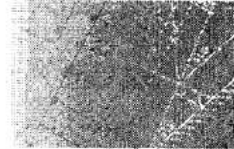
Уже понад тридцять років фізики розглядають теорії, які пояснюють існування маси елементарних частинок. Одна з них передбачає існування бозона Гігса. Ці елементарні частинки називають ще чарівними, оскільки, можливо, завдяки їм наш світ має масу і здатність рухатися за інерцією. Однак досі їхнє існування експериментально підтвердити не вдалось: усі сподівання на пришвидшувач LHC.



Пропонуємо Вам задачу XIII Всеукраїнського турніру юних фізиків, який відбувся з 25 лютого до 2 березня 2005 року в м. Луцьку. Розв'язок задачі редакції журналу надіслали команди школярів збірної м. Луганська та Українського фізико-математичного ліцею при Київському національному університеті ім. Т. Г. Шевченка. Подаємо один із них.



ПІСКИ САХАРИ



Дослідіть форму поверхні сипкого матеріалу (цукор-пісок, пісок тощо), якщо посудину з цим матеріалом, почати обертати. Порівняйте отриманий результат з відомою формою поверхні для рідини, що обертається.

Вступ

Передусім подивимось, чим відрізняється рідина, яка обертається від піску, що теж обертається. З нашого погляду (а так воно, напевно, є) головна причина того, що пісок і вода поведуться по-різному, полягає в тому, що в піску діє сила тертя спокою, а у воді – ні.

I. Про поверхню рідини

Як відомо з курсу фізики, рідина намагається зайняти таку форму, щоб її вільна поверхня була розміщена перпендикулярно до напрямку сумарного пришвидшення. Наприклад, під час рівноприскореного руху поверхня рідини напрямлена під кутом $\arctg(a/g)$ до горизонту.

Розгляньмо рідину, яка обертається. На початку, для спрощення математичних записів, перейдімо в систему відліку, яка пов'язана з рідиною. У цій системі відліку на рідину в кожній точці діятиме сила інерції, завдяки якій і відбувається викривлення поверхні.

На поверхні рідини виберімо елементарну масу m і запишемо для цієї маси другий закон Ньютона:

$$m\vec{a} = m\vec{g} + \vec{N} + m\omega^2\vec{x}.$$

У проекціях на осі одержимо:

$$OX: ma_x = 0 = m\omega^2 x - N \cdot \sin \alpha,$$

$$OY: ma_y = 0 = N \cdot \cos \alpha - mg,$$

$$N = \frac{m\omega^2 x}{\sin \alpha} = \frac{mg}{\cos \alpha} \implies \operatorname{tg} \alpha = \frac{\omega^2}{g} x.$$

Тут α – кут нахилу дотичної в точці, яку ми розглядаємо, до осі OX . Очевидно, що тангенс цього кута не що інше, як похідна від функції, що описує форму поверхні рідини, тобто:

$$\frac{dy}{dx} = \frac{\omega^2}{g} x.$$

Розв'язуючи це диференціальне рівняння, знайдемо форму поверхні рідини:

$$y(x) = \frac{\omega^2 x^2}{2g} + C,$$

де C – деяка константа, яка залежить від вибору початку координат.

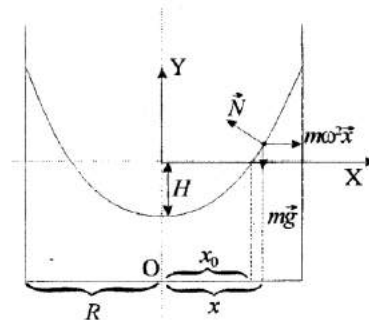


Рис. 1



Виберімо систему координат так, як зображено на рис. 1, тобто точка $(0,0)$ міститься в центрі й на поверхні рідини, яка не обертається. Константу визначатимемо із тих міркувань, що вода із тієї ділянки, де її рівень знизився, перелилась туди, де рівень води піднявся. Математично це можна записати так:

$$\left| \int_0^{x_0} 2\pi \cdot x \cdot y(x) \cdot dx \right| = \left| \int_{x_0}^R 2\pi \cdot x \cdot y(x) \cdot dx \right|,$$

або так:

$$\int_0^R 2\pi \cdot x \cdot y(x) \cdot dx = 0,$$

$$\begin{aligned} 2\pi \int_0^R \left(\frac{\omega^2}{2g} x^3 + C \cdot x \right) dx &= 2\pi \left(\frac{\omega^2 x^4}{8g} + \frac{C \cdot x^2}{2} \right) \Bigg|_0^R = \\ &= 2\pi \left(\frac{\omega^2 R^4}{8g} + \frac{C \cdot R^2}{2} \right) = 0 \end{aligned}$$

Звідси:

$$C = -\frac{\omega^2 R^2}{4g},$$

тобто остаточно, рівняння, яке описує форму поверхні, матиме вигляд:

$$y(x) = \frac{\omega^2}{2g} \left(x^2 - \frac{R^2}{2} \right).$$

Аналізуючи це рівняння, можна знайти, що

$$x_0 = \frac{\sqrt{2} \cdot R}{2}.$$

2. Про поверхню піска

Міркування про поверхню піску загалом такі ж самі, як і міркування про форму поверхні рідини, лише з тією відмінністю, що на пісок діятиме сила тертя спокою. З цією обставиною пов'язано багато цікавих явищ, які розглянемо далі.

На початку спробуємо знайти рівняння, яке описуватиме форму поверхні. Для цього, як і в попередньому випадку, перейдімо в систему відліку, пов'язану з нерухомим піском. Експеримен-

тально встановлено, що на деякій відстані від центра посудини з піском до її стінок маємо ділянку, на якій похідна від функції від'ємна та іншу ділянку, на якій похідна додатна. Розглянемо для цих двох ділянок рівняння, які описують форму поверхні (рис. 2).

Для елементарної маси піску m запишімо другий закон Ньютона:

$$m\vec{a} = m\vec{g} + \vec{N} + m\omega^2\vec{x} + \vec{F}_{mp}.$$

У проєкціях на осі це рівняння запишімо:

$$OX: ma_x = 0 = m\omega^2 x - N \cdot \sin \alpha - F_{mp} \cdot \cos \alpha,$$

$$OY: ma_y = 0 = N \cdot \cos \alpha - F_{mp} \cdot \sin \alpha - mg.$$

$$F_{mp} = \mu \cdot N.$$

$$N = \frac{m\omega^2 x}{\sin \alpha + \mu \cdot \cos \alpha} = \frac{mg}{\cos \alpha - \mu \cdot \sin \alpha}.$$

$$\omega^2 x(1 - \mu \cdot \operatorname{tg} \alpha) = g(\operatorname{tg} \alpha + \mu) \implies$$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\omega^2 x - \mu g}{\mu \cdot \omega^2 x + g}.$$

Тут α – кут нахилу дотичної в точці, яку ми розглядаємо, до осі OX . Очевидно, що тангенс цього кута не що інше, як похідна від функції, тобто:

$$\frac{dy}{dx} = \frac{\omega^2 x - \mu g}{\mu \cdot \omega^2 x + g}.$$

Оскільки ми розглядали ділянку, на якій похідна додатна, то ця формула справедлива лише для

$$x > \frac{\mu g}{\omega^2}.$$

Розв'яжімо диференціальне рівняння:

$$\begin{aligned} y &= \int \frac{\omega^2 x - \mu g}{\mu \cdot \omega^2 x + g} dx = \frac{1}{\mu} \int \left(1 - \frac{g(1 + \mu^2)}{\mu \cdot \omega^2 x + g} \right) dx = \\ &= \frac{x}{\mu} - \frac{g(1 + \mu^2)}{\mu^2 \omega^2} \ln \left(\frac{\mu \cdot \omega^2}{g} x + 1 \right) + C, \end{aligned}$$

де C – константа, яка залежить від вибору системи координат.

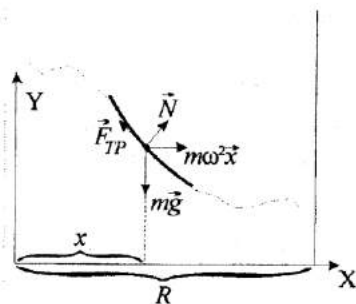


Рис. 2

Розгляньмо ту ділянку, на якій похідна від'ємна. Для елементарної маси піску m запишімо другий закон Ньютона:

$$m\vec{a} = m\vec{g} + \vec{N} + m\omega^2\vec{x} + \vec{F}_{mp}$$

У проєкціях на осі це рівняння запишемо:

$$OX: ma_x = 0 = m\omega^2 x + N \cdot \sin \alpha - F_{mp} \cdot \cos \alpha,$$

$$OY: ma_y = 0 = N \cdot \cos \alpha + F_{mp} \cdot \sin \alpha - mg.$$

$$F_{mp} = \mu \cdot N.$$

$$N = \frac{m\omega^2 x}{\mu \cdot \cos \alpha - \sin \alpha} = \frac{mg}{\cos \alpha + \mu \cdot \sin \alpha}.$$

$$\omega^2 x(1 + \mu \cdot \operatorname{tg} \alpha) = g(\mu - \operatorname{tg} \alpha) \implies$$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\mu g - \omega^2 x}{\mu \cdot \omega^2 x + g}.$$

Тут α – кут нахилу дотичної в точці, яку ми розглядаємо, до від'ємного напрямку осі OX . Очевидно, що тангенс цього кута – не що інше, як похідна від функції з від'ємним знаком, тобто:

$$\frac{dy}{dx} = -\operatorname{tg} \alpha = \frac{\omega^2 x - \mu g}{\mu \cdot \omega^2 x + g}.$$

Уважно проаналізувавши це рівняння, зробимо висновок, що похідні функції на першій ділянці та другій збігаються, а оскільки у цих двох функцій є хоча б одна спільна точка, то і функції теж збігаються. Тобто там, де похідна від'ємна, і там, де додатна, поверхні описує функція:

$$y(x) = \frac{x}{\mu} - \frac{g(1 + \mu^2)}{\mu^2 \omega^2} \ln \left(\frac{\mu \cdot \omega^2}{g} x + 1 \right) + C, \quad (1)$$

де C – константа, яка залежить від вибору початку координат.

3. Визначення константи, аналіз різних цікавих явищ

Експериментально встановлено, що існують три принципово різні форми поверхні. Ці відмінності пояснимо наявністю сили тертя спокою для піску.

Першу форму ми спостерігаємо за малих кутів швидкостей обертання – форма піску не змінюється, тобто вона горизонтальна. Це обумовлено тим, що відцентрова сила інерції менша, ніж максимальна сила тертя. Максимальна відцентрова сила інерції буде в точках максимального віддалення від осі. Умову того, що форма поверхні не змінюється з математичного погляду, можна записати так:

$$\mu \cdot g > \omega^2 \cdot R \implies \omega < \sqrt{\frac{\mu g}{R}}.$$

Другу форму спостерігаємо в деякому діапазоні кутів швидкостей. Вона зображена на рис. 3. Тобто існує деяка ділянка спокою від 0 до x_0 , а починаючи від x_0 до R , форму поверхні можна описати (1). Спробуймо для цього випадку знайти константу інтегрування.

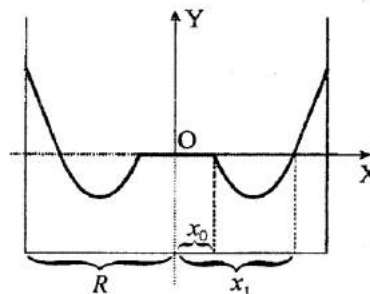


Рис. 3

Виберімо початок координат так, як зображено на рисунку, тобто є точка $(0,0)$ у центрі й на поверхні піску, який перебуває в стані спокою. Константу визначатимемо з тих міркувань, що пісок із тієї ділянки, де його рівень знизився, перемістився в ділянку, де його рівень піднявся. Математично це можна записати так:

$$\left| \int_{x_0}^{x_1} 2\pi \cdot x \cdot y(x) \cdot dx \right| = \left| \int_{x_1}^R 2\pi \cdot x \cdot y(x) \cdot dx \right|,$$

або так:

$$\int_{x_0}^R 2\pi \cdot x \cdot y(x) \cdot dx = 0.$$



Зробивши не складні математичні перетворення, знайдемо значення константи C .

$$\int_{x_0}^R \left(\frac{x^2}{\mu} - x \frac{g(1+\mu^2)}{\mu^2 \omega^2} \ln \left(\frac{\mu \cdot \omega^2}{g} x + 1 \right) + C \cdot x \right) dx =$$

$$= \int_{x_0}^R \left(\frac{x^2}{\mu} - x \frac{g(1+\mu^2)}{\mu^2 \omega^2} \ln \left(\frac{\mu \cdot \omega^2}{g} x + 1 \right) \right) dx +$$

$$+ \frac{C}{2} (R^2 - x_0^2) = 0,$$

$$C = \frac{2 \int_{x_0}^R \left(x \frac{(1+\mu^2)}{\mu^2 a} \ln(\mu \cdot a \cdot x + 1) - \frac{x^2}{\mu} \right) dx}{R^2 - x_0^2} =$$

$$= \frac{2 \left(\frac{(1+\mu^2)}{2\mu^4 a^3} ((\mu \cdot a \cdot x)^2 - 1) \ln(\mu \cdot a \cdot x + 1) \right) \Big|_{x_0}^R}{R^2 - x_0^2}$$

$$- \frac{2 \left(\frac{(1+\mu^2)}{2\mu^4 a^3} \left(\frac{1}{2} (\mu \cdot a \cdot x)^2 - \mu \cdot a \cdot x \right) + \frac{x^3}{3\mu} \right) \Big|_{x_0}^R}{R^2 - x_0^2}.$$

x_0 знайдемо з тих міркувань, що в цій точці $y(x_0) = 0$. Звідси можна знайти:

$$C = -\frac{x_0}{\mu} + \frac{g(1+\mu^2)}{\mu^2 \omega^2} \ln \left(\frac{\mu \cdot \omega^2}{g} x_0 + 1 \right).$$

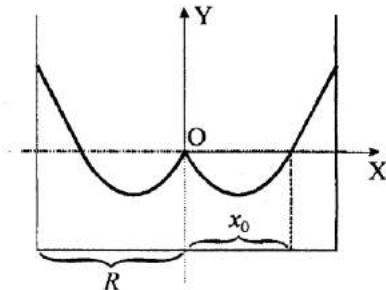


Рис. 4

Третю форму можна спостерігати за великих швидкостей. Її зображено на рис. 4. Виберімо початок координат так, як зображено на рисунку, тобто є точка $(0,0)$ у центрі й на поверхні піску,

який не обертається. У цьому випадку константу визначатимемо з тих міркувань, що й раніше. Пісок із тієї ділянки, де рівень понизився, перемістився в ділянку, де його рівень піднявся. Математично це можна записати так:

$$\left| \int_0^{x_0} 2\pi \cdot x \cdot y(x) \cdot dx \right| = \left| \int_{x_0}^R 2\pi \cdot x \cdot y(x) \cdot dx \right|,$$

або так:

$$\int_0^R 2\pi \cdot x \cdot y(x) \cdot dx = 0.$$

Далі подамо деякі математичні перетворення для знаходження константи:

$$2\pi \int_0^R \left(\frac{x^2}{\mu} - x \frac{g(1+\mu^2)}{\mu^2 \omega^2} \ln \left(\frac{\mu \cdot \omega^2}{g} x + 1 \right) + C \right) x dx =$$

$$= 2\pi \left(\frac{x^3}{3\mu} - \frac{(1+\mu^2)}{2\mu^4 a^3} ((\mu \cdot a \cdot x)^2 - 1) \ln(\mu \cdot a \cdot x + 1) \right) \Big|_0^R -$$

$$- 2\pi \left(\frac{(1+\mu^2)}{2\mu^4 a^3} \left(\frac{1}{2} (\mu \cdot a \cdot x)^2 - \mu \cdot a \cdot x \right) - \frac{C \cdot x^2}{2} \right) \Big|_0^R = 0$$

Звідси

$$C =$$

$$= -\frac{2 \left(\frac{R^3}{3\mu} - \frac{(1+\mu^2)}{2\mu^4 a^3} ((\mu \cdot a \cdot R)^2 - 1) \ln(\mu \cdot a \cdot R + 1) \right)}{R^2} +$$

$$+ \frac{2 \left(\frac{(1+\mu^2)}{2\mu^4 a^3} \left(\frac{1}{2} (\mu \cdot a \cdot R)^2 - \mu \cdot a \cdot R \right) \right)}{R^2}.$$

4. Умови переходу між формами

За низьких швидкостей пісок має різні форми поверхні. Спробуємо оцінити діапазони швидкостей, для яких існуватимуть різні форми.

Перша форма може існувати за швидкостей від 0 до деякої ω_1 . Цю кутову швидкість визначимо з тих міркувань, що максимальна відцентрова сила інерції має дорівнювати максимальній силі тертя спокою:



$$\mu mg = \omega_1^2 Rm \implies \omega_1 = \sqrt{\frac{\mu g}{R}}$$

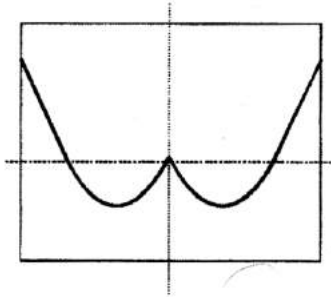


Рис. 5

Друга форма може існувати в деякому діапазоні кутових швидкостей. Мінімальне значення кутової швидкості збігається з ω_1 . Максимальне – з деякою кутовою швидкістю ω_2 , яку визначають із умов, що форма піску така, як зображено на рис. 5. Пунктиром позначено початковий рівень піску. Для цього випадку значення константи C дорівнюватиме нулеві. Прирівнюючи вирази для константи до нуля, можна знайти критичну кутову швидкість:

$C =$

$$= \frac{2 \left(\frac{R^3}{3\mu} \frac{g^3(1+\mu^2)}{2\mu^4\omega_2^6} \left(\left(\frac{\mu\omega_2^2 \cdot R}{g} \right)^2 - 1 \right) \ln \left(\frac{\mu\omega_2^2 \cdot R}{g} + 1 \right) \right)}{R^2}$$

$$= \frac{2 \left(\frac{g^3(1+\mu^2)}{4\mu^4\omega_2^6} \cdot \left(\left(\frac{\mu\omega_2^2 \cdot R}{g} \right)^2 - \frac{\mu\omega_2^2 \cdot R}{g} \right) \right)}{R^2} = 0$$

Це трансцендентне рівняння. Аналізуючи його, можна помітити, що ω_2 залежатиме від коефіцієнта тертя і від радіуса посудини з піском.

5. Порівняння поверхонь рідини і піску

Із зрозумілих причин перші дві форми поверхні піску для рідини не підходять, тому є сенс порівнювати з поверхнею води лише третю форму поверхні піску.

Оскільки пісок від рідини відрізняється лише тим, що в рідині немає сили тертя спокою, вважатимемо, якщо сила тертя в піску дуже мала ($\mu \rightarrow 0$), то ми маємо одержати форму, яка має збігатися з формою поверхні для рідини.

Як було показано вище, форму поверхні піска можна описати формулою:

$$y(x) = \frac{x}{\mu} - \frac{g(1+\mu^2)}{\mu^2\omega^2} \ln \left(\frac{\mu\omega^2}{g}x + 1 \right) + C$$

Розкладімо логарифм у ряд Тейлора до другого значущого члена, тоді:

$$\begin{aligned} y(x) &= \frac{x}{\mu} - \frac{g(1+\mu^2)}{\mu^2\omega^2} \left(\frac{\mu\omega^2 x}{g} - \frac{1}{2} \left(\frac{\mu\omega^2 x}{g} \right)^2 \right) + C = \\ &= \frac{x}{\mu} - \frac{(1+\mu^2)x}{\mu} + \frac{(1+\mu^2)\omega^2 x^2}{2g} + C = \\ &= \mu^2 \left(\frac{x}{\mu} + \frac{\omega^2 x^2}{2g} \right) + \frac{\omega^2 x^2}{2g} + C \end{aligned}$$

Якщо знехтувати множником μ^2 , то одержимо таку ж залежність, як і для рідини з точністю до константи. Спробуймо довести, що константа у формулі, яка описує поведінку піску, тотожно дорівнює константі для води за малих значень коефіцієнта тертя. Константа, яку ми знайшли раніше, виражається формулою:

$C =$

$$\begin{aligned} &= \frac{2 \left(\frac{R^3}{3\mu} - \frac{(1+\mu^2)}{2\mu^4 a^3} \left((\mu \cdot a \cdot R)^2 - 1 \right) \ln(\mu \cdot a \cdot R + 1) \right)}{R^2} + \\ &+ \frac{2 \left(\frac{(1+\mu^2)}{2\mu^4 a^3} \left(\frac{1}{2} (\mu \cdot a \cdot R)^2 - \mu \cdot a \cdot R \right) \right)}{R^2} \end{aligned}$$



Розкладімо логарифм у ряд Тейлора до перших чотирьох складників. Під час розписування підлогарифмічного виразу, знехтуймо складниками з ступенем мализни меншим ніж μ^4 :

$$\begin{aligned}
 C &= -\frac{2\left(\frac{R^3}{3\mu} - \frac{(1+\mu^2)}{2\mu^4 a^3} \left((\mu \cdot a \cdot R)^2 - 1 \right) (\mu \cdot a \cdot R) \right)}{R^2} + \\
 &+ \frac{2\left(\frac{R^3}{3\mu} - \frac{(1+\mu^2)}{2\mu^4 a^3} \left((\mu \cdot a \cdot R)^2 - 1 \right) \frac{(\mu \cdot a \cdot R)^2}{2} \right)}{R^2} + \\
 &- \frac{2\left(\frac{R^3}{3\mu} - \frac{(1+\mu^2)}{2\mu^4 a^3} \left((\mu \cdot a \cdot R)^2 - 1 \right) \frac{(\mu \cdot a \cdot R)^3}{3} \right)}{R^2} + \\
 &+ \frac{2\left(\frac{R^3}{3\mu} - \frac{(1+\mu^2)}{2\mu^4 a^3} \left((\mu \cdot a \cdot R)^2 - 1 \right) \frac{(\mu \cdot a \cdot R)^4}{4} \right)}{R^2} + \\
 &+ \frac{2\left(\frac{R^3}{3\mu} - \frac{(1+\mu^2)}{4\mu^4 a^3} \left((\mu \cdot a \cdot R)^2 + \mu \cdot a \cdot R \right) \right)}{R^2} = \\
 &= -\frac{2R}{3\mu} + \frac{(1+\mu^2)}{\mu^4 a^3 R^2} \left((\mu \cdot a \cdot R)^3 - \mu \cdot a \cdot R - \frac{(\mu \cdot a \cdot R)^4}{2} \right) + \\
 &+ \frac{(1+\mu^2)}{\mu^4 a^3 R^2} \left(\frac{(\mu \cdot a \cdot R)^2}{2} - \frac{(\mu \cdot a \cdot R)^3}{3} - \frac{(\mu \cdot a \cdot R)^2}{2} \right) + \\
 &+ \frac{(1+\mu^2)}{\mu^4 a^3 R^2} \left(\frac{(\mu \cdot a \cdot R)^4}{4} + \mu \cdot a \cdot R \right) = \\
 &= -\frac{2R}{3\mu} + \frac{(1+\mu^2)}{\mu^4 a^3 R^2} \left(\frac{2(\mu \cdot a \cdot R)^3}{3} - \frac{(\mu \cdot a \cdot R)^4}{4} \right) =
 \end{aligned}$$

Команда школярів Українського фізико-математичного ліцею при Київському національному університеті імені Т. Г. Шевченка під час обговорення завдання на Всеукраїнському турнірі юних фізиків у Луцьку.

$$\begin{aligned}
 &= \frac{2R}{3\mu} + \frac{(1+\mu^2)}{\mu^4 a^3 R^2} \frac{2(\mu \cdot a \cdot R)^3}{3} - \frac{(1+\mu^2)}{\mu^4 a^3 R^2} \frac{(\mu \cdot a \cdot R)^4}{4} = \\
 &= -\frac{2R}{3\mu} + \frac{2R}{3\mu} + \frac{2\mu R}{3} - \frac{aR^2}{4} - \frac{\mu^2 aR^2}{4} = \\
 &= -\frac{aR^2}{4} + \mu^2 \left(\frac{2R}{3\mu} - \frac{aR^2}{4} \right).
 \end{aligned}$$

Нехтуючи складником μ^2 , одержимо:

$$C = -\frac{\omega^2 R^2}{4g},$$

що збігається із значенням константи в формулі для поверхні рідини. Тобто ми довели, що формула, яка описує поверхню піску з наближенням коефіцієнта тертя до нуля, переходить у формулу, що описує поверхню рідини. Водночас це свідчить про те, що формулу, яка описує поверхню піску, ми одержали правильну.

**Артем Науменко,
Павло Комишан**
учні Українського фізико-математичного ліцею при Київському національному університеті імені Т. Г. Шевченка



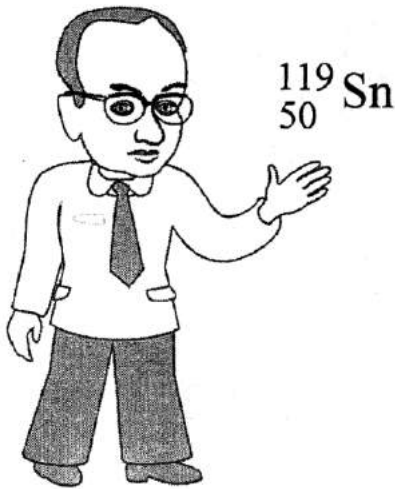


Досліди Мудрагелика

Валерій Старощук,
учитель фізики СЗШ № 3 м. Києва

Заняття 4

Цікаві досліди з оловом



Одного разу діти запитали Мудрагелика: „Як роблять дріб із свинцю у вигляді маленьких кульок, який використовують мисливці у патронах?”

Разом вони згадали, що вода також падає у вигляді маленьких кульок. Для перевірки ідеї, вирішили розплавити метал і вилити його в посудину з водою, для охолодження.

Пам'ятаючи, що свинець токсичний метал навіть на дотик, не кажучи про його пару, Мудрагелик вирішив використати для експериментів олово (Sn, stannum).

Назва олова походить від санскритського слова „ста”, що означає твердий. На сході цей метал знали ще за 4000 років до нашої ери.

Цей сріблясто-білий, блискучий метал з густиною $7,3 \text{ г/см}^3$ має відносно малу температуру плавлення $t_{\text{пл}} = 231,90 \text{ }^\circ\text{C}$ і нетоксичний, як свинець. З олова раніше виготовляли навіть посуд для їжі, а тепер половину видобутого у світі олова використовують для виготовлення консервних банок, покриваючи жерсть тонким шаром олова. Олов'яну фольгу використовують для упакування шоколаду і цукерок.

Існує три модифікації олова. За температур нижчих від $-13,20 \text{ }^\circ\text{C}$ стійкою модифікацією олова є сіра порошкоподібна форма (густина $5,85 \text{ г/см}^3$). Відомі випадки переходу металічного олова в порошкоподібну форму.

Полярний дослідник Роберт Скотт 1912 року відправився в експедицію на Південний полюс. Посудини і жерстянки з рідким паливом були запаяні оловом. На морозі вони зруйнувались і паливо вилилося. Це стало причиною того, що експедиція Р. Скотта загинула.

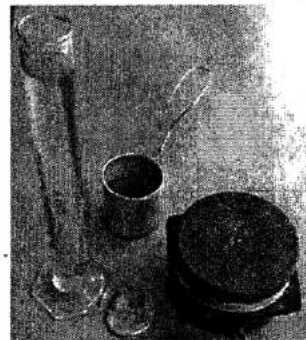
Із температурою понад $161 \text{ }^\circ\text{C}$ олово переходить у третю модифікацію, яка має густину $6,6 \text{ г/см}^3$, і стає значно крихкішою. У цій формі олово легко розтерти на порошок.

Звичайно, пара олова шкідлива для здоров'я людей, тому його плавлення проводьте у витяжній шафі, або зробіть дослід біля відчиненого вікна.

Дослід 1

Мета: отримати олов'яний дріб, виливаючи олово у мензурку з водою.

Обладнання і матеріали: шматок олова, електроплитка, склянка від калориметра з ручкою, мензурка з водою (рис. 1).





Тигель ми зробимо з алюмінієвої склянки від калориметра, тому що алюміній (точніше плівка окису алюмінію) не взаємодіє з оловом. За деякий час ми побачимо, що олово стає рідким (рис. 2). Прогрійте олово ще декілька хвилин, щоб температура його стала трохи більшою від температури плавлення, й обережно, тонким струменем, вилийте в мензурку з водою (рис. 3 і 4).

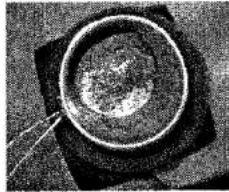


Рис. 2

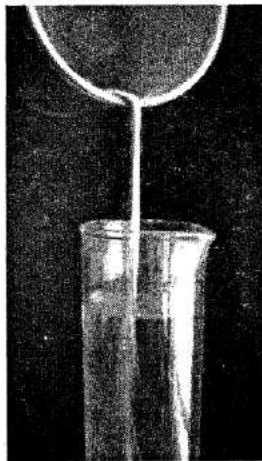


Рис. 3



Рис. 4

Ви почуєте, як із шипінням закипає вода в місці, де струмінь олова входить у неї.

А головне, ви побачите, як струмінь буде розриватися на частки (рис. 4) і падати на дно у вигляді цікавих утворень.

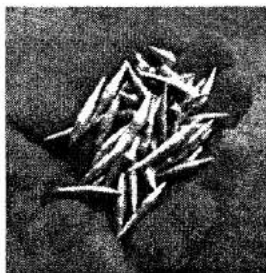


Рис. 5

Щоб краще їх роздивитися, вилеємо воду з мензурки. Ми побачимо, що утворені частинки олова не подібні до дробу (рис. 5). Деякі з них нагадують подвійний конус, інші – мають вигляд краплі. Будьте обережні, конічні утворення мають дуже гострі кінці.

Пояснення явища

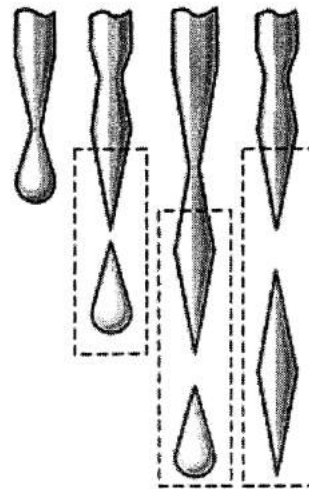


Рис. 7

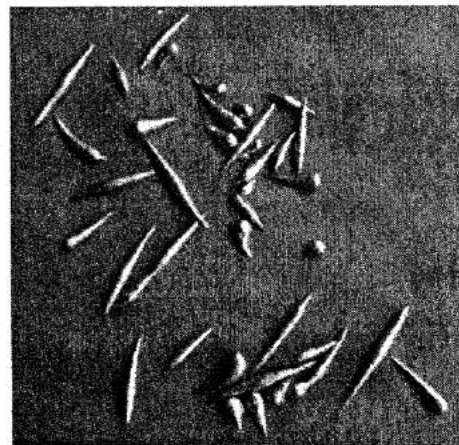


Рис. 8

Рідке олово має температуру вищу від $232\text{ }^{\circ}\text{C}$, тому, потрапляючи у воду з температурою $20\text{ }^{\circ}\text{C}$, швидко охолоджується і стає твердим. Спробуй-



мо пояснити, як могли виникнути утворення у вигляді подвійного конуса і крапель (рис. 8). Струмінь олова завдяки поверхневому натягу на кінці збирається в краплю (рис. 7). Швидкість остигання настільки велика, що конус, який утворився під час відриву краплі, стає твердим (на рисунку ділянки, де олово вже стало твердим, обведені штриховою лінією). Конусоподібна крапля зверху ще перебуває у рідкому стані, й відривається від струменя, утворюючи на кінці струменя новий конус. Розглядаючи уважно рисунки, можна побачити утворення, де краплі не встигли відірватися від струменя, утворивши так звану шийку (рис. 9 і 10).



Рис. 11



Рис. 9



Рис. 10

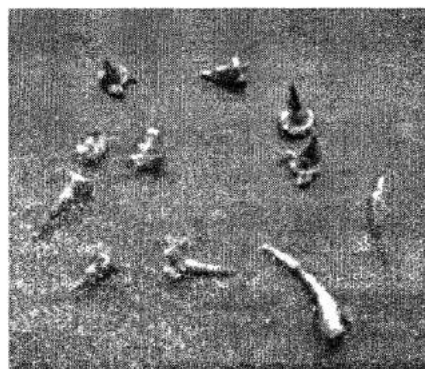


Рис. 12

Побачивши такий "дріб", один із школярів запропонував збільшити відстань, яку пролітає олово, перш ніж потрапити у воду. Він вважав, що в цьому випадку рідке олово встигне у стані невагомості набути форму кулі.

Ми знову розплавляли олово в саморобному тиглі (рис. 11) і виливали його з висоти 1 м у банку з водою. Після цього одержали нову форму (рис. 12), але це знову були не кульки. Деякі з крапель олова перетворювалися навіть на тонку фольгу внаслідок удару об поверхню води.

Запитання

1. Які три модифікації олова Ви знаєте?
2. Назвіть кілька прикладів використання олова.
3. Поясніть, чому утворюється така форма олова, яка зображена на рис. 12.
4. Як отримати з олова форму кулі?



Розв'язки задач III (обласного) етапу Всеукраїнської олімпіади з фізики 2005 року

8-й клас

Задача 1.

Знайдімо еквівалентні опори:

$$R_{12} = R_1 + R_2 = 5 \text{ Ом}$$

$$R_{57} = \frac{R_5 R_7}{R_5 + R_7} = 6 \text{ Ом}$$

$$R_{34} = \frac{R_3 R_4}{R_3 + R_4} = 5 \text{ Ом}$$

$$R_6 = 6 \text{ Ом}$$

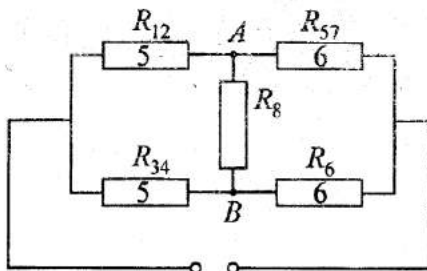


Рис. 1

Побудуємо нове коло з еквівалентних опорів (рис. 1). Точки кола A і B розташовані симетрично. Тому струм через опір R_8 не проходитиме (потенціали в точках A і B рівні). Якщо опір R_8 відімкнути від електричного кола, це не вплине на проходження струму в решті кола, тобто наступне електричне коло (рис. 2) буде еквівалентним до попереднього.

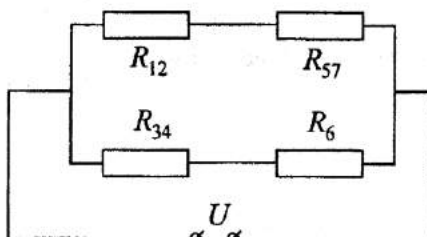


Рис. 2

Загальний опір такого кола буде:

$$R_{\text{зар}} = \frac{(R_{12} + R_{57})(R_{34} + R_6)}{R_{12} + R_{57} + R_{34} + R_6} = 5,5 \text{ Ом}$$

$$I_{\text{зар}} = \frac{U}{R_{\text{зар}}} = 3 \frac{8}{11} \text{ А}$$

Задача 2.

 З'ясуємо скільки потрібно теплоти, щоб нагріти лід до 0°C .

$$Q_1 = c_{\text{л}} m (0^\circ\text{C} - t_1) = 168 \cdot 10^3 \text{ Дж}$$

З'ясуємо скільки потрібно теплоти, щоб лід розплавився:

$$Q_2 = Lm = 666 \cdot 10^3 \text{ Дж}$$

 З'ясуємо скільки теплоти може віддати вода, остигнувши до 0°C :

$$Q_3 = c_{\text{в}} m_1 (t_2 - 0^\circ\text{C}) = 189 \cdot 10^3 \text{ Дж}$$

Для того, щоб лід нагрівся до 0°C , потрібно кількість теплоти Q_1 , вода, остигнувши до 0°C , зможе віддати Q_3 . Отже, на плавлення льоду піде

$$Q = Q_3 - Q_1 = 21 \cdot 10^3 \text{ Дж}$$

Ця кількість теплоти менша ніж Q_2 , отже, розплавиться лише частина льоду. Температура води в термостаті буде 0°C .

Задача 3.

 Вважаймо, що кулька занурена на $2/3$ свого об'єму. З умови плавання знаходимо:

$$mg = F_A = \frac{4}{3} \pi R^3 \rho g \cdot \frac{2}{3}$$

$$\rho = \frac{9m}{8\pi R^3}$$



Задача 4.

Середня швидкість автомобіля за увесь час руху буде:

$$v_c = \frac{S}{t_1 + t_2 + t_3}$$

Знайдімо час, за який автомобіль пройде першу половину шляху:

$$t_1 = \frac{0,5S}{v_0}$$

Знайдімо часи t_2 та t_3 :

$$t_2 \cdot v_1 + t_3 \cdot v_2 = 0,5S$$

$$t_2 = t_3$$

$$t_2(v_1 + v_2) = 0,5S$$

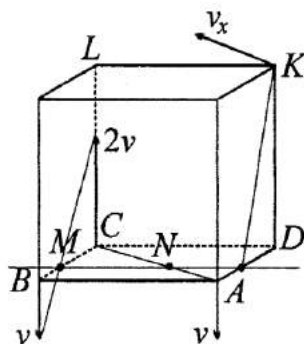
$$t_2 = t_3 = \frac{0,5S}{v_1 + v_2}$$

Підставмо знайдені часи в першу формулу і знайдімо:

$$v_c = \frac{S}{\frac{0,5S}{v_0} + 2 \cdot \frac{0,5S}{v_1 + v_2}} = \frac{2v_0(v_1 + v_2)}{2v_0 + v_1 + v_2}$$

Задача 5.

Оскільки різні точки кубика мають різні швидкості, то зрозуміло, що його рух не поступальний, а складніший. Очевидно кубик рухається поступально та обертається навколо деякої осі. Знайдемо точки кубика, що у цей момент часу мають швидкість, яка дорівнює нулеві.



На ребрі BC це буде точка M , а на діагоналі AC буде точка N . Через ці точки проходить миттєва вісь обертання кубика (вісь MN). Зрозуміло, що

максимальну швидкість матимуть точки кубика, які знаходяться якнайдалі від осі MN . Це будуть точки K, L (див. рис.).

Знайдемо їхню швидкість. Точка M ділить ребро BC у пропорції:

$$\frac{BM}{MC} = \frac{V}{2V} = \frac{1}{2}$$

Звідси випливає, що відношення швидкості деякої точки до віддалі її до осі обертання буде деяка стала величина (const)

$$\frac{2V}{MC} = \frac{V}{BM} = \text{const} \quad (1)$$

За теоремою Піфагора визначмо віддаль ML :

$$ML^2 = \left(\frac{2a}{3}\right)^2 + a^2 = \frac{13a^2}{9}$$

тобто

$$ML = \frac{a}{3}\sqrt{13}$$

де a – довжина ребра куба.

Скористайтесь умовою (1) і знайдемо швидкість точок (K, L) кубика:

$$\frac{V_x}{ML} = \frac{2V}{MC} \Rightarrow V_x = \frac{2ML}{MC} V = V\sqrt{13}$$

Примітка. Ті читачі, які знайомі з такими поняттями як кутова швидкість, відносність руху, можуть розв'язати цю задачу іншим способом.

9-й клас

Задача 1.

Нехай зустріч між пароплавом і катером відбудеться в точці C . Тоді

$$BC = ut; AC = vt; AB = l$$

Із трикутника ABC за теоремою синусів

$$\frac{ut}{\sin \alpha} = \frac{vt}{\sin \beta} = \frac{l}{\sin \gamma} \quad (1)$$

$$\text{Тоді } \sin \beta = \frac{v}{u} \sin \alpha$$

З іншого боку, беручи до уваги, що $\gamma = 180^\circ - (\alpha + \beta)$, знаходимо

$$t = \frac{l \sin \alpha}{u \sin \gamma} = \frac{l \sin \alpha}{u \sin(\alpha + \beta)}$$

Задача 2.

Відстань, яку пройде передостанній вагон, або його довжина дорівнюватиме

$$L = v_0 t_1 + (at_1^2)/2 \quad (1)$$

Відповідно для останнього вагона можна записати

$$L = (v_0 + at_1)t_2 + (at_2^2)/2 \quad (2)$$

v_0 – початкова швидкість передостаннього вагона, $v_0 = at_0$; тут t_0 – загальний час проходження усіх попередніх вагонів. Прирівнявши (1) і (2), отримаємо

$$v_0 t_1 + (at_1^2)/2 = (v_0 + at_1)t_2 + (at_2^2)/2$$

Врахувавши, що $v_0 = at_0$, отримаємо

$$at_0 t_1 + (at_1^2)/2 = (at_0 + at_1)t_2 + (at_2^2)/2$$

Звідси знаходимо, що

$$t_0 = (t_2^2 + 2t_1 t_2 - t_1^2)/(2(t_1 - t_2)) = 72,1 \text{ с.}$$

Загальний час проходження потяга буде:

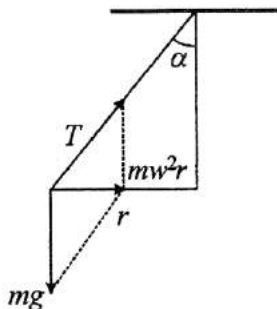
$$t = t_0 + t_1 + t_2 = 79,9 \text{ с.}$$

Задача 3.

Якщо вантаж обертається навколо вертикальної осі (див. рис.), то

$$a_{\text{ж}} m = mw^2 r = T \sin \alpha.$$

Крім того, $r = L \sin \alpha$. Тоді $T = mw^2 L$.



Оскільки l – початкова довжина, а L – при дії сили, то

$$T = k(L - l)$$

За умови $mg = k(l_1 - l)$, звідки знаходимо

$$k = mg/(l_1 - l).$$

Тоді

$$mw^2 L = mg(L - l)/(l_1 - l).$$

Звідси знаходимо

$$\omega = \sqrt{\frac{g(L-l)}{L(l_1-l)}} \approx 10 \text{ с}^{-1}.$$

Задача 4.

Кількість теплоти, що затрачається на нагрів мідного провідника

$$Q_1 = m_1 c_1 \Delta T = \gamma_1 l_1 S_1 c_1 \Delta T,$$

Кількість теплоти, що затрачається на нагрів і плавлення свинцевого запобіжника

$$Q_2 = m_2 c_2 (T_{\text{пл}} - T_0) + m_2 \lambda = \gamma_2 l_2 S_2 (c_2 (T_{\text{пл}} - T_0) + \lambda)$$

де λ – питома теплота плавлення свинцю. Оскільки провідник і запобіжник увімкнені послідовно, то по них протікає один й той же струм. Тоді

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{I^2 R_1 t}{I^2 R_2 t} = \frac{R_1}{R_2} = \frac{\rho_1 l_1 S_2}{\rho_2 l_2 S_1}.$$

З іншого боку,

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{\gamma_1 l_1 S_1 c_1 \Delta T}{\gamma_2 l_2 S_2 (c_2 (T_{\text{пл}} - T_0) + \lambda)}.$$

Тоді

$$\Delta T = \frac{\rho_1 \gamma_2 S_2^2 (c_2 (T_{\text{пл}} - T_0) + \lambda)}{\rho_2 \gamma_1 S_1^2 c_1}.$$

Примітка. У цьому розв'язку передбачається, що свинцева вставка має великий діаметр, тому $\Delta D/D \rightarrow 0$, де ΔD – локальні відхилення діаметра від номіналу.

Якщо ж діаметр малий і співмірний з локальним відхиленням від номіналу, то нагрівання свинцевої вставки буде нерівномірним (спостерігатимуться ділянки з локальним перегрівом). Саме на такій ділянці насамперед і розплавиться свинець. Зазвичай, розплав завжди змочує тверду фазу (це окреме цікаве питання), тому сили міжмолекулярної взаємодії і зумовлять розрив електричного кола на цій ділянці. Для розриву електричного кола за цим механізмом достатньо розплавити безмежно малу, а не всю масу свинцю. Для такого випадку розв'язок буде:

$$\Delta T = \frac{\rho_1 \gamma_2 S_2^2 c_2 (T_{\text{пл}} - T_0)}{\rho_2 \gamma_1 S_1^2 c_1}.$$

Задача 5.

Введемо позначення: $A_1 B_1 = r$, $A_2 B_2 = r_1$, $A_3 B_3 = r_2$, $AB = R$, $AM = x$, $MN = l$.

З подібності трикутників $A_1 A M$ і $A_2 A N$ запишемо:

$$x/(R - r) = (x + l)/(R - r_1).$$

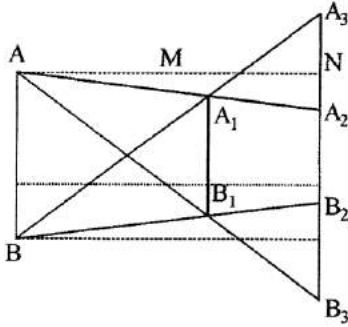
З подібності трикутників $B_1 A M$ і $B_2 A N$ запишемо:

$$x/(2r + (R - r)) = (x + l)/((R - r_1) + r_1 + r_2).$$

Згрупуймо отримані рівняння

$$x(R - r_1) = (x + 1)(R - r),$$

$$x(R - r_1) + r_1 + r_2 = (x + 1)(2r + (R - r)).$$



Розв'язавши цю систему рівнянь відносно x і R , знайдемо:

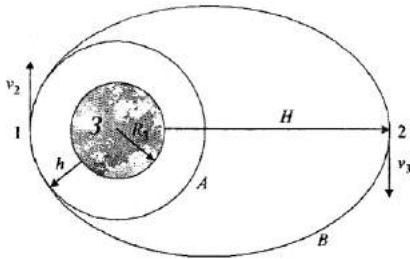
$$R = (r(r_2 - r_1))/(r_1 + r_2 - 2r) = 11,1 \text{ см},$$

$$x = 2r/(r_1 + r_2 - 2r) = 20 \text{ см}.$$

10-й клас

Задача 1.

Залежно від повної енергії, супутник рухатиметься або по коловій орбіті A , або по еліптичній орбіті B .



Умовою руху супутника по коловій орбіті є:

$$\frac{mv_1^2}{R_3 + h} = \frac{\gamma mM_3}{(R_3 + h)^2},$$

звідси, швидкість супутника на коловій орбіті:

$$v_1 = \left(\frac{\gamma M_3}{R_3 + h} \right)^{1/2}.$$

Рухаючись по еліптичній орбіті, супутник у різних її точках матиме різну швидкість. Сталими величинами під час такого руху будуть повна енергія та момент імпульса.

Знайдімо повну енергію супутника на еліптичній орбіті B у точці 1:

$$W_B = \frac{mv_2^2}{2} - \frac{\gamma mM_3}{R_3 + h}, \quad (1)$$

аналогічно в точці 2:

$$W_B = \frac{mv_3^2}{2} - \frac{\gamma mM_3}{R_3 + H} \quad (2)$$

Із рівностей (1) і (2) випливає:

$$v_3^2 - \frac{2\gamma M_3}{R_3 + h} = v_2^2 - \frac{2\gamma M_3}{R_3 + H} \quad (3)$$

Для знаходження швидкості супутника на еліптичній орбіті в точці 1, застосуємо закон збереження моменту імпульса для ізольованої системи Земля-супутник:

$$L = mv_2(R_3 + H) = mv_3(R_3 + h), \quad (4)$$

звідси: $v_2 = v_3 \frac{R_3 + h}{R_3 + H}.$

Знайдену швидкість підставмо в (3):

$$v_3^2 \left(\frac{R_3 + h}{R_3 + H} \right)^2 - \frac{2\gamma M_3}{R_3 + H} = v_3^2 - \frac{2\gamma M_3}{R_3 + h},$$

або $v_3^2 \left(\left(\frac{R_3 + h}{R_3 + H} \right)^2 - 1 \right) = \frac{2\gamma M_3}{R_3 + H} - \frac{2\gamma M_3}{R_3 + h}.$

Звідси:

$$\begin{aligned} v_3^2 &= \frac{\frac{2\gamma M_3}{R_3 + H} - \frac{2\gamma M_3}{R_3 + h}}{\left(\frac{R_3 + h}{R_3 + H} \right)^2 - 1} = \\ &= \frac{2\gamma M_3 \left(\frac{1}{R_3 + H} - \frac{1}{R_3 + h} \right)}{\frac{(R_3 + h)^2 - (R_3 + H)^2}{(R_3 + H)^2}} = \\ &= \frac{2\gamma M_3 \left(\frac{h - H}{(R_3 + h)(R_3 + H)} \right)}{\frac{(R_3 + h + R_3 + H)(R_3 + h - R_3 - H)}{(R_3 + H)^2}} = \end{aligned}$$

$$= \frac{2\gamma M_3(R_3 + H)}{(2R_3 + h + H)(R_3 + h)}$$

Або

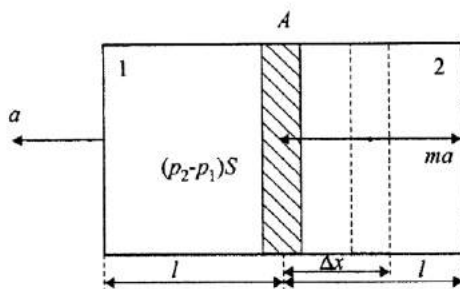
$$v_3 = \left(\frac{2\gamma M_3(R_3 + H)}{(2R_3 + h + H)(R_3 + h)} \right)^{1/2}$$

Знайдімо шукану зміну швидкості в точці 1.

$$\begin{aligned} v_3 - v_1 &= \left(\frac{2\gamma M_3(R_3 + H)}{(2R_3 + h + H)(R_3 + h)} \right)^{1/2} - \left(\frac{\gamma M_3}{R_3 + h} \right)^{1/2} = \\ &= \left(\frac{\gamma M_3}{R_3 + h} \right)^{1/2} \left(\left(\frac{2(R_3 + H)}{2R_3 + h + H} \right)^{1/2} - 1 \right) = \\ &= V_1 \left(\left(1 - \frac{H-h}{2R_3 + H} \right)^{-1/2} - 1 \right) = \\ &= V_1 \frac{H-h}{4R_3 + H} \cong 8 \text{ км/с} \cdot \frac{40 \cdot 10^3}{184 \cdot 10^3} \cong 1,74 \text{ км/с} \end{aligned}$$

Задача 2.

Перейдімо в систему відліку, пов'язану з перегородкою. У цій системі відліку перегородка перебуватиме у стані спокою, тому рівнодійна сил, що на неї діятиме дорівнює нулеві.



$$p_1 S - p_2 S + ma = 0, \quad (1)$$

де p_1, p_2 – відповідно тиски у першому та другому відсіках циліндра, після того, як перегородка зміститься. Знайдемо її зміщення, використавши умову, що процеси ізотермічні.

$$\begin{aligned} pV &= p_1(V - \Delta V), \\ pV &= p_2(V + \Delta V) \end{aligned}$$

звідси,

$$\begin{aligned} p_2 - p_1 &= \frac{pV}{V + \Delta V} - \frac{pV}{V - \Delta V} = \\ &= \frac{pl}{l + \Delta l} - \frac{pl}{l - \Delta l} \end{aligned}$$

Із рівняння (1) випливає:

$$p_2 - p_1 = \frac{ma}{S}$$

Прирівнявши останні два рівняння, одержимо:

$$\frac{pV}{V + \Delta V} - \frac{pV}{V - \Delta V} = \frac{ma}{S}$$

Провівши відповідне спрощення, отримаємо квадратне рівняння:

$$ma(\Delta l)^2 - 2plS\Delta l - ma l^2 = 0$$

Звідси,

$$\begin{aligned} \Delta l &= \frac{2plS \pm \sqrt{4p^2 l^2 S^2 + 4m^2 a^2 l^2}}{2ma} = \\ &= \frac{l(pS \pm \sqrt{p^2 S^2 + m^2 a^2})}{ma} \end{aligned}$$

Отже,

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{pS \pm \sqrt{p^2 S^2 + m^2 a^2}}{ma}$$

Задача 3.

Розглянемо рівноважний стан деякого елемента кільця перед його руйнуванням (рис.1).

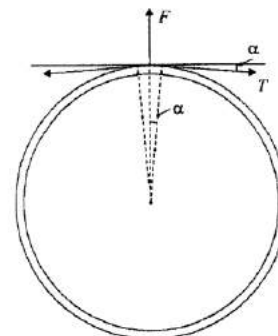


Рис. 1

$$F = 2T \sin \alpha$$

або

$$T = \frac{F}{2\alpha} = \frac{2RF}{2dl} = \frac{RF}{dl},$$

де F – рівнодійна кулонівських сил, які діють на цей елемент кільця з боку решти елементів. З іншого боку,

$$T = \sigma_m S.$$

Прирівняймо ці рівності

$$\sigma_m S = \frac{RF}{dl}.$$

Знайдімо F .

$$F = dq \cdot E,$$

Для обчислення напруженості електричного поля, скористайтесь рис. 2.

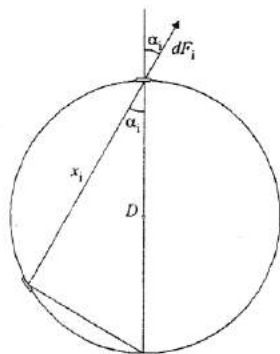


Рис. 2

$$\begin{aligned} E &= \sum_{i=1}^N \frac{dq}{4\pi \epsilon_0 x_i^2} \cos \alpha = \\ &= \frac{dq}{4\pi \epsilon_0} \sum_{i=1}^N \frac{\cos \alpha_i}{x_i^2} = \\ &= \frac{dq}{4\pi \epsilon_0} \sum_{i=1}^N \frac{\cos \alpha_i}{D^2 \cos^2 \alpha_i} = \\ &= \frac{dq}{4\pi \epsilon_0 D^2} \sum_{i=1}^N \frac{1}{\cos \alpha_i} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \sigma_m &= \frac{Rdq \cdot E}{Sdl} = \frac{RE}{S} \cdot \frac{dq}{dl} = \\ &= \frac{RE}{S} \cdot \frac{q}{2\pi R} = \frac{q}{2\pi S} E = \\ &= \frac{q}{2\pi S} \frac{dq}{4\pi \epsilon_0 D^2} \sum_{i=1}^N \frac{1}{\cos \alpha_i} \end{aligned}$$

Тобто,

У другому випадку руйнування відбудеться за умови

$$\sigma_{m_1} = \sigma_{m_2},$$

або

$$\begin{aligned} \frac{q_1}{2\pi S_1} \frac{dq_1}{4\pi \epsilon_0 D_1^2} \sum_{i=1}^N \frac{1}{\cos \alpha_i} &= \\ = \frac{q_x}{2\pi S_2} \frac{dq_x}{4\pi \epsilon_0 D_2^2} \sum_{i=1}^N \frac{1}{\cos \alpha_i}. \end{aligned}$$

Провівши відповідні скорочення, врахувавши, що

$$\begin{aligned} dq_1 &= \frac{q_1}{N}, \quad dq_x = \frac{q_x}{N}, \\ R_2 &= 3R_1, \quad D_2 = 3D_1, \\ S_2 &= 9S_1 \end{aligned}$$

отримаємо

$$\frac{q_x}{q_1} = 9.$$

Задача 4.

Запишімо умову рівноваги

$$F_A + m\vec{g} + \vec{T} + \vec{N} = 0.$$

У проєкціях на координати отримаємо:

$$T \cos \alpha + mg - F_A = 0, \quad (1)$$

$$T \sin \alpha - N = 0. \quad (2)$$

З умови плавання кулі буде:

$$\frac{1}{2} F_A - mg = 0. \quad (3)$$

Розв'язавши систему рівнянь (1), (2), (3), знайдемо:

$$N = mg \cdot \operatorname{tg} \alpha.$$

За умовою задачі

$$\sin \alpha = \frac{R}{2R} = \frac{1}{2},$$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha} = \frac{\sqrt{3}}{3},$$

отже,

$$N = \frac{\sqrt{3}}{3} mg.$$

Задача 5.

Щоб перейти в положення рівноваги, пружина розтягнеться на Δx . Знайдімо це видовження:

$$\Delta x = \frac{mg}{k}.$$

Максимальна швидкість вантажу буде тоді, коли $a = 0$. Отже, максимальна швидкість буде, коли вантаж проходить положення рівноваги. За законом збереження енергії знайдімо швидкість, яку матиме вантаж, коли проходить положення рівноваги:

$$mg\Delta x - \frac{k\Delta x^2}{2} = \frac{mv_{\max}^2}{2}.$$

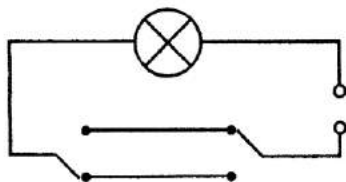
$$v_{\max}^2 = \frac{2mg\Delta x - k\Delta x^2}{m} = \frac{mg^2}{k},$$

отже,

$$v_{\max} = g\sqrt{\frac{m}{k}}.$$

11-й клас
Задача 1.

Запропонована схема розв'язує поставлене завдання. На рисунку зображений момент, коли електричне коло розірване: ліхтар не світить. Після перемикаання будь-якого перемикача (на початку або в кінці коридору) електричне коло замкнеться – ліхтар світитиме. При повторному перемиканні будь-якого перемикача коло знову буде розірване.


Задача 2.

Якщо на рятувальний круг покласти вантаж максимально допустимої маси, то круг повністю зануриться у воду, а вантаж буде над поверхнею

води. Сила Архімеда зрівноважуватиме силу тяжіння круга та вантажу, і дорівнюватиме:

$$F_A = Mg + mg,$$

де

$$F_A = V\rho_0 g = \frac{m}{\rho} \rho_0 g.$$

Звідси,

$$M = m\left(\frac{\rho_0}{\rho} - 1\right),$$

де ρ_0 – густина води.

Провівши обчислення, отримаємо:

$$M = 16 \text{ кг.}$$

Задача 3.

Нехай динамометр показує силу f_1 , якщо пружина має жорсткість k , то вона розтягнута на f_1/k . Уявімо пружину динамометра як сукупність N послідовно з'єднаних невагомих пружин, на кінцях яких закріплені вантажі масою m/N . Під час поділу пружини жорсткістю k на N елементів жорсткість кожного елемента буде $N \cdot k$. Тоді для кожного елемента пружини та корпусу динамометра за другим законом Ньютона можна записати такі рівняння:

$$a\frac{m}{N} = Nk\Delta_1 - f$$

...

$$a\frac{m}{N} = Nk\Delta_i - Nk\Delta_{i-1}$$

...

$$a\frac{m}{N} = Nk\Delta_N - Nk\Delta_{N-1}$$

$$aM = F - Nk\Delta_N,$$

де a – пришвидшення динамометра; Δ_i – розтяг i -вої пружинки.

Розв'язуючи систему рівнянь, отримаємо:

$$a = \frac{F - f}{M + m},$$

$$\Delta l_i = \frac{f}{Nk} + i \frac{am}{N^2k}$$

Розтяг всієї пружини буде:

$$\Delta x = \sum_{i=1}^N \Delta l_i = \frac{f}{k} + \frac{am}{N^2k} \cdot \frac{N(N+1)}{2}$$

У межі $N \rightarrow \infty$ пружина стає однорідною, а

$$\Delta x = \frac{f}{k} + \frac{am}{2k}$$

Отже, покази динамометра будуть:

$$\bar{f} = k\Delta x = f + \frac{F-f}{2(M+m)}m$$

Задача 4.

Розбиймо умовно малу півсферу на безмежно малі площадки ΔS . Кожна площадка буде частиною деякої площини і створюватиме електричне поле:

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0}$$

де σ – поверхнева густина електричного заряду на такій площадці.

Силкові лінії такого електричного поля будуть напрямлені вздовж радіусів малої півсфери (див. рис.). З рисунку зрозуміло, що електричне поле на сферичній поверхні радіуса r матиме однакову напруженість, яку знайдемо, скориставшись теоремою Остроградського–Гаусса:

$$E \cdot 4\pi r^2 = \frac{q}{\epsilon_0} \Rightarrow E = \frac{q}{4\pi \epsilon_0 r^2}$$

Отже, мала півсфера має електричне поле як і точковий заряд q , розташований у центрі півсфери.

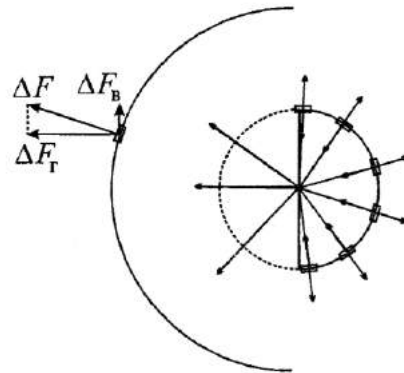
На кожен елемент площі ΔS великої півсфери діє сила

$$\Delta F = \frac{Q\Delta S}{2\pi R^2} \cdot \frac{q}{4\pi \epsilon_0 R^2}$$

Горизонтальна складова сили ΔF буде:

$$\Delta F_r = \Delta F \cos \alpha_i = \frac{Qq\Delta S \cos \alpha_i}{2\pi R^2 4\pi \epsilon_0 R^2}$$

де $\Delta S \cos \alpha_i$ – проекція площадки ΔS на вертикальну площину. Зауважмо, що вертикальні складові сили ΔF , які діють на різні елементи ΔS , скомпенсуються з міркувань симетрії.



Рівнодійна всіх сил ΔF_r , що діють на півсферу буде:

$$F = \sum \Delta F_r = \frac{Qq}{2\pi R^2 4\pi \epsilon_0 R^2} \sum \Delta S \cos \alpha_i = \frac{Qq}{2\pi R^2 4\pi \epsilon_0 R^2} \pi R^2 = \frac{Qq}{8\pi \epsilon_0 R^2}$$

Задача 5.

Зрозуміло, що, якщо температура води становить 60°C , потужність тепловіддачі становить 50 Вт. Припустимо, що ці втрати стали в інтервалі температур $59 - 60^\circ\text{C}$. Остигаючи на 1°C за 20 с, склянка води віддає $4200 \times 0,2 \times 1 = 840$ Дж тепла. Це відповідає потужності втрат: $840/20 = 42$ Вт. Папір зменшує втрати на $50 - 42 = 8$ Вт. Подібно, підставка зменшує втрати на $50 - 840/30 = 22$ Вт. Разом папір і підставка зменшують втрати на $8 + 22 = 30$ Вт. Ця потужність йтиме на нагрівання води. Отже, вода нагріється за $840/30 = 28$ с.

КРАСА ФОРМИ, ДОСКОНАЛІСТЬ ЗАХИСТУ

Спеціалізоване підприємство "Голографія" володіє всіма відомими технологіями запису голографічних елементів. Високотехнологічне обладнання і власні патентовані технології дають змогу розробляти оптичні 2D/3D, цифрові (DOT-MATRIX) та комбіновані голограми, які використовуються для найвідповідальніших завдань захисту товарів та документів.

Підприємство виготовляє голограми у різних виконаннях:

- фольга для гарячого тиснення;
- липкі етикетки на руйнівній та неруйнівній основі;
- ідентифікаційні марки з голографічним захистом;
- прозорі ламінати для пластикових карток.

Спеціалізоване підприємство "Голографія" – одне з найбільших виробників захисних голограм у Східній Європі, – забезпечує виконання державних проєктів із захисту документів міністерств та відомств України, акцизних марок для алкогольних та тютюнових ви-

бів, контрольних марок для аудіо- та відеопродукції, дипломів про освіту, бланків цінних паперів тощо.

У світовій практиці голограми широко використовують для:

- захисту від копіювання і підроблення грошових знаків;
- захисту торгівельних марок і товарів;
- попередження несанкціонованого доступу до об'єктів.

Спеціалізоване підприємство "Голографія" виготовляє захисні елементи різні за рівнем захищеності, складності виконання, зовнішнього вигляду. Як додаткові елементи захисту застосовують: мікротексти, приховані зображення, які спостерігаються при спеціальному освітленні, персоналізовані зображення, послідовну нумерацію голограм. Підприємство також виготовляє художні голограми, виконує індивідуальні замовлення із запису тривимірних голограм реальних об'єктів: ювелірних виробів, історичних реліквій, художніх композицій тощо.



Оптичний елемент – це напівпрозорий текст над площиною голограми;

2D-3D ефект – прозора тангірна сітка під площиною;

шпалерні зображення – фрагменти стандартних шпалерних зображень, що виконані за технологією DOT-MATRIX;

змінне зображення – зображення літер "UA", що поступово змінюється на зображення мапи України;

зображення на площині – двокольорова просторова структура, що розташована на восьми рівнях глибини;

контраст кольорів – мініатюрні зображення логотипу підприємства зі змінним кольоровим контрастом;

позитив-негатив – оптичне (позитив-негатив) змінне зобра-

ження виробничого модуля Спеціалізованого підприємства "Голографія" на другому плані (розділення 1800 dpi);

мікротексти – напис "ГОЛОГРАФІЯ", висота літер 0,3 мм; *технологія DOT-MATRIX* – тангірні сітки (статичні та з використанням кінетичного ефекту), що виконані в площині голограми за технологією DOT-MATRIX;

хімічна персоналізація – адреса Спеціалізованого підприємства "Голографія" та логотипи організацій, членом яких є підприємство, виконані методом хімічної персоналізації;

випадкове заповнення – зображення назви підприємств, що іскрились різнокольоровими спалахами за випадковим законом.

Федір Півень

К О Н К У Р С
„НАЙКРАЩА НАУКОВО-ПОПУЛЯРНА
СТАТТЯ З ФІЗИКИ”

Журнал „Світ фізики” до Всесвітнього року фізики 2005 року оголошує конкурс на найкращу науково-популярну статтю з фізики.

Запрошуємо до конкурсу молодих науковців, студентів та обдарованих школярів. Матеріали надсилайте на адресу редакції журналу. Найкращі праці будуть опубліковані в журналі „Світ фізики”. Переможців чекають призи.

Готра З. Ю., Лопатинський І. Є., Лукіянець Б. А.
та ін.: Підручник. – Львів: ”Бескид Біт”, 2004. – 880 с.

На підставі класичної та квантової теорії викладено основні явища та ефекти в матеріалах електронної техніки. Описано оптичні явища в твердих тілах для створення фоточутливих та генеруючих оптичних елементів, акустичні та магнетні ефекти в твердих тілах. Подано елементи теорії квантової електроніки, електрооптичні ефекти в рідких кристалах та волоконних світловодах для побудови пристроїв оптоелектроніки. Описано елементи електроніки на підставі розглянутих електрофізичних ефектів і явищ.

Для студентів, які спеціалізуються у галузях електроніки, радіотехніки, електронних апаратів, автоматики.



Василь Міліянчук. До 100-річчя від дня народження./
 Упорядник Олександр Попель. – Львів: ”Євросвіт”, 2005. – 20 с.

У книжці, підготовленій до 100-річчя від дня народження українського фізика, професора Львівського університету імені Івана Франка, дійсного члена НТШ, відображено основні етапи його життя, наукової, педагогічної, громадської діяльності Василя Міліянчука. Показчик друкованих праць знайомить читача з доробком науковця.

Для науковців, викладачів, аспірантів, студентів та усіх, хто цікавиться історією науки.

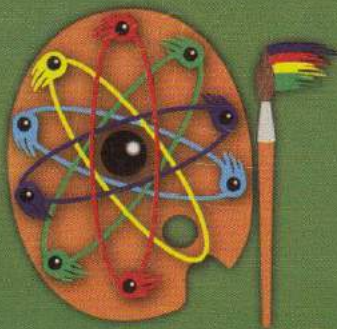


Приймаємо замовлення на книжки

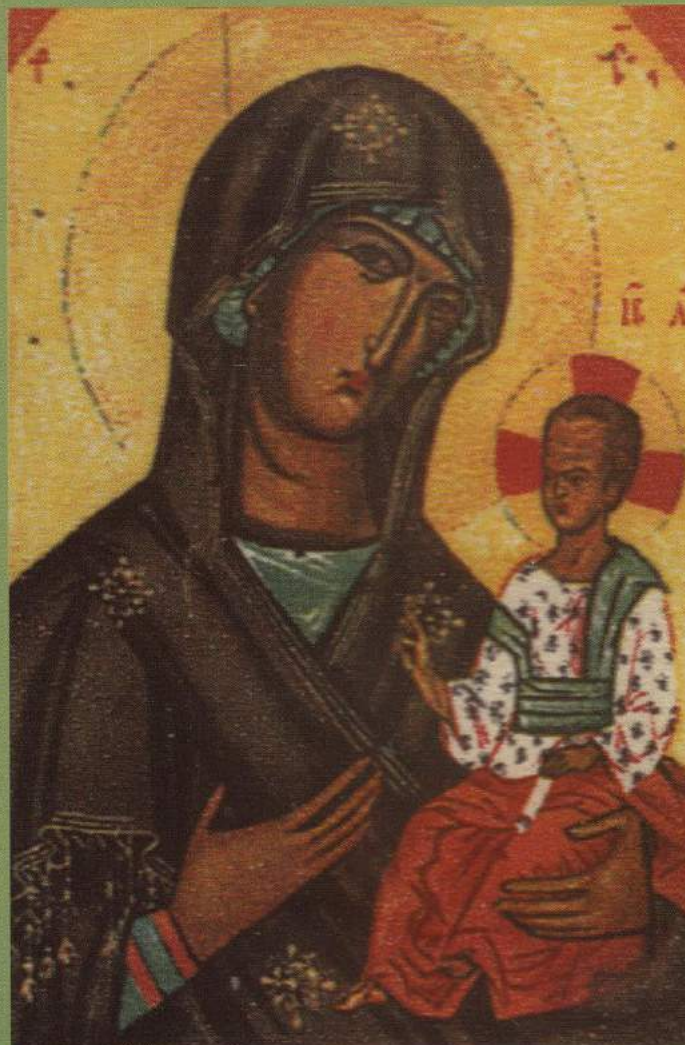
та журнал „Світ фізики”

за адресою:

видавництво „Євросвіт”,
 м. Львів, 79005, а/с 6700
 phworld@franko.lviv.ua



МИСТЕЦЬКА
СТОРІНКА
ЖУРНАЛУ
“СВІТ ФІЗИКИ”



Волинська Богоматір

Ікона XIV ст. з Покровської церкви м. Луцька

Ікона «Богородиця з дитиною» з Луцька привертає увагу лаконізмом і глибокою емоційністю образу. Вражає скорботний вираз очей Марії з нахиленою в бік сина головою. Цей рух порушує строгість канонічного типу одигітрії, вносить у зображення чимало тепла, зворушливої ніжності й людяності, ніби органічно пов'язуючи постаті в єдине нерозривне ціле.

Композиція побудована на чіткому силуеті й контрастному поєднанні кольорових площин темно-коричневого, що впадає у фіолетовий колір, мафорія Марії, насичено вохристого тла та золотисто-оранжевого й синьо-зеленого з білим одягу Христа. У виразному малюнку, тонкому моделюванні облич, особливо Марії, по оливково-зеленому санкіру з легким рум'янцем та червонястими рефlekсами на шиї, відчуваються малярські традиції Київської Русі. Своєрідна фактура накладання фарби у деяких місцях дрібними мазками нагадує античну техніку енкаустики. Але в малюванні очей, уст, в укладенні волосся тощо помітні прийоми, властиві деяким майстрам XV сторіччя («Нерукотворний образ» з Терла). Через те, що іконографія зображення відхиляється від загальноприйнятої, що не в усіх деталях витримано один стиль, зокрема у трактуванні драпіровок одягу Христа, можна думати, що це український майстер повторив якийсь давніший зразок, можливо південнослов'янського походження, де набула поширення ліричніша інтерпретація образу.