

С В І Т

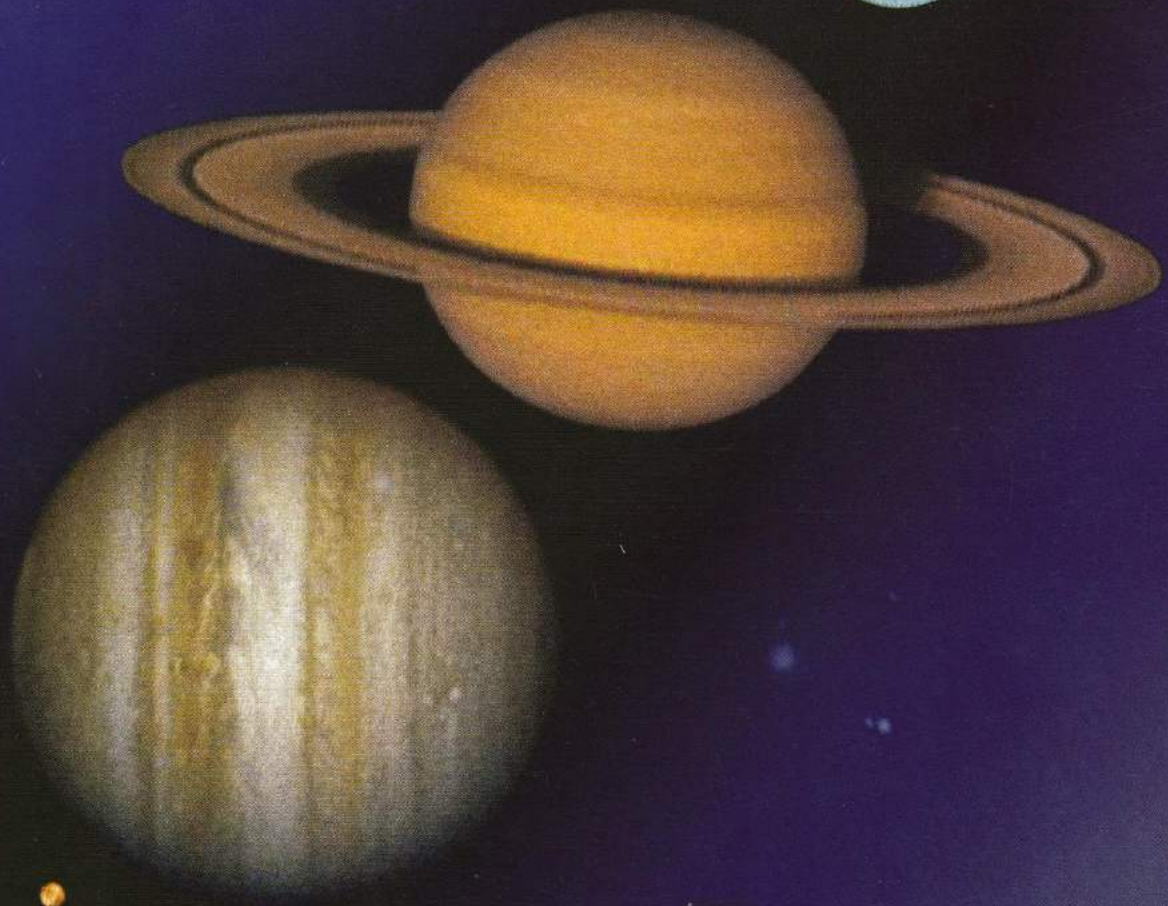
ФІЗИКА

науково-популярний журнал

№3
2006

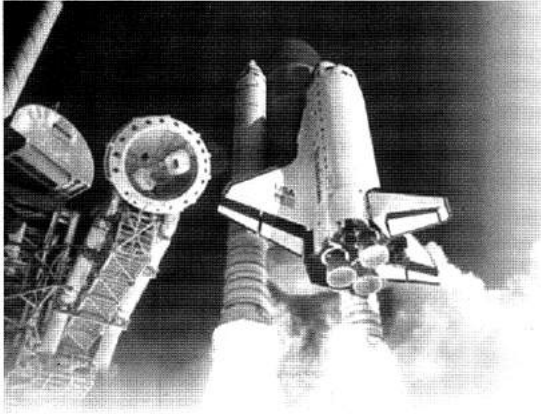


Плутон



Земля

**Мала планета
КАМЕНЯР**



УПЕРШЕ УКРАЇНКА У ВІДКРИТОМУ КОСМОСІ

Першим космонавтом незалежної України став українець Леонід Каденюк, який восени 1997 року здійснив космічний політ на американському космічному кораблі багаторазового використання "Колумбія". Цей політ відбувся згідно з домовленістю президентів України та Сполучених Штатів Америки під час їхньої зустрічі в листопаді 1994 року. Леонід Каденюк народився в с. Клішківці Чернівецької області.

До нього, 1962 року, в космосі побував ще один українець – Павло Попович. Він здійснив перший в світі груповий політ двох пілотованих кораблів на кораблі-супутнику "Восток-4", а також польоти на "Союзі-14" та орбітальній станції "Салют-3".

Нещодавно американка українського походження Гайдемари Стефанишин-Пайпер теж полетіла в космос. Вона народилася 7 лютого 1963 року в Міннесоті (США) в сім'ї українця Михайла Стефанишина й німкені Адельгейд. Михайло Стефанишин родом із села Якимів на Львівщині. Батько привив доньці любов до української мови, українських звичаїв. Вона вільно володіє українською мовою, в дитинстві співала в церковному хорі, брала участь у таборах українських пластунів у США. Одружившись із Гленом Пайпером, Гайді залишила прізвище батька Стефанишин, а свого сина на честь батька назвала Михайлом. Мріє, повернувшись з космосу, відвідати Україну.



Гайді 1984 року здобула диплом бакалавра в Массачусетському технологічному інституті за фахом "Інженер-механік", за рік – магістра. Далі працювала у Військово-морських силах США. За одинадцять років вона стала лейтенантом-командером, а з квітня 1996 року її обрали кандидатом в астронавти NASA. Їй 2003 року присвоєно звання командера Військово-морських сил США. Після тренування Гайді Стефанишин-Пайпер кваліфіковано як фахівця місії для космічних польотів.

Першу спробу Гайді полетіти в космос 2003 року було відкладено через катастрофу шатла "Колумбія". Тимчасово американську космічну програму було призупинено. Однак після вдалого польоту космічного корабля "Дискавері", космічне агентство NASA дозволило здійснити перший запланований політ, екіпаж якого мав добудувати Міжнародну космічну станцію. Американський екіпаж мав здійснити політ у космос на шатлі "Атлантик" 27 серпня 2006 року, однак виліт відклали через негоду. Політ відбувся на початку вересня 2006 року в складі експедиції з шести астронавтів. Вони пробули на борті корабля 12 діб, здійснивши три виходи у відкритий космос, два з яких за участю Гайді Стефанишин-Пайпер, де встановили на станції сонячні батареї. Тривалість кожного виходу становила шість з половиною годин. Такого завдання ще не виконувала жодна жінка світу.

Україна має велике майбутнє в космічній галузі. Чималий унесок в цю галузь робить конструкторське бюро "Південне", ВО "Південмаш". Вони разом із партнерами з США, Росії та Норвегії 1995 року почали реалізацію проекту "Морський старт". Українсько-російська ракета-носій "Зеніт" виводить на орбіту супутники. Україна, співпрацюючи з Бразилією, планує розпочати запуски супутників за допомогою ракети-носія "Циклон" з бразильського космодрому "Алькантара". Перший запуск планують здійснити 2007 року.

Журнал "СВІТ ФІЗИКИ",
заснований 1996 року,
реєстраційне свідоцтво № KB 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
Ярослав Яцків

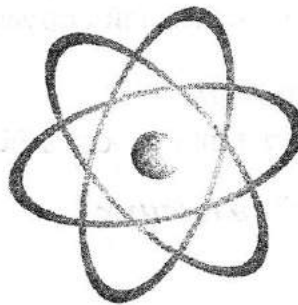
Художник **Володимир Гавло**
Літературний редактор
Мирослава Прихода
Комп'ютерне макетування та друк
СП "Євросвіт", наклад 1000 прим.

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
phworld@franko.lviv.ua; sf@ktf.franko.lviv.ua
www.franko.lviv.ua/publish/phworld

"...Ще в давнину, спостерігаючи за рухом планет, люди здогадувались, що всі вони разом із Землею, рухаються навколо Сонця. Згодом, коли вони забули про те, що знали раніше, це відкриття заново зробив Коперник. Тоді виникло нове запитання: як саме рухаються планети навколо Сонця? Рухаються вони по коловій орбіті з Сонцем в центрі чи рухаються по якійсь іншій кривій? Як швидко вони рухаються?"

...Після Коперника розгорілись нові суперечки: чи рухаються планети разом із Землею навколо Сонця чи Земля розміщена в центрі Всесвіту. Тоді Тіхо Браге запропонував як можна відповісти на це запитання. Він вирішив, що треба дуже уважно слідкувати за тим, де з'являються на небі планети, точно їх фіксувати, а тоді вже обирати правильну теорію. Це й було початком сучасної науки, ключем до правильного розуміння природи – спостерігати за предметом, записувати всі деталі й сподіватися, що одержані таким способом відомості стануть підґрунтям для того чи іншого теоретичного опису. Лише завдяки такій важкій праці дістається нам кожне відкриття..."

Річард Фейнман,
нобелівський лауреат з фізики



*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"

ЗМІСТ

1. Нові та маловідомі явища фізики

Гросс Девід. Майбутні революційні зміни у фундаментальній фізиці (закінчення)

3

Орлянський Олег. Ефект Пойтинга-Робертсона, або детективна історія з життя навколо зір

8

Новосядний Богдан. Мала планета "Каменяр"

16

2. Фізика України

Довгий Ярослав. Творець наукової школи (до 75-річчя від дня народження Михайла Бродина)

18

3. Фізика світу

Гальчинський Олександр, Шона Галина. Трудівник фізики (до 90-річчя від дня народження Віталія Гінзбурга)

20

4. Олімпіади, турніри...

Умови задач XV Всеукраїнського відкритого турніру юних фізиків 2006/2007 навчального року

22

Умови задач XI Відкритого Луганського турніру юних фізиків 2006/2007 навчального року

(юніорська ліга, 8–9-ті класи)

24

Розв'язки задач IV етапу Всеукраїнської олімпіади з фізики (Одеса, 2006)

26

5. Інформація

Шона Галина. Плутон позбавили статусу планети

41

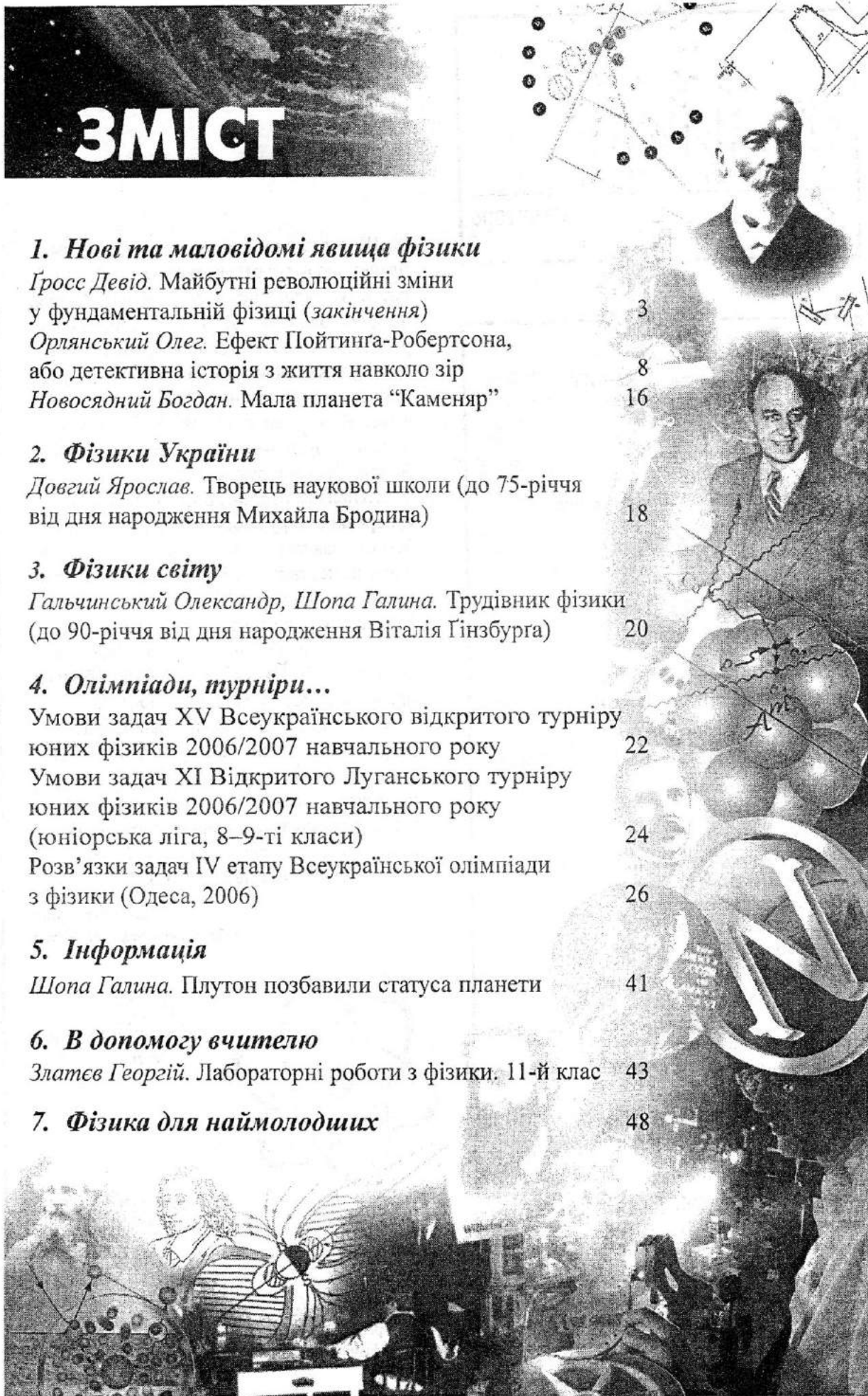
6. В допомогу вчителю

Златев Георгій. Лабораторні роботи з фізики. 11-й клас

43

7. Фізика для наймолодших

48





Пропонуємо нашим читачам публічну лекцію Девіда Джонатана Гросса, з якою він виступив у травні 2006 року перед студентами, науковцями та широким загалом у Московському фізико-технічному інституті. Публічні лекції – це один із способів підтримувати зацікавлення людей наукою, коли відомості про найновіші досягнення науки можна одержати з уст провідних учених світу. Д. Гросс – директор Інституту теоретичної фізики Кавлі при Університеті штату Каліфорнія (м. Санта Барбара, США). Його із Девідом Політцером і Френком Вілчеком було нагороджено Нобелівською премією з фізики 2004 року за відкриття асимптотичної свободи в теорії сильних взаємодій. Лекція вченого присвячена революційним змінам, які, можливо, очікують фізику в недалекому майбутньому.

Текст лекції подав до журналу студент 2-го курсу Московського фізико-технічного інституту, випускник Львівського фізико-математичного ліцею при Львівському національному університеті імені Івана Франка, переможець фізичних олімпіад Василь Альба. Він – студент теоретичної групи кафедри фізики елементарних частинок при Державному науковому центрі Російської Федерації “Інститут теоретичної та експериментальної фізики ім. Аліханова”.

Майбутні революційні зміни в фундаментальній фізиці

Продовження,

початок читайте в журналі “Світ фізики”. 2006. № 2. С. 3–11.

Єдина теорія

Досягнення теорії струн і в тому, що вона закладає підґрунтя для побудови єдиної теорії природи. Квантуючи струни, ми відкрили, що вони природно породжують частинки і сили Стандартної моделі, якщо будувати розв’язки відповідно до наших уявлень про чотиримірний світ. Виходить, однак, що струнні теорії не можуть містити додаткових просторових вимірів. Ми їх не спостерігаємо, тому їх треба зробити компакфікованими, згорнути, а, отже, заховати, зробити неспостережуваними. Двадцять років тому ми знайшли розв’язок теорії струн, в якому шість просторових вимірів закільцьовані та утворюють особливі шестимірні замкнуті простори, які називають різновидом Калабі-Яу (Calabi-Yau). Ці теорії автоматично народжують частинки і сили, які узгоджуються зі Стандартною моделлю. У ті роки було багато сподівань, що нам вдасться побудувати пояснення Стандартної моделі з використанням теорії струн того часу. Це не просто, оскільки за високих енергій струнні теорії супер-

симетричні. Щоб пояснити реальний світ, треба зрозуміти механізм порушення симетрії. Потрібно також зрозуміти механізм замикання на собі або компакфікації неспостережуваних вимірювань. Найперше, треба пояснити енергію вакууму, космологічну сталу. У квантовій механіці внесок до енергії вакууму роблять всі динамічні об’єкти, оскільки володіють у нульовій точці ненульовою кінетичною енергією. Дуже важко зрозуміти, чому космологічна стала, що зумовлює пришвидшене розширення Всесвіту (а його ми, здається, виміряли) дуже мала, а мала вона неймовірно. Розв’язок теорії струн має дати відповідь на це складне запитання: чому така мала космологічна стала? У теорії струн, на відміну від традиційної квантової теорії поля, космологічну сталу можна обчислити теоретично. У квантовій теорії поля космологічна стала є корегувальним параметром, її значення можна вважати як завгодно малим і навіть нульовим. Але в теорії струн у нас не має вибору, і, зазвичай, вона виходить надзвичайно великою – у 10^{120} разів більшою, ніж потрібно.



Недавно з'ясували, що пертурбативних розв'язків або так званих "вакуумів" теорії струн із космологічною сталою багато. Стверджують, що їх неймовірна кількість, майже 10^{1000} метастабільних вакуумів із позитивними космологічними константами; сукупність усіх можливих світів називають "ландшафтом". Стверджують реальну відсутність принципу вибору якого-небудь одного із цього різноманіття вакуумів, які всі нестабільні й потенційно схильні до квантово-механічного розпаду. Замість того, стверджують, що при розвитку Всесвіту безпосередньо після Великого вибуху різні ділянки проходять етап інфляційного розширення, незалежно одна від іншої, і в різних ділянках Всесвіту вакуум формується по-різному, причому вибір вакууму відбувається випадково. Єдиний принцип, за яким наш Всесвіт виділяється серед інших, – "антропологічний принцип". Ми живемо у Всесвіті, який здатний підтримувати життя. Я вважаю такий підхід не лише як відсутність смаку, а й передчасним. Насамперед, хоч у нас і є безліч способів описати розв'язки теорії струн, ми досі не знаємо, що таке сама теорія струн. До того ж, зважаючи на можливе існування багатьох метастабільних вакуумів, у нас не має єдиної та узгодженої струнної космології. Всі стани, що їх обговорюють прихильники гіпотези "ландшафта", – метастабільні. Усі, без винятку, залежать від часу, і ми не здатні зрозуміти ні їхнього майбутнього, ані динаміки їхнього розпаду, ані минулого, яке зазначимо, – сингулярне.

Можливо, є лише єдина й неповторна унікальна космологічна теорія, яка пояснює походження нашого світу. Але, оскільки я сподіваюсь, що майбутня революція в теорії струн торкнеться нашого розуміння природи простору і часу, може статися, що критерії визначення стану Всесвіту, вакууму, виявляться зовсім іншими. Я далі вірю, що рано чи пізно здійсниться Айнштайнова мрія – створення єдиної теорії без вільних параметрів або припущень. Теорія струн володіє таким потенціалом, оскільки вільних параметрів не містить, однак, як і раніше ми не знаємо принципу, який визначає стан Всесвіту.

Дуальності в теорії струн

Найбільша проблема в теорії струн – це те, що ми, як і раніше, не знаємо, що таке теорія струн. Ми маємо безліч способів побудови пертурбативних розв'язків на різних ділянках цієї теорії. Відкрито всеможливі дивовижні дуальності, які розширюють наші можливості, але які дають нам чітке зрозуміння, що ми не маємо ні найменшої ідеї щодо повної структури цієї теорії.

Теорія струн, з першого погляду, достатньо поміркована модифікація фізики; ми просто замінили частинки струнами. А тоді почалися різноманітні дивовижні відкриття. Наприклад, гравітація виникла поряд із калібрувальними взаємодіями. І всі ці особливі види симетрії і сил не були внесені в теорію, вони просто впливали з неї. Іншою несподіванкою стало відкриття суперсиметрії, коли науковці намагались побудувати спінові струни – струни, які описують, зокрема, й ферміони (частинки зі спіном $1/2$). Було також відкрито, що струни можуть існувати лише в просторі-часі з числом вимірів значно більшим від традиційного – 10 або 11. Десять років тому з'ясувалось, що струни – не єдине уявлення в теорії струн, і що фундаментальну роль у ній відіграють принципово нові багатомірні об'єкти, так звані "D-брани". Насамкінець, у теорії струн було відкрито перспективні й дуже важливі дуальності.

Колись ми думали, що маємо п'ять окремих струнних теорій – дві теорії замкнутих струн, дві теорії гетеротичних струн і теорію відкритих струн. Тепер ми розуміємо, що все це одне й те ж саме, й вміємо перетворювати спостережувані фізичні величини з однієї теорії на іншу. Наприклад, рух суперструн у десяти вимірах. Ми знаємо, як розраховувати ряд цієї теорії для випадку слабкого зв'язку. Однак із підсиленням зв'язку ряд розбігається, але в нас є й інший, вдаліший спосіб теоретичного опису. За низьких енергій це можна легко описати в межах одинадцятивимірної моделі супергравітації. До того ж, теорія з 11-ма вимірами має й інше уявлення, у термінах звичайної квантової механіки – просте (суперсиметричне) квантово-механічне предс-



тавлення у матричній формі, де просторові виміри зовсім усуваються, і залишається лише один час. І таке представлення дуальне з представленням у межах 11-мірної моделі супергравітації за низьких енергій. Існує багато інших дуальних теоретичних представлень, включаючи дуальність між теорією струн в анти-де-сітерівському просторі й чотиривимірній калібрувальній теорії. Ми маємо справу з дуальністю представлень у звичайній чотиривимірній калібрувальній теорії без гравітації і десятивимірній теорії струн.

Усі ці відкриття стали повною несподіванкою. А що далі? Хто знає?

Простір-час приречений!

Я думаю, що стан теорії струн нині подібний до стану квантової теорії після появи моделі атома Бора до формулювання принципів квантової механіки. На цьому етапі була лише стара квантова теорія – набір правил для обчислення спектральних ліній. Вона добре працює лише щодо атома водню, а щодо інших елементів уже не так добре. І самі правила квантування виглядали на тому етапі дуже парадоксально. А далі, після дванадцятирічних пошуків, відбулися концептуальні зміни – була розроблена квантова механіка. По-моєму, теорія струн нині, якраз і є в подібній ситуації. Ми маємо різноманітні способи опису теорії струн із використанням різних моделей, різною кількістю вимірів, з урахуванням гравітації і без неї, з різними ступенями вільності. Однак у нас відсутнє розуміння фундаментальних принципів динаміки і симетрії, які є підґрунтям теорії.

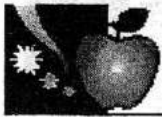
І причина тут, з мого погляду, захована в самій концепції простору-часу. Багато теоретиків погоджуються з Едвардом Віттенем, який вважає, що поняття “простір-час” приречене. Поняття “простір-час” – це щось таке, від чого, можливо, доведеться відмовитись. Чому ми вважаємо, що “простір-час” приречений? З багатьох причин. По-перше, в теорії струн ми маємо змогу варіювати кількістю просторових вимірів, змінюючи константи зв’язку, сили взаємодії. Одна й та ж теорія за слабкої взаємодії передбачає, що струни рухаються в десяти вимірах, а за сильної взаємодії – в одинадцяти. Отже,

в теорії струн кількість вимірів “простору-часу” – величина аж ніяк не фундаментальна.

У теорії струн ми також можемо неперервно змінювати топологію “простору-часу”. У звичайній теорії відносності цього зробити не можна, не породивши сингулярностей. Теорія струн допускає вибір розв’язку, який класично описує струну і рухається у многовиді, де частина просторових вимірів компактно згорнута. Із неперервною зміною параметрів такого розв’язку ми досягаємо точки переходу струни в простір іншої топології. Ми маємо описи, які дають змогу дослідити гладку зміну топології, що, знову наштовхує на думку, що в теорії струн гладкі многовиди фундаментальної ролі не відіграють.

Водночас у теорії струн не має сенсу говорити про довільно малі віддалі, тобто не можна говорити про гладкий многовид “простору-часу” з нескінченно малими відстанями. В. Гайзенберґ вивів свій принцип невизначеності, розглядаючи проблему вимірювання лінійних розмірів об’єктів за допомогою мікроскопа. Розгляньмо питання про використання мікроскопів для визначення малих відстаней у теорії струн. За теорією струн, світлові промені, які використовують у мікроскопі, самі складаються із струн. З’ясовується, що попри квантово-механічну невизначеність під час вимірювання відстаней – ефекту, який примушує нас використовувати світлові промені (або пришвидшені частинки) щораз вищих і вищих енергій для точнішого визначення місця перебування частинки, тут наявна і струнна невизначеність. З підвищенням їхньої енергії E струни видовжуються. І, рано чи пізно, стають більші від об’єктів, які ми намагаємося розглядати. Квантово-механічна невизначеність виміру лінійних розмірів об’єкта пропорційна до E^{-1} , а струнна невизначеність – пропорційна до E . Як наслідок, мінімальна віддаль, яку ми можемо виміряти, є співмірна до планківської довжини. Тому немає жодного сенсу говорити про лінійні розміри коротші від планківських.

До такого ж висновку можна прийти й іншим шляхом – розглянувши струни, коли один із вимірів компактно заکیلцьований. З’ясовується, що



теорія струн, компактифікована на крузі з радіусом R (в одиницях Планка) може бути еквівалентно описана в термінах теорії струн, компактифікованої на крузі радіуса R^{-1} (в одиницях Планка). Зменшуючи R , ми збільшуємо $1/R$, а точніший опис дає розгляд моделі з більшим радіусом компактифікації. І знову мінімальне значення визначається довжиною Планка.

Нині багато з нас переконані, що простір і час $-x, y, z, t$ – не первинні, а швидше похідні поняття. Ми маємо багато прикладів, які вказують на те, що частина або навіть увесь простір – не фундаментальні, а є лише зручною концепцією. Ми маємо дуальні представлення теорії струн на деякому фоні, з яких простір, включаючи гравітацію, випливає – частково чи повністю. Враховуючи наслідки теорії відносності, ми зобов'язані вважати, що оскільки простір – похідна концепція, то і концепція “простір-час” має бути такою ж. Однак ми не маємо жодної ідеї, як сформулювати фізику, якщо час не фундаментальний. Врешті-решт, фізику ми традиційно розуміємо як науку про процеси, які відбуваються в часі, сама роль фізики зводилась до передбачення майбутнього на підставі сьогодення. У квантовій механіці динаміка визначається через гамільтоніан як генератор унітарної часової еволюції. Якщо ж час – це поняття похідне, важко уявити, як нам далі формулювати фізику. З мого погляду, щоб закінчити побудову теорії струн, нам треба зрозуміти, як, подібно до простору, зароджується час. Ми не знаємо, як це відбувається, і це, на мою думку, величезний камінь спотикання на шляху до розгадки тасмниці теорії струн.

Надії, які пов'язані з теорією струн

Теорія струн перспективна. Ми сподіваємось, що вона об'єднає всі сили природи, виробить нові концепції простору і часу, розв'яже важливі проблеми квантової гравітації та космології. Це амбітна мета, і щоб її досягти, можливо, потрібно багато часу. Має статись революція у нашій уяві про простір і час. Водночас теорія струн поглиблює наше проникнення в звичайну теорію Ян'а-Міллса. Теорія струн також привела до багатьох ідей

у математиці, створення нових математичних методів, про які математики раніше не здогадувались. Сьогодні математики і фізики-теоретики проводять спільні дослідження у багатьох галузях математики, наприклад, в алгебраїчній геометрії.

Теорія струн також зумовила нові гіпотези, які стимулюють нові експерименти. Одна з таких захопливих ідей стосується надзвичайно великих просторових вимірювань. Початково ми вважали додаткові просторові виміри теорії струн закільцьованими в малі многовиди з розмірами не більшими від планківських. Однак останніми роками зауважено, що деякі з цих додаткових вимірів можуть, навпаки, бути дуже масштабними і навіть нескінченними, а ми не сприймаємо їх лише з тієї простої причини, що самі прикуті до тривимірної поверхні – гіперповерхні у світі з великою кількістю вимірів.

Така можливість природно випливає з теорії струн. Ймовірно, що ми прив'язані до гіперповерхні, водночас є й інші виміри, можливо, навіть безмежні. Єдиний для нас спосіб побачити або відчуті інші просторові виміри – через гравітаційні флуктуації “екстрапростору”. Цікаво, що подібні сподівання не суперечить сучасним експериментам. Багато хто не відкидає можливості того, що нові експерименти, наприклад, на LHC (великий гадронний колайдер), можуть привести до відкриття цих мікроскопічних додаткових вимірів. Існування величезних додаткових вимірів привело б до дуже цікавих ефектів. За деякими сценаріями шкала Планка, і шкала теорії струн міститься при значно нижчих енергіях, і тоді можна уявити собі, наприклад, утворення чорної діри внаслідок зіткнень протонів і спостереження збуджених мод струн у звичайних частинках.

Теорія струн пропонує й інші феноменологічні сценарії. Один із найцікавіших таких: Всесвіт заповнений космічними струнами міжгалактичних і навіть вселенських розмірів. Зазвичай, струни дуже малі – їхня довжина співмірна з планківською. Щоб їх розтягнути до макроскопічних розмірів, потрібна величезна енергія. Але за інфляційною теорією, яка, здається, адекватно описує космологію, увесь спостережуваний нині Всесвіт



виник у результаті роздування малесенької ділянки простору розмірами порядку довжини Планка. Отже, на початку виникнення Всесвіту розміри струн і ділянки простору, розширені згодом до видимого Всесвіту, були однакові. Із розширенням цієї ділянки струни також видовжувались. Розширення Всесвіту забезпечувало енергію, потрібну для видовження струн, і тепер вони можуть мати протяжність крізь увесь Всесвіт. Такі струни будуть флуктувати і коливатися, перетинатися і взаємодіяти між собою. Спостерігати їх можна або завдяки ефектові гравітаційних лінз, тобто за відхилених світлових променів, які йдуть від далеких галактик у гравітаційному полі, або за спалахами гравітаційного випромінювання у результаті їх повздовжніх коливань. За деякими сценаріями, гравітаційне випромінювання космічних струн можна буде відкрити на новому детекторі гравітаційних хвиль LIGO. Однак і макроскопічні виміри, і космічні струни – гіпотези недостатньо обґрунтовані з погляду сучасної теорії струн. Ми не впевнені, що є ймовірність їх виявити. Однак вони дають важливий поштовх експериментальних пошуків нових ефектів на LHC і гравітаційно-хвильових детекторах.

Ще одне застосування теорії струн – в теорії поля – КХД, теорії сильної взаємодії. Тут теорія струн може дати нам деяке розуміння цієї теорії при великих віддалях. КДХ в якомусь сенсі дуже сильно пов'язана з теорією струн. Безперечно, теорію струн було придумано для опису ядерних сил. Мезони подають у вигляді силових трубок. Оскільки кварки і антикварки, фактично, містяться всередині кольорових силових трубок, які породжують мезони, останні поводяться подібно до струн. У випадку мезонів, однак, енергія натягу струни становить не планківську величину, а майже 1 ГеВ. Тепер ми розуміємо цей дуальний струнний опис КХД і з позиції самої КХД, і з позиції теорії струн. Ми маємо відомості про взає-

мну узгодженість КХД і струнної теорії. Сила хронодинамічної взаємодії, яка визначається у КХД сталою зв'язку (реально її варто було б подати як шкалу мас), еквівалентна натягові струни в струнній теорії. Спарування струн, які відповідають за квантові поправки до класичної струнної теорії, еквівалентна поправці за кількістю кольорів у калібрувальній теорії. У реальному світі ми маємо лише три кольори. Однак можна вважати, що ми маємо кількість кольорів N , і хоча в реальному світі $N = 3$, розширення КХД на випадок $1/N$ є непоганим наближенням. Ми знаємо, якщо N прямує до нескінченності, у випадку фіксованого зв'язку, спектр КХД набуває такого самого вигляду, що й у мезонах, які не взаємодіють, тобто, як ми припускаємо, узгоджується зі станами, які описує класична теорія струн. Якщо б ми знали рівняння класичної теорії струн для цього випадку, ми могли б знайти його розв'язок (класичний) і одержали б спектр, який збігався б зі спектром мезонів за нескінченної кількості кольорів. Відповідно, треба вірити, що нам вдасться сформулювати таку струнну теорію, знайти розв'язок і розрахувати спектр КХД для випадку $N = \infty$, і тоді розрахувати поправку для випадку $1/N$. Використовуючи нещодавно відкриті дуальності, з обох боків – теорії струн і КХД – науковці проводять інтенсивні дослідження, які обіцяють відкрити багато нового. Це добра ознака, яка дає підстави сподіватись на аналітичне розширення моделі КХД на великі віддалі або режим сильних взаємодій.

Чи швидко здійсняться обіцянки теорії струн?

Шість років тому я дивився на майбутнє менш оптимістично і казав, що успіху теорії струн доведеться чекати до майбутнього тисячоліття. Нині я оптимістичніший і вірю, що це станеться ще цього тисячоліття.



ЕФЕКТ ПОЙНТИНГА-РОБЕРТСОНА, АБО ДЕТЕКТИВНА ІСТОРІЯ З ЖИТТЯ НАВКОЛО ЗІР

Олег Орлянський,

кандидат фізико-математичних наук, завідувач кафедри теоретичної фізики
Дніпропетровського національного університету

У 2003 році виповнилось сто років фантастичній ідеї Джеймса Пойнтинга, без якої не можна уявити сучасної космогонії і пояснити особливості руху малих частинок у Сонячній системі. Ця ідея відома як ефект Пойнтинга-Робертсона, який враховує вплив сонячного випромінювання на рух малих тіл у Сонячній системі.

Робертсон 1937 року врахував поправки теорії відносності й надав ідеї Пойнтинга завершену математичну форму. Знайомлячись з ефектом Пойнтинга, ми спробуємо уникнути складних математичних перетворень, однак не обмежуватимемось лише якісною картиною явища. Це було б схоже на підміну дослідницької мандрівки телепередачею.

Отже, зробимо в напрямку ідеї Пойнтинга перші два кроки – розв'яжемо дві задачі, які спочатку можуть здатися дещо дивними і незрозумілими – утім і мета нашої подорожі незвична і загадкова.

1. Космічні піщинки.

Дві мікроскопічні піщинки рухаються навколо Сонця. Радіуси їх орбіт у два і в чотири рази більші від радіуса Земної орбіти, а швидкості відповідно в два і в чотири рази менші від середньої швидкості орбітального руху Землі. Визначіть, у скільки разів маса першої частинки перевищує масу другої.

2. Кришталева сфера.

Ще Аристарх Самоський (прибл. 310–230 р. до н. е.) запропонував визначати відстань до зір, вимірюючи кути, під якими ми їх спостерігаємо в різні пори року. Земля рухається навколо Сонця, і кут, під яким ми бачимо зорю, змінюється. Зорі

за рік мають описувати на небосхилі невеликі кола, еліпси або відрізки більшого чи меншого розміру залежно від напрямку і відстані. Після появи і вдосконалення телескопів, один англієць вирішив так виміряти відстані до зір. Деякий час він не оприлюднював одержані результати, оскільки не міг знайти їм задовільного пояснення. За такими спостереженнями, розміри фігур, які описують на небосхилі зорі, однакові. Це мусить означати, що всі зорі розташовані на однаковій відстані від Сонця, утворюючи міфічну кришталеву сферу.

Розрахуйте відстань до “кришталевої сфери” за даними, які одержав англієць. Що заважало йому оприлюднити результати спостережень? Як звали англійця і яке відкриття він зробив?

Розв'язки

Космічні піщинки.

Виразимо радіуси орбіт піщинок r_1 і r_2 та швидкості їхнього руху v_1 і v_2 через радіус земної орбіти r_3 та орбітальну швидкість Землі v_3 :

$$r_1 = 2r_3, r_2 = 4r_3, v_1 = v_3/2, v_2 = v_3/4.$$

Із другого закону Ньютона для руху тіла навколо Сонця під дією сили всесвітнього тяжіння

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{GMm}{r^2}$$

одержимо, що швидкість руху не залежить від маси тіла і дорівнює

$$v = \sqrt{\frac{GM}{r}},$$

де M – маса Сонця.

Підставляючи

$$r_1 = 2r_3, r_2 = 4r_3,$$



одержимо

$$v_1 = \frac{v_3}{\sqrt{2}}, \quad v_2 = \frac{v_3}{\sqrt{2}},$$

що суперечить умові задачі, згідно з якою частинки рухаються повільніше. Отже, крім сили тяжіння на кожну частинку діє ще якась сила. Оскільки траєкторією руху є коло, ця сила, по-перше, має діяти вздовж радіуса, щоб не змінювати форми траєкторії і швидкості частинки, і, по-друге, бути спрямованою проти сили гравітації, щоб забезпечити меншу швидкість руху. В центрі кола розташоване Сонце. Яка сила відштовхування може діяти на частинки з боку Сонця? Сонце не тільки притягує до себе всі інші тіла сонячної системи, а й освітлює їх. Сила, яку ми шукаємо, – це сила тиску сонячного випромінювання. Відомо, що саме завдяки цій силі хвосту комет спрямовані в протилежний бік від Сонця. Ця сила більша, якщо більшу кількість сонячної енергії за одиницю часу перехоплює частинка. Яку частку енергії сонячного випромінювання перехопить піщинка з площею перерізу S на відстані r від Сонця? Мабуть таку ж, яку S становить від площі сфери радіусом r , тобто $S/(4\pi r^2)$. Сила тиску сонячних променів пропорційна цій величині:

$$F_{Rad} \sim S/(4\pi r^2).$$

Як відомо, площа перерізу S пропорційна до квадрата лінійних розмірів частинки $S \sim l^2$ тоді, як об'єм, а водночас із ним і маса пропорційні до куба лінійних розмірів $S \sim l^3$. Це означає, що $S \sim m^{2/3}$, і вираз для сили тиску сонячних променів може бути записаний через масу частинки:

$$F_{Rad} = \frac{Cm^{2/3}}{r^2},$$

де C – коефіцієнт пропорційності, який визначається загальною потужністю випромінювання Сонця та властивостями частинки: її поглинальною здатністю, формою і густиною. Вважаючи, що піщинки (кристали кварцу) мають однакову форму, густину і здатність поглинати сонячне випромінювання, приходимо до висновку, що коефіцієнт пропорційності C буде однаковий для обох частинок, а рівнодійна сила з боку Сонця дорівнює:

$$F = \frac{GMm}{r^2} - \frac{Cm^{2/3}}{r^2} = \frac{GMm}{r^2} \left(1 - \frac{C}{GM} \frac{1}{\sqrt[3]{m}} \right).$$

Як видно, зі збільшенням маси частинки m внесок сили сонячного тиску до виразу загальної сили стає меншим і для Землі ним можна знехтувати. Запишімо динамічні рівняння для піщинок і Землі:

$$\frac{m_1 v_1^2}{r_1} = \frac{GMm_1}{r_1^2} \left(1 - \frac{C}{GM} \frac{1}{\sqrt[3]{m_1}} \right),$$

$$\frac{m_2 v_2^2}{r_2} = \frac{GMm_2}{r_2^2} \left(1 - \frac{C}{GM} \frac{1}{\sqrt[3]{m_2}} \right),$$

$$\frac{m_3 v_3^2}{r_3} = \frac{GMm_3}{r_3^2}.$$

Вилучаючи з системи трьох рівнянь невідому сталу C і масу Сонця, одержуємо:

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{\left(1 - \frac{r_2}{r_3} \left(\frac{v_2}{v_3} \right)^2 \right)^3}{\left(1 - \frac{r_1}{r_3} \left(\frac{v_1}{v_3} \right)^2 \right)^3} = \frac{\left(1 - \frac{1}{4} \right)^3}{\left(1 - \frac{1}{2} \right)^3} = \frac{27}{8} = 3,375.$$

Зрозуміло, що, якби ми знали значення сталої C , яка входить до виразу для сили тиску сонячного випромінювання, ми могли б оцінити й абсолютні значення мас частинок. Оскільки далі вираз для сили тиску сонячного випромінювання може стати нам у нагоді. Про це докладніше. Припустімо, що частинка поглинає всю сонячну енергію, яка на неї падає. Це припущення не таке вже й далеке від істини, оскільки відбивальна здатність малих частинок у Сонячній системі досить мала. Далі згадаймо співвідношення між імпульсом і енергією фотонів $p = \varepsilon/c$. За другим законом Ньютона, сила, яка діє на тіло, пропорційна швидкості зміни його імпульсу. Імпульс частинки змінюється за рахунок імпульсів фотонів, які та поглинає, тобто сила радіаційного тиску

$$F_{Rad} = \frac{dp}{dt} = \frac{1}{c} \frac{d\varepsilon}{dt}.$$

Потужність $d\varepsilon/dt$, яку перехоплює частинка, становить таку саму частину від загальної потуж-



ності випромінювання Сонця L , яку становить площа перерізу частинки S від площі сфери з центром у Сонці й поверхнею, яка проходить через частинку,

$$\frac{d\varepsilon}{dt} / L = S / 4\pi r^2.$$

Отже,

$$F_{Rad} = \frac{dp}{dt} = \frac{L}{c} \frac{S}{4\pi r^2}. \quad (1)$$

Загальну потужність сонячного випромінювання L можна визначити через сонячну сталу u , середнє значення якої дорівнює $u = 1370$ Вт/м². З розмірності сонячної сталої легко зрозуміти її фізичний зміст – це потужність сонячного випромінювання, яке проходить через квадратний метр площі поблизу земної орбіти. Тоді

$$L = 4\pi r_3^2 u,$$

де r_3 – радіус земної орбіти, і сила сонячного тиску на частинку набуває вигляду

$$F_{Rad} = \frac{dp}{dt} = \frac{uS}{c} \frac{r_3^2}{r^2}. \quad (2)$$

Для частинок малих розмірів ця сила може зрівнятися з силою гравітаційного притягання до Сонця і навіть перевищити її. Із нерівності

$$\frac{uS}{c} \frac{r_3^2}{r^2} \geq \frac{GMm}{r^2}$$

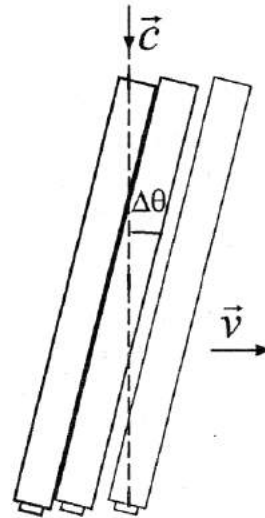
визначимо розміри частинок, для яких це можливо. Вважатимемо, що частинки мають форму, близьку до сферичної з діаметром d , а їхня густина дорівнює $\rho \approx 10^3$ кг/м³. Тоді

$$m = \frac{\pi}{6} d^3 \rho, \quad S = \frac{\pi}{4} d^2,$$

із нерівності одержуємо, що

$$d \leq \frac{3ur_3^2}{2cGM\rho} \approx 1 \text{ мкм.}$$

Отже, частинки з розмірами, меншими за 1 мкм має вимітати сила тиску випромінювання за межі Сонячної системи. Насправді все складніше. Порівнюючи розміри частинок із довжиною хвилі, на яку припадає максимум енергії сонячного випромінювання ($\lambda_{\max} \approx 0,5$ мкм), розуміємо, що



для вичерпної відповіді на запитання про долю частинок потрібно врахувати дифракцію світла.

Кришталева сфера.

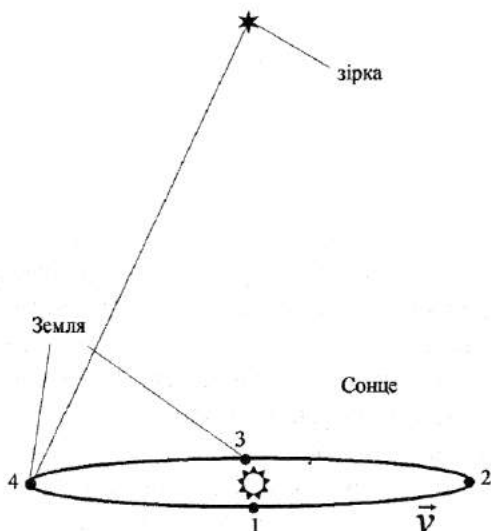
Ідея Аристарха Самоського полягала в застосуванні методу триангуляції в астрономії. Дві протилежні точки Земної орбіти разом із зорею утворюють трикутник. На аркуші паперу можна побудувати подібний трикутник, і за відомим значенням діаметра земної орбіти (2 астрономічні одиниці) визначити відстань до зорі.

Земля рухається навколо Сонця, і кути, під якими зоря спостерігається у різні пори року з різних точок земної орбіти, будуть різними. Що далі зоря, то менше ці кути відрізняються один від одного. Завдяки зміні кутів спостереження зоря за рік описує на земному небосхилі щось на зразок еліпса, розмір якого більший, що ближча до нас зоря. За умовою задачі, розміри всіх таких еліпсів однакові. Сьогодні ми знаємо, що ніякої кришталевої сфери не існує, і зорі розташовані на різних відстанях. У часи перших спостережень цього напевне не знав ніхто. Що ж стримувало англійця від оприлюднення сенсаційних матеріалів спостережень? Спробуймо з'ясувати. Оскільки зорі розташовані на різних відстанях, однакові розміри фігур, які вони описують за рік на небосхилі, пов'язані не із зорями, а з рухом Землі. Земля рухається навколо Сонця зі швидкістю $v = 30$ км/с і за рік робить один оберт. Отже, ми спостерігаємо



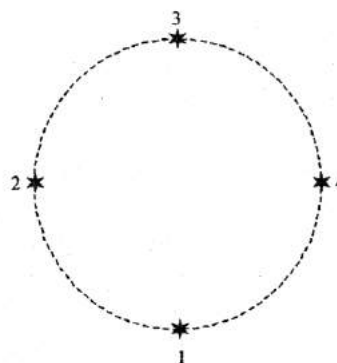
за зорями з системи відліку, яка рухається. Подібно до того, як змінюється напрямок руху дощових краплин, коли ми змінюємо швидкість чи повертаємо, має періодично змінюватись і напрямок, з якого до нас доходить світло зорі, оскільки вектор швидкості орбітального руху Землі повертається.

У найближчій до зорі і найвіддаленішій точках Земної орбіти кут між зоряним променем і швидкістю Землі з точки зору нерухомого спостерігача становить 90° . На рисунку зображено послідовні положення телескопа для цього випадку. Земний спостерігач, щоб побачити зорю, мусить нахилити телескоп у бік руху Землі, оскільки за час руху світла крізь тулуб телескопа, останній разом із Землею встигає пройти деяку відстань. Внаслідок того, що швидкість світла набагато більша від швидкості Землі $c \gg v$, кут, який утворює вісь телескопа з дійсним напрямком на зорю, малий і



Чотири послідовних положення Землі під час спостережень за зорею

*24 серпня 2006 року на конференції Міжнародної астрономічної спілки Плутон позбавили статусу планети. Отже, в Сонячній системі залишилося вісім планет. Плутон, його супутник Харон, астероїд Церера і ще декілька трансплутонівих об'єктів відтепер вважають малими планетами.

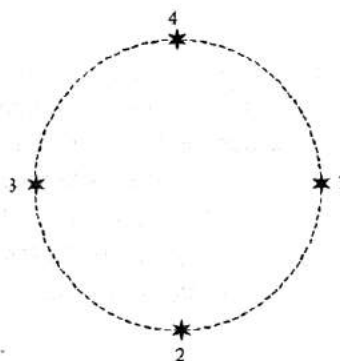


Траєкторія річного руху зорі на небосхилі згідно з триангуляцією

приблизно дорівнює $\Delta\theta \approx v/c = 10^{-4}$. Цей кут називається кутом аберації, а явище зміни напрямку поширення світла при переході від однієї системи відліку до іншої – аберацією світла. Ім'я англійця, який відкрив це явище, Джеймс Бредлі. Якщо кут аберації інтерпретувати з точки зору триангуляційних вимірювань, не замислюючись про відповідність різних положень Землі і напрямків на зорю, то виявиться, що відстань до всіх зір однакова і дорівнює

$$R = 1 \text{ a.o.} / \Delta\theta = 10000 \text{ a.o.},$$

що у 250 разів перевищує відстань до Плутона, дев'ятої планети Сонячної системи¹. Чим не радіус кристалеві сфери? Але, як відомо, Джеймс Бредлі нічого такого не стверджував. Він провів ретельні спостереження за зорею у Дракона, напрямком на яку перпендикулярний до площини Земної орбіти. З'ясувалось, що послідовність точок, через які впродовж року проходить небосхилом



Траєкторія річного руху зорі на небосхилі згідно спостережень



γ Дракона, має форму кола, але точки послідовно зміщені на кут 90° відносно положень, які очікувались внаслідок триангуляції. Зрозуміти причину цього Джеймсові Бредлі допомогла прогулянка на вітрильнику Темзою і спостереження за поведінкою флюгера під час зміни напрямку руху вітрильника. Щоразу під час повороту вітрильника здавалося, що вітер також змінює свій напрямок. Хтось із матросів пояснив Бредлі, що це відбувається завжди і пов'язано з тим, що вітрильник рухається.

Історія відкриття аберації дуже повчальна. По-перше, будьмо спостережливими. Навіть на космічні запитання відповідь іноді можна знайти на Землі. По-друге, будьмо уважними. Роберт Гук, який раніше за Бредлі виміряв кут $\Delta\theta$ для γ Дракона (щоправда з великою похибкою), вважав, що це річний паралакс зірки, тобто кут пов'язаний з триангуляцією. І, нарешті, не забуваймо, що люди інших професій можуть знати дещо корисне для нас, і досі нам невідоме.

Значення кута аберації і в нерелятивістському, і в релятивістському випадках одержуємо з відповідних законів додавання швидкостей. Якщо швидкість руху v системи відліку мала порівняно зі швидкістю світла c і утворює кут θ з напрямком на зорю, кут аберації дорівнює

$$\Delta\theta = \frac{v \sin \theta}{c}. \quad (3)$$

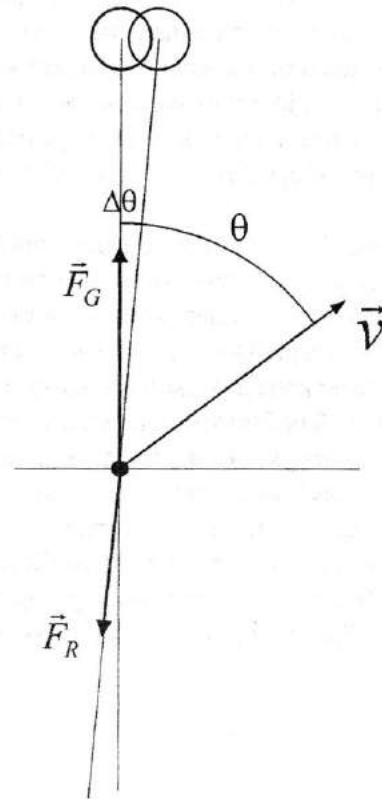
Цей вираз легко пояснити із таких міркувань. Раніше було зазначено, що, якщо рухатись перпендикулярно до напрямку на зорю, кут аберації становить

$$\Delta\theta = \frac{v}{c}.$$

Якщо ж рухатись прямо на зорю, із симетрії зрозуміло, що ніякого відхилення напрямку променя спостерігатися не буде. Тобто аберация пов'язана з перпендикулярною складовою швидкості. У загальному випадку, коли швидкість руху спостерігача утворює кут θ з напрямком на зорю, перпендикулярна складова швидкості дорівнює $v \sin \theta$.

Отже,

$$\Delta\theta = \frac{v \sin \theta}{c}.$$



Ідея Пойнтинга та її наслідки

Зробімо висновки із розв'язків попередніх задач і спробуймо їх узагальнити. По-перше, на рух малих тіл у сонячній системі суттєво впливає сила тиску сонячних променів. По-друге, напрямок випромінювання, який фіксує спостерігач, залежить від швидкості його руху. На тіло в сонячній системі діє сила гравітації з боку Сонця і сила тиску сонячного випромінювання. Припустимо, що ми подорожуємо на такому тілі. Що можна сказати про напрямок сили тиску сонячного випромінювання? Внаслідок аберації положення Сонця дещо зміститься в бік руху тіла, і напрямок сили радіаційного тиску \vec{F}_R буде утворювати кут $\Delta\theta$ з лінією, вздовж якої діє сила гравітації \vec{F}_G . Перпендикулярна до \vec{F}_G складова сили радіаційного тиску $F_\tau = F_R \sin \Delta\theta \approx F_R \Delta\theta$ створює відносно центра Сонця момент сили $rF_\tau = rF_R \Delta\theta$, який



зменшує момент імпульсу $mvr \sin \theta$ тіла, примушуючи його наближатися до Сонця по спіралеподібній траєкторії. Може виникнути запитання: чому разом із силою тиску сонячного випромінювання не змінює напрямку сила гравітації? Річ у тім, що сила радіаційного тиску зумовлена потоком електромагнетної енергії, яка поширюється зі швидкістю світла і перехоплюється поверхнею тіла, у той час, як сила гравітації з рухом гравітаційної енергії не пов'язана. В усіх точках простору існує гравітаційне поле, спрямоване до центра Сонця, з яким власне і взаємодіє тіло.

Щодо радіальної складової F_r сили радіаційного тиску, то вона в першому наближенні дорівнює самій силі F_R :

$$F_r = F_R \cos \Delta\theta \approx F_R (1 - \Delta\theta^2/2) \approx F_R$$

(швидкість тіла мала порівняно зі швидкістю світла, кут $\Delta\theta$ малий) і значно перевищує тангенціальну складову $F_r = F_R \cos \Delta\theta$. Це не означає, що тангенціальною складовою можна знехтувати, оскільки її систематична дія впродовж тисячоліть може призвести до катастрофічних змін траєкторії тіла аж до його падіння на Сонце. Радіальна складова спрямована вздовж лінії дії сили тяжіння, дещо зменшуючи ефективну силу притягання тіла до Сонця.

Отже, завдяки рухові тіла змінюється напрямок сили радіаційного тиску F_r . Треба з'ясувати, чи не залежить від швидкості руху величина цієї сили? Найпростіше проаналізувати це питання, якщо виходити з корпускулярної теорії. Уявімо сонячне випромінювання як потік фотонів. Якщо тіло рухається в напрямку Сонця, воно за однаковий час має перехопити більшу кількість фотонів порівняно з таким самим нерухомим тілом.

Розгляньмо потік фотонів з концентрацією n , який падає на нерухоме тіло, що має площу перерізу S . За малий проміжок часу Δt тіло перехопить кількість фотонів

$$\Delta N_0 = n\Delta V = nSc\Delta t.$$

Якщо ж тіло рухається назустріч Сонцю зі швидкістю v_r , воно за той самий проміжок часу Δt ще й наблизиться до Сонця на відстань $v_r \Delta t$, і перехопить на $nSv_r \Delta t$ більшу кількість фотонів.

Загальна кількість фотонів у цьому випадку буде:

$$\Delta N = nS(c + v_r)\Delta t,$$

що в $1 + \frac{v_r}{c}$ разів перевищує кількість фотонів, які потрапляють на нерухоме тіло. З погляду системи відліку, яка рухається разом із тілом, частота надходження фотонів збільшується у $1 + \frac{v_r}{c}$ разів.

Це явище називається ефектом Доплера, який справджується для хвиль різної природи, зокрема й для фотонів. Оскільки енергія кожного фотона дорівнює $E = h\nu$, загальна потужність випромінювання збільшиться у $\left(1 + \frac{v_r}{c}\right)^2$ разів завдяки і

збільшенню кількості фотонів, і збільшенню енергії кожного з них. Сила тиску випромінювання пропорційна потужності. Отже,

$$\begin{aligned} F_r &= F_{Rad} \left(1 + \frac{v_r}{c}\right)^2 \approx F_{Rad} \left(1 + 2\frac{v_r}{c}\right) = \\ &= F_{Rad} \left(1 + 2\frac{v \cos \theta}{c}\right) \end{aligned} \quad (4)$$

де F_{Rad} – сила тиску сонячного випромінювання, яка діє на нерухоме тіло (див. (1) або (2)). Вираз для тангенційної складової з точністю до першого порядку по v/c незмінний. З урахуванням (3) маємо

$$F_r = F_{Rad} \Delta\theta = F_{Rad} \frac{v \sin \theta}{c}. \quad (5)$$

Вирази (4) і (5) з однаковою точністю характеризують взаємно перпендикулярні проєкції сили радіаційного тиску, яка разом із силою гравітації зумовлює рух невеликих тіл у зоряних системах. Точніший запис залежностей F_r і F_r від швидкості руху тіла (другий порядок по v/c) потребує врахування ефектів спеціальної теорії відносності. Але такій точності вже не задовольняє вираз для ньютонівської сили всесвітнього тяжіння. Потрібне врахуванням ефектів сучасної теорії гравітації – загальної теорії відносності. Однак одержані так уточнення навряд чи матимуть вплив на рух малих тіл Сонячної системи, оскільки ці поправки губитимуться серед багатьох ін-



ших чинників: вплив великих планет, магнетного поля Сонця, зіткнень із газовою і пиловою компонентами міжпланетного середовища тощо.

Підсумуймо.

Радіальна складова F_r сили радіаційного тиску не тільки протидіє гравітаційній силі і зменшує ефективну силу тяжіння тіла до Сонця, а й зменшує згідно з (4) радіальну складову швидкості тіла, яке рухається навколо Сонця еліптичною орбітою. Справді, коли тіло наближається до Сонця ($\cos \theta > 0$), сила F_r збільшується, гальмуючи радіальний рух тіла, коли ж тіло віддаляється ($\cos \theta < 0$), сила F_r зменшується, збільшуючи ефективну силу тяжіння, яка знову ж таки гальмує радіальний рух тіла. За рахунок цього ексцентриситет еліпса зменшується, і його форма поступово наближається до кола.

Тангенційна складова F_t сили радіаційного тиску (див. (5)) зменшує момент імпульсу тіла, завдяки чому тіло поступово наближається до Сонця. Зрозуміло, що дія обох складових сили сонячного тиску відбувається одночасно.

Отже, ефект Пойнтинга-Робертсона приводить до зміни орбіт малих тіл, які під дією сили гравітації та сили тиску сонячного випромінювання за близькими до кіл витками спіралі наближаються до Сонця.

Виникає запитання: чи не загрожує така ж небезпечна подорож нашій планеті? Звичайно, Землю, порівнюючи з піщинкою, малим тілом не назвеш. Але наша планета існує вже майже 5 мільярдів років, і, можливо, за такий великий час її траєкторія суттєво наблизилась до Сонця. Щоб відповісти на це запитання, визначмо час падіння на Сонце тіла, яке розташоване на деякій початковій відстані r_0 від нього і рухається за близькою до кола траєкторією? Остання умова значно спрощує розрахунки і відповідає кутові $\theta \approx \pi/2$ в (4) і (5).

Швидкість зміни моменту імпульсу mvr тіла дорівнює моменту сили $-rF_r$ радіаційного тиску, де знак “-” враховує те, що момент імпульсу зменшується:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(mvr) &= -rF_r = -rF_{Rad} \frac{v}{c} = \\ &= -r \frac{\alpha v}{r^2 c} = -\frac{\alpha v}{c r}, \end{aligned} \quad (6)$$

де $\alpha = \frac{1}{c} u S r_3^2$ з виразу (2) для сили радіаційного тиску.

Щоб знайти залежність радіуса орбіти від часу, потрібно вилучити з рівняння (6) швидкість тіла v і проінтегрувати. Оскільки переміщення тіла в радіальному напрямку незначне, можна вважати, що для будь-якого етапу руху виконується співвідношення, яке справедливе для руху вздовж кола:

$$m \frac{v^2}{r} = \frac{GmM}{r^2} - \frac{\alpha}{r^2}. \quad (7)$$

Із рівняння (7) виражаємо швидкість

$$v = \sqrt{\frac{GM - \alpha/m}{r}},$$

підставмо в (6) і після скорочення одержимо

$$\frac{d}{dt}(r^{1/2}) = -\frac{\alpha}{mc} r^{-3/2} \quad \text{або} \quad dt = -\frac{mc}{2\alpha} r dr.$$

Інтегруючи останнє рівняння

$$\int_0^t dt = -\frac{mc}{2\alpha} \int_{r_0}^r r dr,$$

знаходимо залежність часу руху t від відстані до Сонця r

$$t = \frac{mc}{4\alpha} (r_0^2 - r^2).$$

Розрахуймо розміри тіл, які за час існування Сонячної системи $t \approx 5$ млрд р. $= 1,5 \cdot 10^{17}$ с мали б впасти на Сонце (кінцева відстань – радіус Сонця $r = R = 7 \cdot 10^8$ м) з початкової відстані $r_0 = r_3 = 1$ а. о. $= 1,5 \cdot 10^{11}$ м (відстань від Землі до Сонця). Оскільки $r_0^2 \gg r^2$, з великою точністю можна вважати, що

$$t \approx \frac{mc}{4\alpha} r_0^2 = \frac{mc^2}{4uS}, \quad (8)$$

Вважатимемо, що тіло має сферичну форму діаметром d і густину $\rho = 2 \cdot 10^3$ кг/м³. Тоді

$$m = \frac{\pi}{6} d^3 \rho, \quad S = \frac{\pi}{4} d^2,$$

і вираз (8) для часу падіння набуває вигляду

$$t = \frac{\rho d c^2}{6u},$$

звідки знаходимо діаметр тіла



$$d = \frac{6ut}{\rho c^2} \approx \frac{6 \cdot 1370 \cdot 1,5 \cdot 10^{17}}{2 \cdot 10^3 \cdot 9 \cdot 10^{16}} \text{ м} \approx 7 \text{ м}.$$

Це значно більше від піщинки з першої задачі, але значно менше від розмірів Землі.

Висновок. За час існування Сонячної системи невеликі тіла завдяки силі гравітації з боку Сонця і силі тиску сонячних променів мали б впасти на Сонце. Дійсність, як завжди, виявляється дещо складнішою за наші оцінки. Метеорити і досі падають на Землю, і найстаріші з них мають вік, близький до віку Сонячної системи. Це можна пояснити не лише тим, що ці метеорити “спустилися” з віддалених початкових орбіт, а й іншими чинниками, серед яких найголовніший – гравітаційний вплив з боку планет Сонячної системи. Та це вже інша історія.

Статтю ми почали з двох задач, які проклали стежку до розуміння фізичної природи ефекту Пойнтинга-Робертсона. Наприкінці пропонуємо Вам самостійно розв’язати також дві задачі, на нашу думку, парадоксальні і досить складні, якщо не обмежуватись оманливими якісними поясненнями.

Спробуйте підтвердити свої ідеї щодо розв’язку цих задач обчисленнями та поділіться своїми міркуваннями з читачами журналу “Світ фізики”.

3. Геліоцентрична система відліку.

В системі відліку, яка рухається разом з тілом навколо Сонця, за рахунок аберації світла виникає

тангенційна складова сили тиску сонячного випромінювання. Ця сила зменшує момент імпульсу тіла, внаслідок чого воно наближається до Сонця. А як пояснити появу тангенційної сили в системі відліку “Сонце”? У геліоцентричній системі відліку промені поширюються радіально і ніякої аберації, а, отже, і пов’язаної з нею тангенційної сили, не виникає. Завдяки чому зменшується момент імпульсу тіла?

4. Астероїдна небезпека.

У Сонячну систему з великою швидкістю влітає астероїд. Припустімо, що астероїд має сферичну форму і деяку температуру поверхні (відомо, що всі нагріті тіла випромінюють електромагнетні хвилі: Сонце – у видимому діапазоні, планети – в інфрачервоному). Внаслідок ефекту Доплера випромінювання астероїда має більшу частоту в напрямку руху і меншу – у зворотному. З формули Планка $E = h\nu$ і виразу для імпульсу $p = E/c$ маємо, що випромінювання в напрямку руху переносить більший імпульс, і своєрідна реактивна сила гальмує рух астероїда. Отже, за законом збереження імпульсу швидкість астероїда має зменшуватись. Перейдімо тепер у систему відліку, яка рухається разом із астероїдом. Рівномірно нагрітий астероїд випромінює в усіх напрямках однаково. За законом збереження імпульсу його швидкість має бути незмінною.

Чи змінюватиметься швидкість астероїда від випромінювання ним електромагнетних хвиль?

ЛАВРЕАТИ НОБЕЛІВСЬКОЇ ПРЕМІЇ З ФІЗИКИ 2006 РОКУ

Нобелівською премією з фізики 2006 року нагородили Джона Мезера (John C. Mather) і Джорджа Смута (George F. Smoot) за відкриття неоднорідності реліктового випромінювання і відповідності між його спектром і спектром абсолютно чорного тіла.

Реліктове випромінювання – це космічне електромагнетне фонове випромінювання, яке однаково з усіх напрямків. За своїми спектральними характеристиками воно відповідає випромінюванню абсолютно чорного тіла з температурою майже -270 °С.

Науковці одержали відповідні результати завдяки даним, які одержали за допомогою супутника COBE (його було запущено NASA 1989 року). Працівник NASA Дж. Мезер і професор Каліфорнійського університету в Берклі Дж. Смут очолили роботу великого колективу, що налічував понад тисячу осіб, які готували політ COBE.

Неоднорідність реліктового випромінювання, яке виявив Дж. Смут, несе інформацію про стан Всесвіту після Великого вибуху. Реліктове випромінювання виникло, коли температура Всесвіту була майже 3000 °С. Саме тоді, як підтверджують дослідження лавреатів, розподіл матерії у Всесвіті вже був неоднорідним. У Всесвіті утворювались згустки матерії, з яких згодом виникли галактики.



МАЛА ПЛАНЕТА “КАМЕНЯР”

Богдан Новосядлий,
директор Астрономічної обсерваторії
Львівського національного університету
імені Івана Франка

*Мов планета блудна, я лечу
В тасмничу безодню
І один чую дотик іще –
Дивну руку господню.*

Іван Франко. “Мойсей”

У поясі астероїдів, що між Марсом і Юпітером, своєю орбітою довкола Сонця летить мала планета за номером 2428. Відкрив її 11 вересня 1977 року Микола Черних, астроном із Кримської астрофізичної обсерваторії. Це відкриття зафіксовано в Міжнародному Циркулярі малих планет (№ 6200). У каталозі малих планет із точно визначеними параметрами орбіт Станом на вересень 2006 року було зафіксовано 136563 таких об'єкти. Частина з них має власні назви. Переважно, це імена видатних особистостей різних народів – учених, філософів, письменників, державних діячів. Пріоритетне право давати власні назви планетам належить їхнім відкривачам. Свої пропозиції з обґрунтуванням вони надсилають до Міжнародної астрономічної спілки (МАС), де відповідна комісія розглядає їх і ухвалює рішення про присвоєння власної назви. Астрономічну спільноту про це повідомляє черговий Циркуляр малих планет. Микола Черних запропонував увіковічити ім'я видатного сина українського народу Івана Франка в назві малої планети № 2428, яку він відкрив. Про присвоєння цій малій планеті власного імені “Каменяр” повідомляє Циркуляр малих планет, № 7471 за 1982 рік (в астрономічній літературі її назву пишуть латиною “Kamenyar”). Очевидно, таке рішення було нав'язане 125-ми роковинами від дня народження великого Каменяря, яке світ відзначав 1981 року.

Що сьогодні відомо про малу планету Каменяр?

Точні елементи орбіти, які дають змогу розрахувати її положення серед зір на будь-який момент часу. Середня відстань планети від Сонця – 3,17 астрономічної одиниці (астрономічна одиниця – одиниця відстані в астрономії, яка дорівнює середній відстані Землі від Сонця – 149597870 км), ексцентриситет орбіти – 0,092, її нахил до площини екліптики – 9,3 градуса. Повний оберт довкола Сонця вона здійснює за 5,6 земних років (тобто, це тривалість року на планеті). Вона належить до сімейства астероїдів Верітас (Veritas), які мають близькі елементи орбіт і рухаються синхронно довкола Сонця. З поверхні малої планети Каменяр диск Сонця виглядає втричі меншим, ніж із Землі, а освітленість поверхні, перпендикулярної до сонячних променів, там у 10 разів менша, ніж у нас. А Земля у найбільшій елонгації (кут Сонце-Каменяр-Земля) виглядає як яскрава зоря, з кутовими розмірами лише 5 кутових секунд (до порівняння: розмір диска Марса, видимого із Землі в протистоянні, становить 18 кутових секунд; роздільна здатність неозброєного ока – 1 кутова хвилина).

Діаметр малої планети Каменяр становить 28 км. Найбільших кутових розмірів вона досягає у верхньому протистоянні, коли відстань до неї найменша і дорівнює 0,02 кутової секунди. Кутові розміри зір, зазвичай, значно менші через їхню віддаленість. Тому малі планети, рухаючись довкола Сонця, деколи затуляють собою світло далеких зір. Це рідкісні події, тому астрономи передбачають їх і реєструють всі явища, що пов'язані з ними. Це дає змогу уточнити розміри і форму малої планети, з одного боку, та модель атмосфери зорі, з іншого. Саме тому на малу планету Каменяр було наведено телескопи країн Європи вночі



3 жовтня 2005 року, коли вона затуляла собою зорю із сузір'я Водолія. Подія тривала лише 2,7 секунди.

Її видимий блиск коливається в межах від 15-до 17-ої зоряної величини, залежно від взаємного розташування планет Земля і Каменяря у Сонячній системі. Сьогодні мала планета Каменяря перебуває в сузір'ї Візничого на відстані 2,93 а. о. від Землі, а її зоряна величина становить 16,7. Найближче до Землі вона буде 12 грудня 2006 року. Її відстань від Землі становитиме 2,13 а. о., від Сонця – 3,09 а. о. За таких умов вона матиме максимальний блиск 15,5 зоряних величин. Але навіть у цьому випадку вона в 15000 разів слабша від зорі, яку ще можна побачити неозброєним оком (зорю із блиском 5 зоряних величин). Тому вивчати її можна лише за допомогою потужних чутливих телескопів. Для зоряного телескопа, який

є в астрономічній обсерваторії Львівського національного університету імені Івана Франка (у Брюховичах), гранична зоряна величина становить 14, тому планета сьогодні нам не доступна для спостережень. Утім за допомогою нового зоряного телескопа з діаметром дзеркала 80 см, який будують там і який буде оснащений чутливою цифровою камерою, можна буде вивчати за допомогою різних фільтрів зміни блиску малої планети і поляризаційні властивості її поверхні. Це дасть змогу визначити період обертання малої планети довкола власної осі та його зміни в часі, характер і склад її поверхні.

Отже, науковці та студенти Франкового університету, спостерігаючи малу планету з іменем Великого Каменяря, осягатимуть глибину його відчуття Космосу, як це висловив поет у поемі "Мойсея".

МЕЛВІН ШВАРЦ – ВІДКРИВАЧ МІООННОГО НЕЙТРИНО

28 серпня 2006 р. помер Нобелівський лавреат з фізики 1988 р. Мелвін Шварц. Він із Леоном Ледерманом і Джейком Стейнбергером одержали Нобелівську премію за відкриття міюнного нейтрино, на яку чекали 27 років.

Шварц Мелвін народився 2 листопада 1932 року в Нью-Йорку. Він 1949 р. закінчив фізичний факультет Колумбійського університету. Згодом у цьому університеті науковець працював асистентом, доцентом, професором. Науковець працював у Колумбійському університеті сімнадцять років, а від 1966 р. працював у Стенфордському університеті, де шойно побудували пришвидшувач і розпочали наукові дослідження асиметрії заряду під час розпаду нейтрального каону.

Після відкриття міюнів, π - і K -мезонів було встановлено, що їхній розпад супроводжує випромінювання нейтрино. π - і K -мезони розпадаються на міюон і нейтрино, а міюон – на електрон (позитрон) і два нейтрино. Уже тоді виникло припущення, що нейтрино, утворене в парі з міюном відрізняється від нейтрино, утвореного в парі з електроном. Найаргументованіші припущення щодо цього висловили радянський фізик М. Марков, американський – Ю. Швінгер і японський – К. Нішіджима.

Щоб експериментально перевірити ці припущення, Б. Понтекорво і, незалежно М. Шварц, 1959 р. запропонували використати потік нейтрино високої енергії, що утворюється під час розпаду π -мезонів, які можна отримати за допомогою потужних пришвидшувачів. Під час взаємодії таких нейтрино з нуклонами можуть виникати міюони, а у випадку тотожності електронного та міюнного нейтрино – позитрони. Якщо ж в експерименті спостерігатимуть лише міюони, то це буде доказом існування двох різних типів нейтрино.

Перший успішний експеримент, який показав існування двох типів нейтрино, Л. Ледерман, М. Шварц і Дж. Стейнбергер здійснили 1962 р. на протонному пришвидшувачі Брукгейвенської національної лабораторії в США. Там переважно реєстрували міюон, а не електрон. Нейтрино, що народилися під час розпадів, в яких з'являлись міюони, ніби пам'ятали про своє походження. Під час наступної взаємодії вони знову породжували міюони. Так було доведено існування нового типу нейтрино – міюонного.

Аналогічним експериментом, який 1964 р. провели в ЦЕРНі, підтвердили цей результат, а згодом (1964–1967) довели відмінність міюнного нейтрино від міюнного антинейтрино.





ТВОРЕЦЬ НАУКОВОЇ ШКОЛИ

*До 75-річчя від дня народження
Михайла Бродина*

Михайло Семенович Бродин – видатний український вчений у галузі фізики твердого тіла, нелінійної оптики і квантової електроніки, академік Національної академії наук України. Вся його творча діяльність нерозривно пов'язана з Інститутом фізики НАН України, де він пройшов шлях від аспіранта до академіка – директора Інституту. Його наукові здобутки широко відомі фахівцям у нашій країні й далеко за її межами.

Михайло Бродин народився 30 вересня 1931 року в селі Сівка Войнилівського району Станіславської області (нині Калуський район, Івано-Франківської області) в селянській родині. Закінчивши середню школу в м. Бурштині зі срібною медаллю, він 1948 року вступив на фізико-математичний факультет Львівського державного університету імені Івана Франка. У 1953 році закінчив Університет з відзнакою і за рішенням Державної

екзаменаційної комісії від 27 червня 1953 року одержав кваліфікацію “фізик”. Ученою радою Університету Михайла Бродина як одного з найкращих студентів рекомендували для подальшого навчання в аспірантурі, й першого листопада 1953 року він став аспірантом Інституту фізики АН УРСР.

Закінчивши аспірантуру, М. Бродин розпочав активну дослідницьку діяльність, де яскраво виявились притаманні йому риси – широта наукових інтересів, непересічний талант фізика-експериментатора, глибоке розуміння сутності складних фізичних процесів. Фахівцям відомі його фундаментальні результати зі спектроскопії екситонів. Кандидатську дисертацію “Дослідження поглинання і дисперсії світла в кристалах деяких поліциклічних сполук” він захистив 1957 року, а докторську на тему “Оптичні властивості кристалів в області екситонного поглинання” – 1963 року. За цикл праць із фізики екситонів молодого доктора наук М. Бродина (один з наймолодших в Україні!) разом з іншими вченими 1966 року було нагороджено Ленінською премією, найвищою й найпрестижнішою на той час науковою відзнакою в СРСР.

У середині 1960-х років М. Бродин почав активно працювати в нових напрямках – квантовій електроніці та нелінійній оптиці. В Інституті фізики він створив та очолив відділ нелінійної оптики, яким незмінно керує вже 40 років. Його активна діяльність у галузі нелінійної оптики привела до створення лазерів на змішаних однорідних напівпровідниках A_2B_6 з перелаштованою частотою у видимій та ближній ультрафіолетовій ділянках спектра. Ці результати набули широкого визнання, за них науковці 1974 року одержали Державну премію УРСР.



*Академік Михайло Бродин (зліва) і професор
Ярослав Довгий в редакції журналу
“Світ фізики” (Львів, 2005)*



Значний унесок М. Бродина та його учні зробили в дослідження фундаментальних проблем динамічної голографії. Було створено скалярні та векторні голограми з високою швидкістю запису та з високою ефективністю. Ці результати ґрунтувалися на дослідженнях нелінійних явищ самовпливу світлових променів у широкозонних напівпровідниках. За цикл фундаментальних праць у царині динамічної голографії та нелінійної оптики М. Бродин і його колеги 1982 року були нагороджені Державною премією СРСР.

Під керівництвом М. Бродина в Інституті фізики НАН України від 1990 року було започатковано дослідження в новому напрямі – лазерній фотоакустичній спектроскопії матеріалів електронної техніки. Успішна діяльність у цьому напрямі увінчалась низкою важливих наукових результатів й привела до створення унікального діагностичного комплексу – лазерного термохвильового інтроскопа (Державна премія України в галузі науки і техніки 1994 року).

За цикл праць із дослідження поверхневих екситонів та деформуючих поляритонів у молекулярних кристалах 1998 року М. Бродина нагородили премією ім. К. Д. Синельникова НАН України. За його ініціативи у 90-х роках ХХ сторіччя було розгорнуто дослідження з фізики низькорозмірних напівпровідникових структур. Елементами цього напівпровідникового наносвіту є квантові точки, про які деколи говорять як про штучні атоми, маючи на увазі їхній квазіатомний дискретний енергетичний спектр, а також квантові нитки. Проблема взаємодії лазерного випромінювання з такими системами є в полі зору ювіляра досі.

М. Бродин є автором понад 350 наукових праць. Він створив наукову школу, яка плідно працює в галузях нелінійної оптики, лазерної фізики і фізики твердого тіла.

Академік багато сил віддає науково-організаційній діяльності. Понад 10 років він обіймав по-

саду академіка-секретаря Відділення фізики та астрономії НАН України і 20 років (1987–2006) був директором Інституту фізики НАН України. За цей час Михайло Семенович зберіг і розвинув кращі традиції Інституту фізики, що є найстаршим науковим закладом фізичного профілю в Україні. В Інституті утвердилися нові наукові напрями, такі як фізика рідких кристалів, фізика біологічних систем та нанофізика. На світовому рівні ведуться роботи в галузі лазерної фізики та нелінійної оптики, фізики твердого тіла і фізичної електроніки. Про високий рівень досліджень свідчать гранти різних міжнародних наукових фондів; за кількістю яких Інститут лідирує серед інших інститутів НАН України. М. Бродин – голова Наукової ради НАН України з квантової електроніки, а також член кількох наукових рад НАН України і Російської академії наук. Він також головний редактор “Українського фізичного журналу” і член редколегій добре відомих міжнародних журналів “Квантова електроніка”, “Materials Science”, “Фізика напівпровідників, квантова та оптоелектроніка”, “Український журнал фізичної оптики”, “Світ фізики”. Нині М. Бродин – почесний директор Інституту фізики НАН України.

Як випускник Львівського університету М. Бродин ніколи не забуває про свою Alma Mater. Неодноразово виступав із лекціями перед студентами та науковцями фізичного факультету. За видатний унесок у розвиток науки і виховання наукових кадрів йому 2000 року присвоєно звання “Почесний доктор наук” Львівського національного університету імені Івана Франка.

Михайло Семенович продовжує багатогранно і плідно працювати для розвитку української науки, веде активну діяльність щодо реалізації наукових ідей у конкретні розробки та втілення їх у життя. Академік Бродина характеризує велика працездатність, захоплення своєю справою, порядність, скромність, демократичність.

Ярослав Довгий,

професор Львівського національного університету імені Івана Франка

Редакційна колегія журналу “Світ фізики”

**щиро вітає академіка Михайла Семеновича Бродина з ювілеєм,
зичить йому доброго здоров'я і щасливого творчого довголіття.**



До 90-річчя від дня народження

Трудівник фізики

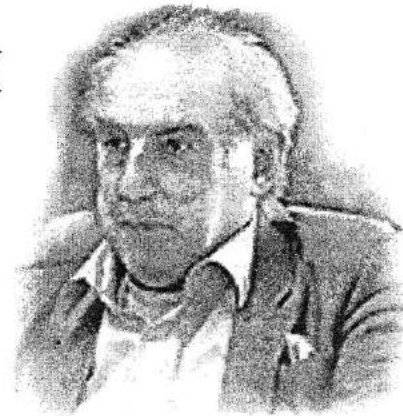
"В. Гінзбург завжди був трудівником фізики. Він не знав ні вихідних, ні свят. Здавалось, що його розум не знає відпочинку. Напевно тому він дуже швидко став фізиком з великої літери."

ГІНЗБУРГ Віталій Лазарович представляє відразу дві відомі наукові школи теоретичної фізики – радіофізичну в Нижньому Новгороді та твердотільну і космофізичну в Москві. Його праці визначали шляхи розвитку фізики й астрофізики наприкінці минулого сторіччя, а сам В. Гінзбург став одним із небагатьох універсальних фізиків-теоретиків другої половини ХХ сторіччя. Світова наукова громадськість, висувуючи В. Гінзбурга в номінанти Нобелівської премії, насамперед високо оцінила його внесок у теорію надпровідності й надплинності.

В. Гінзбург народився 4 жовтня 1916 року в Москві (Росія). Його батьки одружилися, коли батькові виповнився 51 рік, а матері – 28. За два роки після одруження в них народився Віталій. Коли хлопчикowi було чотири роки в нього померла мати. Дитинство Віталія пройшло в Москві у важкі післяреволюційні роки. До школи він пішов відразу до 4-го класу, і провчився там лише до 7-го класу. В ті роки в СРСР ліквідували повну середню освіту, і поновили її лише за декілька років. Вже навчаючись у Московському державному університеті, В. Гінзбург за три місяці "довчив" програму за повну середню школу.

В. Гінзбург 1938 року закінчив фізичний факультет Московського державного університету ім. Ломоносова. Того ж року його призвали до армії, але оскільки він навчався в аспірантурі, то йому дали відтермінування.

В. Гінзбург 1940 року закінчив навчання в аспірантурі, і, захистивши кандидатську дисертацію, почав працювати в престижному Фізичному інституті Академії наук СРСР. Тоді В. Гінзбург розв'язав низку задач квантової електродинаміки, зокрема науковець зробив вагомий внесок у тео-



ВІТАЛІЙ ГІНЗБУРГ
(Vitaliy Ginzburg)

рію випромінювання та поширення світла в твердих тілах і рідинах. Після відкриття ефекту Вавилова-Черенкова, В. Гінзбург 1940 року створив квантову теорію цього ефекту й теорію надсвітлового випромінювання в кристалах.

Під час Другої світової війни Фізичний інститут Академії наук СРСР евакуювали до Казані, де працівників долучали до різної роботи, зокрема, він вивантажував колоди з баржі разом із видатними науковцями І. Таммом, Г. Ландсбергом та іншими. Підозрюючи в В. Гінзбурга важку хворобу (туберкульоз), його скерували на лікування. Під час війни він декілька разів поривався піти на фронт, однак у силу різних обставин йому відмовляли. Він вважав, що краще померти в бою, ніж опинитися в німецькій окупації.

Під час Другої світової війни він працював над завданнями, пов'язаними з оборонною тематикою – "розмиванням" радіоімпульсів під час їхнього відбивання від йоносфери (це започаткувало багаторічні дослідження поширення електромагнетних хвиль у плазмі), електромагнетними процесами.

В. Гінзбург із І. Франком 1946 року створив теорію перехідного випромінювання, яке виникає під час перетину частинкою межі двох середовищ. Науковець також зробив вагомий внесок у феноменологію сегнетоелектричних явищ, у теорію фазових переходів, теорію екситонів, кристалооптику. Наприкінці 1940-х років він зацікавився теорією елементарних частинок, які пов'язані з вищими спінами.



Від 1940-х років й досі В. Гінзбург веде наукові дослідження в теорії надпровідності й надплинності – від термоелектричних явищ у надпровідниках до виявів надпровідності у Всесвіті.

Науковими наставниками В. Гінзбурга були І. Тамм і Л. Ландау (обидва фізики стали лавреатами Нобелівської премії). Півфеноменологічна теорія надпровідності, яку створили В. Гінзбург і Л. Ландау 1950 року (її називають теорією Гінзбурга-Ландау), стала підґрунтям для пізнішої мікроскопічної теорії Бардина-Купера-Шриффера й залишається актуальною досі.

Науковець разом із Л. Пітаєвським 1958 року створили півфеноменологічну теорію надплинності (теорія Гінзбурга-Пітаєвського). В. Гінзбург 1960 року вивів критерій застосування теорії середнього поля в фазових переходах II роду (критерій Гінзбурга). Нині В. Гінзбург бере активну участь у дослідженнях механізмів високотемпературної надпровідності.

В. Гінзбург після війни у складі групи фізиків під керівництвом І. Тамма декілька років працював над створенням радянської термоядерної зброї. Він запропонував одну з трьох головних ідей (за термінологією А. Сахарова), які стали підґрунтям створення радянської термоядерної зброї. За це наприкінці 1953 року його нагородили високою урядовою нагородою. Але, можливо, найважливішою нагородою була своєрідна “ядерна охоронна грамота”, яка врятувала вченого, одруженого з репресованою, від арешту в трагічні післявоєнні роки сталінізму та дала змогу працювати в різних галузях теоретичної фізики.

В. Гінзбург від 1946 року досліджує радіовипромінювання Сонця. Саме він передбачив існування радіовипромінювання від зовнішніх ділянок сонячної корони. Науковець у 1956–1958 роках запропонував метод вивчення структури навколосонячної плазми, а 1960 року – метод дослідження космічного простору з поляризації випромінювання радіоджерел. Йому належить ідея спостерігати за дифракцією радіоджерел на краю місячного диска. Він цікавиться проблемами походження і складом космічних променів, магнетогальмівним випромінюванням у міжгалактичних магнетних полях.

В. Гінзбург одним із перших науковців зрозумів важливу роль рентгенівської та гамма-астро-

номії, зокрема, в оцінюванні протонно-ядерної компоненти космічних променів.

В. Гінзбург став доктором фізико-математичних наук із 1942 року, професором – з 1945 року, членом-кореспондентом АН СРСР – з 1953 року, академіком АН СРСР (нині РАН) з 1966 року. Від 1940 року В. Гінзбург працює у Відділенні теоретичної фізики ім. І. Е. Тамма Фізичного інституту ім. П. М. Лебедева РАН. За сумісництвом у 1945–1961 роках був професором Горьківського державного університету, завідував кафедрою радіофакультету. Тоді багато фізиків працювало в Горькому, оскільки недалеко від цього міста було створено суперсекретний ядерний центр. Від 1968 року В. Гінзбург – професор, завідувач кафедри проблем фізики і астрофізики Московського фізико-технічного інституту.

В. Гінзбург – популяризатор науки, автор низки книжок та статей з різних проблем сучасної фізики й астрофізики. Він публікує статті про діяльність Російської академії наук.

В. Гінзбурга разом із О. Абрикосовим і Е. Лагеттом нагородили Нобелівською премією з фізики 2003 року “за вагомий внесок у пояснення двох феноменів квантової фізики: надпровідності й надплинності”.

Наукову діяльність В. Гінзбурга було також відзначено Державною премією СРСР (1953), Ленінською премією (1966), золотою медаллю ім. М. В. Ломоносова за видатні досягнення в галузі теоретичної фізики й астрофізики (1995), золотою медаллю ім. С. І. Вавилова за видатні праці в галузі фізики, зокрема за низку праць з теорії випромінювання рівномірно рухомих джерел (1995), премією Російської академії наук ім. Л. І. Мандельштама, міжнародними преміями ім. Бардина та ім. Вольфа, золотою медаллю Лондонського королівського астрономічного товариства.

В. Гінзбург є членом Російської академії наук, Лондонського королівського товариства, Американської національної академії наук, Міжнародної академії астронавтики, Американської академії наук і мистецтв, Данської, Індійської та інших академій наук.

**Олександр Гальчинський,
Галина Шопя**



Умови задач

XV Всеукраїнського відкритого турніру юних фізиків 2006/2007 навчального року

*Наука витончує розум,
навчання загострює пам'ять.*

*Кузьма Прутков,
афоризм № 7*

1. "Вигадайте самі"

Виготовте водяний хронометр. Які саме і як потрібно вводити поправки для максимально точного визначення інтервалів часу?

2. "Заряд із нічого"

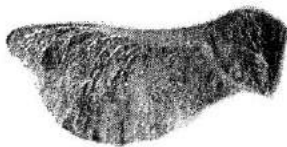
Після розрядження електrolітичного конденсатора шляхом замикання накоротко його виводів на них згодом знову з'являється напруга. Дослідіть та опишіть це явище.

3. "Знову повітряна кулька"

Дослідіть, як змінюється коефіцієнт відбивання та поглинання світла повітряної кульки, коли її надувають? Які принципові відмінності будуть спостерігатися для звуку?

4. "Вертоліт"

Опишіть кількісно рух крилатки клена, яка вільно падає.



5. "Очевидне та неймовірне"

Посудину з водою освітлюють згори. Якщо акуратно занурювати з поверхні води вглиб дротяне кільце, на дні посудини можна спостерігати оп-

тичні образи. Виймаючи кільце з води, Ви побачите, що оптична картина змінюється. Вивчіть, за яких параметрів системи можна одержати оптичну систему, що дає найчіткіше зображення джерела світла.

6. "Під шум пропелера"

До кінця швацької нитки прив'яжіть картонну пластинку. Якщо обертати пластинку на нитці, наприклад, у вертикальній площині, то за деякий час виникне характерний звук. Дослідіть, від чого залежить висота його тону.

7. "Колосок рухається і не рухається"

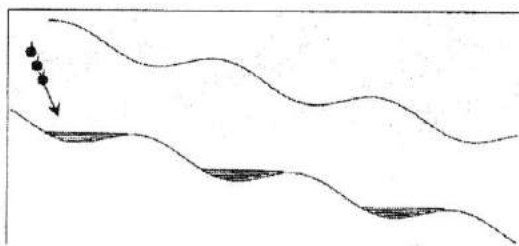
Якщо колосок покласти на горизонтальну поверхню, що вібрує, то він починає поступально рухатися. Від чого залежать його швидкість і напрямок руху?

8. "Гори, гори ясно"

Знайдіть такий режим подачі газу, за якого, щоб довести чайник до кипіння, знадобилась найменша кількість газу. Як змінюватимуться режими залежно від ступеня заповнення чайника?

9. "Водяний каскад"

Жолоб із рифленою поверхнею розташовано на похилій площині. Якщо дозволити воді текти по ньому, то за деяких умов утвориться водяний каскад. Дослідіть це явище.



10. “Таємниці сфінксів”

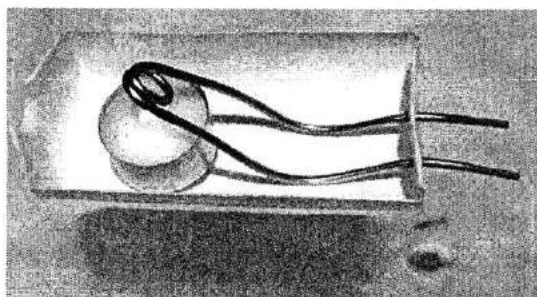
Існує версія, що єгиптяни не будували сфінкса, а він утворився природно унаслідок особливих умов у Єгипті. А єгиптяни тільки доробили і оздобили його. Поясніть з фізичного погляду, як у пустелі Єгипту могла утворитися форма, подібна до сфінкса, і запропонуйте модель, що дає змогу розрахувати цю форму.

11. “Крижані гори”

Наповнений водою пластиковий контейнер поміщають у морозильну камеру. Горизонтальна поверхня, що утворилася під час замерзання, може бути досить нерівною, а деколи на ній навіть виростає “гуля”. Дослідіть це явище і визначіть оптимальні умови для вирощування такої “гулі”.

12. “Свічковий човник”

Човен можна легко перетворити на пароплав за допомогою свічки і порожнистої трубки з відкритими кінцями (див. рис.). Поясніть механізм виникнення руху й оптимізуйте свою модель човника для досягнення максимальної швидкості.



13. “Ой, нелегка ж це робота – тягти з болота бегемота”

Існує думка про те, що, потрапивши в болото, не варто різко рухатися, щоб вибратися з нього. Запропонуйте модель явища, дослідіть “умови плавання” тіла в болоті та поясніть їх відмінності від відповідних умов для звичайних рідин.

14. “Пиляйте Шуро, пиляйте”

Відомо, що під час швидкого згинання металевий дріт нагрівається. Як залежить тепловиділення в дроті від кількості згинань за одиницю часу?

15. “По лезу бритви”

На поверхню води акуратно опустіть лезо від безпечної бритви. Якщо до леза піднести заряджене тіло, то лезо буде відштовхуватися від нього. Як буде поводитись лезо, якщо створити обертове електричне поле? Дослідіть та опишіть явище, яке Ви спостерігаєте.

16. “Незвичний контур”

Виготовте з м’якого дроту спіраль і приєднайте її до зарядженого конденсатора. Опишіть і продемонструйте можливі фізичні явища, що виникають при цьому.

17. “Думи”

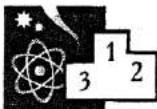
*На берегу пустинних волн
Стоял Он, дум великих полн.*

О. Пушкін. “Мідний вершник”

Чи можна, і якщо так, то як саме фокусувати або, навпаки, розсіювати морські хвилі відповідним формуванням профілю морського дна?

Задачі запропонували:

**І. Анісімов, О. Кельник, Б. Кремінський,
Н. Поліхун, О. Хоменко (Київ), О. Л. Камін,
О. О. Камін (Луганськ), О. Шевчук (Ніжин),
К. Главацький (Норвегія), П. Віктор,
В. Колебошин, С. Колебошин, В. Кулінський,
О. Майтвейчук, О. Пушкін, Ю. Скворцов
(Одеса), І. Казачек (Севастополь),
І. Гельфгат (Харків)**



Умови задач

XI Відкритого Луганського турніру юних фізиків 2006/2007 навчального року, (юніорська ліга, 8–9-ті класи)

*Фізика – дивовижна річ: вона цікава
навіть тоді, коли нічого в ній не розумієш.*

*Михайло Аров,
призер III, IV, V Всеукраїнських
турнірів юних фізиків*

1. “Придумай сам. Людина-амфібія”

Оцініть швидкість плавця в ластах – на поверхні води і під водою. Порівняйте її зі швидкістю плавця без ласт. Запропонуйте спосіб ще більшого збільшення швидкості без додаткових затрат енергії.

2. “Не бий лежачого”

Оцініть величину сили, з якою діє “лежачий поліцейський” на транспортний засіб. Від яких параметрів вона залежить? опишіть ефект теоретично і дослідіть експериментально.

3. “Стара платівка”

Грамплатівку можна послухати без електричного програвача. Поясніть, за яких умов і чому це вдається. опишіть ефект теоретично та дослідіть експериментально.

4. “Несе Галя воду...”

Наприклад, повне горнятко чаю. Визначіть, за яких умов чай не розіллється. опишіть процес теоретично та дослідіть експериментально.

5. “Купа чи не купа”

На горизонтальну поверхню насипте купку піску. Поверхня починає вібрувати. За який час купка розсипеться по поверхні? Від яких параметрів за-

лежить цей час? Дослідіть ефект експериментально та опишіть теоретично.

6. “Піф-паф – і тиша”

У детективних фільмах деколи подушку використовують, щоб приглушити постріл пістолета. Оцініть кількісно ефективність такого глушника. Від чого вона залежить?

7. “Як проникають у банки”

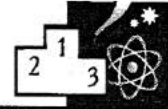
Відомий фізичний експеримент: на столі лежить тенісна кулька і півлітрова скляна банка. Помістіть тенісну кульку в банку, не доторкаючись до неї нічим, крім самої банки. За яких параметрів дослідних величин можливий ефект? опишіть ефект теоретично та дослідіть експериментально.

8. “Вказівний промінь”

З якої відстані можна помітити промінь лазерного вказівника, який спрямований на Вас? опишіть ефект теоретично та дослідіть експериментально.

9. “Вдармо, тітко, по склянці”

У телепередачі “Що? Де? Коли?” донька моряка показала одноразові пластикові склянки розміром трохи більші від наперстка і запитала: як одер-



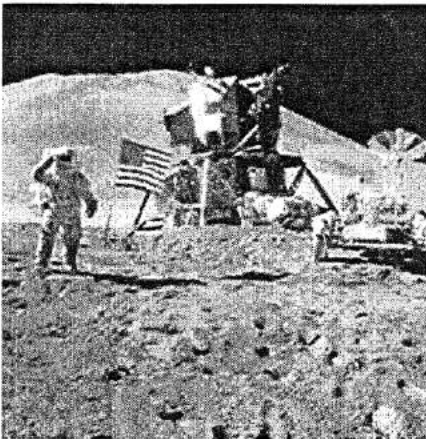
жати такі склянки із звичайних? Знавці не відповіли на це запитання. Дайте відповідь на нього та опишіть ефект кількісно.

10. “Папір все витерпить”

Палиця завтовшки 1–2 см лежить на паперових кільцях, які підвішені на лезах бритви. По палиці б'ють дерев'яним мечем. Палиця ламається, а паперові кільця залишаються цілі. За яких параметрів системи це можливо? Опишіть ефект теоретично та дослідіть експериментально.

11. “А чи був політ?”

Під час першої експедиції на Місяць (Аполлон-11) було зроблено світлинку, на якій видно прапор, що ніби розвіюється. Чи можливе таке? Дослідіть явище та опишіть його теоретично.



12. “Задача Воланда”

Рукописи не горять!

М. Булгаков

Відомий дослід: металевий стрижень щільно обгортають папером і підносять до газового пальника. Папір не горить. За яких співвідношень параметрів системи можливий цей ефект? Опишіть ефект теоретично та дослідіть експериментально.

Задачі запропонували:

М. Булгаков (Київ-Москва),

О. О. Камін, О. Л. Камін,

А. Крючков, І. Порохня,

Р. Трофименко

Усім, хто хоче взяти участь у турнірі варто знати:

Склад команди – до 6-ти школярів 7–9 класів; можлива участь одного десятикласника.

Турнір проводитиметься за правилами Всеукраїнського ТЮФу з такими доповненнями:

учасник команди (десятикласник) має право виходити як Доповідач, Опонент чи Рецензент раз упродовж бою (участь у полеміці виходом не вважають).

У фіналі турніру буде запропоновано нові задачі, які учасники розв'язуватимуть 4–5 годин перед фіналом без участі керівників команд.

Турнір відбуватиметься в м. Луганську наприкінці квітня або на початку травня 2007 року. Про точніші терміни буде повідомлено не пізніше, ніж за місяць до початку турніру.

Додаткову інформацію можна одержати електронною поштою: kamin@ler.lg.ua

БУВАЛЬЩИНА З ІСТОРІЇ ФІЗИКИ

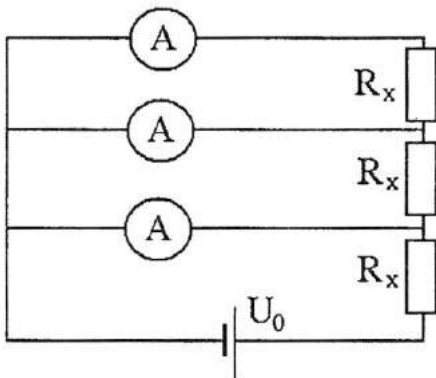
З електронної теорії Лоренца випливало, що спектральні лінії речовин, які було поміщено в магнетне поле, мають подвоюватись. Довгий час це явище не вдалось підтвердити, поки не допоміг випадок. У Лейденському університеті виникли непорозуміння з пожежною інспекцією. Хтось доніс у магістрат, що в низькотемпературній лабораторії Камерлінга-Оннеса, де зріджували гази, накопичено багато водню, і вона ось-ось злетить у повітря. Лабораторію довелось закрити, а працівників долучили до інших справ. Одним із них був Пітер Зеєман, який, користуючись нагодою, став уважно досліджувати спектри речовин, які випромінювали в сильних магнетних полях. Сам Зеєман довів, що спектральні лінії роздвоюються (це явище згодом назвали “ефектом Зеємана”).

За дослідження впливу магнетизму на спектри речовин 1902 року Зеємана і Лоренца нагородили Нобелівською премією.

РОЗВ'ЯЗКИ ЗАДАЧ ІV ЕТАПУ ВСЕУКРАЇНСЬКОЇ ОЛІМПІАДИ З ФІЗИКИ (Одеса, 2006)

8-й клас

Задача 1.



Верхній амперметр і резистор з'єднані послідовно й паралельно до них приєднано середній амперметр. За умовою задачі, сила струму, що проходить через середній амперметр, в 4 рази більша від сили струму, що проходить через верхній амперметр.

$$I_B(R_x + r) = 4I_A r,$$

де r – опір амперметра.

Звідси, опір амперметра r втричі менший від опору резистора R_x :

$$r = \frac{1}{3} R_x.$$

Тому спад напруги між точками A і B буде:

$$I_H \cdot r = (I_C + I_B) \cdot R_x + I_C \cdot r.$$

Тепер легко знайти силу струму, який проходить через нижній амперметр.

$$I_H = 3 \cdot I_B + 4 \cdot I_C = 19 \text{ мА}.$$

Якщо відомі всі сили струмів і напруга батареї, можна визначити опір резистора, скориставшись законом Ома:

$$I_H \cdot r + (I_H + I_C + I_B) \cdot R_x = U_0,$$

звідси

$$R_x = \frac{U_0}{4/3(I_H + I_C + I_B)} = 148,3 \text{ Ом}.$$

Отже, через нижній амперметр проходить струм 19 мА, а опір резистора дорівнює 148,3 Ом.

Задача 2.

Оцінімо, скільки теплоти виділиться при перетворенні пари на воду і далі під час охолодження всієї води (разом із конденсованою) до температури 0°C :

$$Q_1 = m_3 \cdot r + C_2 \cdot m_2 \cdot t_2 + C_2 \cdot m_3 \cdot 100.$$

$$Q_1 = 0,1 \cdot 2300 \cdot 10^3 + 4,2 \cdot 10^3 \cdot 4,50 + 4,2 \cdot 10^3 \cdot 0,1 \cdot 100 = 1112 \text{ кДж}$$

Оцінімо, скільки теплоти потрібно для нагрівання льоду до 0°C і далі перетворення його на воду:

$$Q_2 = C_1 \cdot m_1 \cdot |t_1| + m_1 \cdot \lambda$$

$$Q_2 = 2,1 \cdot 10^3 \cdot 4,20 + 4 \cdot 340 \cdot 10^3 = 1528 \text{ кДж}$$

$Q_1 < Q_2$, отже, не увесь лід розтане, а тільки деяка його частина Δm , при цьому встановлюється температура 0°C .

Рівняння теплового балансу буде:

$$Q_1 = C_1 \cdot m_1 \cdot |t_1| + \Delta m \cdot \lambda.$$

Звідси

$$\Delta m = \frac{Q_1 - C_1 m_1 |t_1|}{\lambda},$$

$$\Delta m = \frac{1112 \cdot 10^3 - 2,1 \cdot 10^3 \cdot 4 \cdot 20}{340 \cdot 10^3} = 2,78 \text{ кг}.$$

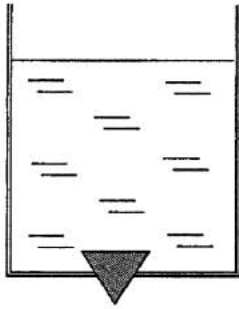
Маса льоду і води, що залишиться в посудині, буде:

$$m_{\text{л}} = m_1 - \Delta m = 4 - 2,78 = 1,22 \text{ кг},$$

$$m_b = m_2 + \Delta m = 4 + 2,78 = 6,88 \text{ кг.}$$

Отже, маса льоду 1,22 кг, маса води 6,88 кг, маса пари 0 кг.

Задача 3.



Уявімо собі, що верхня частина корка повністю занурена в рідину, яка може підтікати під нього. Тоді на верхню поверхню корка з боку рідини діяла б сила тиску F_1 (спрямована донизу), на бічну поверхню – рівнодійна сил тиску F_3 (спрямована догори), на нижню поверхню – сила тиску F_2 буде:

$$F_2 = \rho \cdot g \cdot \left(H + \frac{L}{2} \right) \cdot \frac{S}{4} \text{ (спрямована догори).}$$

Силу Архімеда, яка діяла б з боку рідини на цю уявну частину корка, можна записати:

$$F_A = \rho \cdot g \cdot V' = \rho \cdot g \cdot V' \cdot \frac{7}{8} \cdot \frac{LS}{3} = F_2 + F_3 - F_1$$

де V' – об'єм верхньої частини корка.

Насправді ж на корок з боку рідини діють лише сили F_1 і F_3 . Їх рівнодійна буде:

$$R = F_3 - F_1 = -F_2 + \rho \cdot g \cdot \frac{7}{8} \cdot \frac{LS}{3} = \rho \cdot g \cdot S \cdot \left(-\frac{H}{4} + \frac{L}{6} \right)$$

Із урахуванням зовнішньої сили F , спрямованої догори, умова відкриття отвору матиме вигляд:

$$F \geq \rho \cdot g \cdot S \cdot \left(\frac{H}{4} - \frac{L}{6} \right) + \rho_0 \cdot g \cdot \frac{LS}{3}$$

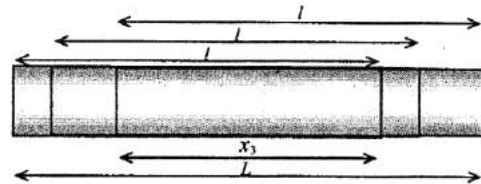
Шукане значення H_m мінімальної висоти рівня рідини відповідає умові $F = 0$, звідки

$$H_m = \frac{2}{3} L \cdot \left(1 - \frac{2\rho_0}{\rho} \right)$$

Якщо $2\rho_0 > \rho$, то корок не спливатиме за будь-якого невід'ємного значення H .

Задача 4.

Можливі дві принципово різні схеми під'єднання реостата в електричне коло. Перша – якщо напругу підводять до внутрішньої та зовнішньої труб. Друга – якщо напругу підводять до сусідніх труб. Розгляньмо перший випадок.



1. Припустімо, що довжина реостата менша ніж подвоєна довжина труби $L < 2l$. Тоді реостат обов'язково матиме ділянку з трьох паралельно складених труб, довжина якої $x_3 = 2l - L$ не залежить від положення середньої труби. Ділянки з двох паралельно складених труб і ділянки з однією трубою мають однакову довжину $x_1 = x_2 = L - l$, яка також не залежить від положення середньої труби. Загальний опір реостата буде:

$$R = R_1 + R_2 + R_3, \quad R_3 = \frac{x_3}{3l} R_0,$$

$$\text{де } R_1 = \frac{x_1}{l} R_0, \quad R_2 = \frac{x_2}{2l} R_0, \quad R_3 = \frac{x_3}{3l} R_0,$$

$$R_0 = \rho \frac{l}{S} \approx \rho \frac{l}{2\pi r d} = 10^{-7} \text{ Ом} \cdot \text{м} \cdot \frac{5 \cdot 10^{-1} \text{ м}}{2\pi \cdot 5 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot 10^{-4} \text{ м}} \approx \text{опір однієї} \approx 1,6 \cdot 10^{-3} \text{ Ом}$$

труби.

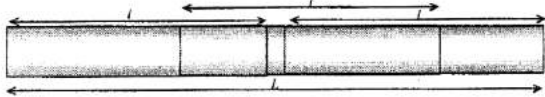
Отже, опір реостата завдовжки L ($l \leq L < 2l$) буде

$$R = R_0 \frac{6x_1 + 3x_2 + 2x_3}{6l} = R_0 \frac{7L - 5l}{6l} \quad (1)$$

2. Припустімо, що довжина реостата не менша ніж подвоєна довжина труби $L \geq 2l$. Тоді рео-

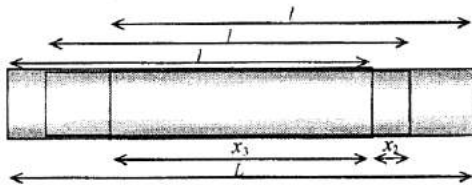
стат обов'язково матиме ділянки з двох паралельно складених труб, загальна довжина яких $x_2 = 3l - L$ не залежить від положення середньої труби. Ділянки з однієї труби мають загальну довжину $x_1 = 2L - 3l$ (загальна сума усіх ділянок L). Опір реостата в цьому випадку буде:

$$R = R_1 + R_2 = R_0 \left(\frac{x_1}{l} + \frac{x_2}{2l} \right) = R_0 \frac{3L - 3l}{2l}. \quad (2)$$

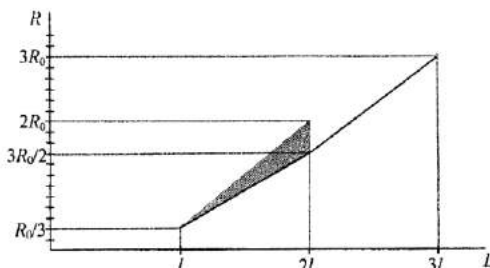


Графік залежності опору реостата від його довжини має вигляд двох відрізків прямих (1) і (2) для $l \leq L < 2l$ і $2l \leq L < 3l$, відповідно.

Розгляньмо другий випадок.

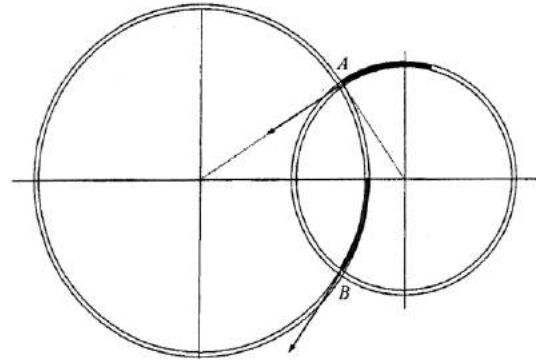


Напругу підводять до сусідніх труб, наприклад, зовнішньої та середньої. У цьому випадку внутрішня труба матиме ділянку, по якій струм йти не буде, на відміну від попереднього, коли всіма трубами проходив струм. Опір реостата фіксованої довжини L залежатиме від положення середньої труби, і на графіку $R(L)$ для кожного значення довжини матиме відрізок значень опору. З цих відрізків складеться трикутник, який зображено поряд із графіком залежності опору реостата від його довжини для першого випадку.



Задача 5.

За умовою задачі трикутник, який утворений центрами кіл і точкою A , має кути 30° і 60° і є пря-



мокутним. Тоді відношення радіусів більшого і меншого кіл буде:

$$\frac{R}{r} = \sqrt{3}.$$

Назвимо першим потяг, який виїжджає з точки A , а другим той, що виїжджає з B . Тоді час, за який локомотив першого потягу проходить точку A , буде:

$$t_{1A} = \frac{2\pi r}{v} m,$$

де m – ціле число, яке означає, скільки разів перший потяг пройде по колу.

Час, за який локомотив першого потяга проходить точку B , буде:

$$t_{2A} = \frac{5\pi R}{3v} + \frac{2\pi R}{v} n.$$

Аналогічно для другого потяга

$$t_{2A} = \frac{5\pi R}{3v} + \frac{2\pi R}{v} n,$$

$$t_{2B} = \frac{2\pi R}{v} n.$$

Можлива аварія відбудеться в точці A або B , якщо час прибуття до цієї точки потягів відрізнятиметься в той чи той бік на 5 с (час проходження потяга повз точку), тобто на

$$\frac{l}{v} = \frac{1}{12} \frac{2\pi R}{v}.$$

Отже, $|t_{2A} - t_{1A}| < \frac{l}{v}$, $|t_{2B} - t_{1B}| < \frac{l}{v}$.

Підставмо значення часів в одержані формули

і врахуймо, що $\frac{2\pi R}{v} = 1$ хв.

Можлива аварія відбудеться в точці A , якщо

$$\left| n - \frac{1}{\sqrt{3}}m + \frac{5}{6} \right| < \frac{1}{12}. \quad (1)$$

Можлива аварія відбудеться в точці B , якщо

$$\left| n - \frac{1}{\sqrt{3}}m - \frac{1}{3\sqrt{3}} \right| < \frac{1}{12}. \quad (2)$$

Знайти, за яких найменших додатних значень n і m виконуються нерівності (1) і (2) не дуже складно. З'ясується, що можлива аварія відбудеться в точці B , якщо $n = 2$ і $m = 3$. Другий потяг після двох повних проходжень по колу досягне цієї

точки на $\left(2 - \frac{3}{\sqrt{3}} - \frac{1}{3\sqrt{3}} \right)$ хв $\approx 4,53$ с пізніше від

першого. Тобто аварія відбудеться рівно за 2 хв.

Наочнішим є графічний метод розв'язку. Якщо відкласти вздовж осі абсцис m , а вздовж ординат n , нерівності (1) відповідатиме смуга між прямими

$$n = \frac{1}{\sqrt{3}}m - \frac{5}{6} - \frac{1}{12} \quad \text{і} \quad n = \frac{1}{\sqrt{3}}m - \frac{5}{6} + \frac{1}{12},$$

а нерівності (2) – смуга між прямими

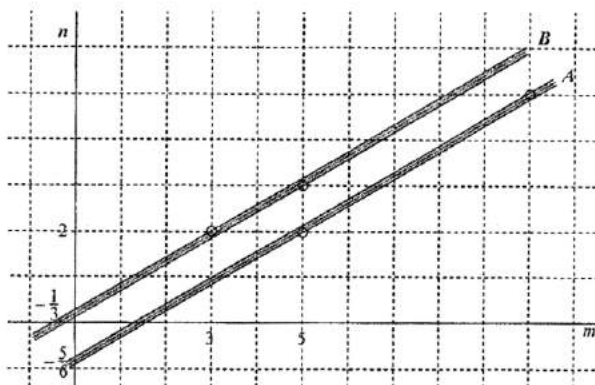
$$n = \frac{1}{\sqrt{3}}m + \frac{1}{3\sqrt{3}} - \frac{1}{12} \quad \text{і} \quad n = \frac{1}{\sqrt{3}}m + \frac{1}{3\sqrt{3}} + \frac{1}{12}$$

(див. рис.). Всі прямі мають однаковий кут нахилу 30° і досить точно можуть бути побудовані на аркуші паперу з відповідним масштабом. Ширина смуги у вертикальному напрямку $1/6$. Як видно з графіка, перша точка з цілими значеннями m і n має координати (3; 2).

Щоб відповісти на запитання про найбільший час безаварійного руху, слід "порухати" смуги у вертикальному напрямку, добиваючись того, щоб на якомога більшій ділянці смуги не було вузлів масштабної сітки. Зрозуміло, що початкове положення потягів не довільне, якщо ми шукаємо найбільший час безаварійного руху. Справді, якщо б у початкових положеннях потяги не дотикались один одного, можна було б відтягнути їх на рівні відстані назад до дотику і, визначивши так нові стартові умови, збільшити час безаварійного руху.

Отже, початок руху відповідає аварійній ситуації, кінець – також. Смуга проходить через початок координат.

Найбільша відстань між двома вузлами, які потрапляють у смугу, – це 7 одиниць по горизонталі і 4 по вертикалі. Для другої смуги найбільша відстань між вузлами така ж сама. Тобто в найсприятливішому випадку можлива аварія відбудеться в іншій точці, коли перший потяг пройде сім неповних кіл (малих), а другий потяг – чотири неповні кола (великі).



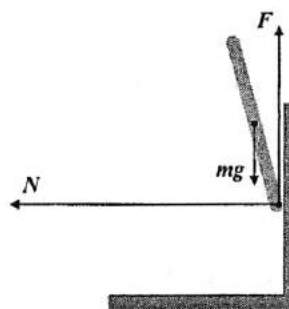
9-й клас

Задача 1.

Дивіться розв'язок задачі 3 (8-й клас).

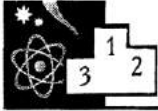
Задача 2.

Людина, відштовхуючись від стіни, зменшує свою швидкість у горизонтальному напрямку, водночас збільшуючи швидкість у вертикальному напрямку. У цей момент на неї діють сила реакції опори N , сила тертя F і сила тяжіння mg .



Запишімо проекції другого закону Ньютона на координатні осі.

$$\begin{cases} m \frac{v_x - v_{0x}}{\Delta t} = -N \\ m \frac{v_y - v_{0y}}{\Delta t} = F - mg \end{cases}$$



За умови відсутності проковзування між взуттям людини і стінкою

$$F \leq \mu N.$$

Підставмо в цю нерівність F і N із системи динамічних рівнянь

$$m \frac{v_y - v_{0y}}{\Delta t} + mg \leq \mu m \frac{v_{0x} - v_x}{\Delta t}$$

і, скоротивши, одержимо вираз для вертикальної швидкості після закінчення взаємодії людини зі стінкою:

$$v_y \leq v_{0y} + \mu(v_{0x} - v_x) - g\Delta t.$$

Оцінімо початкову вертикальну швидкість v_{0y} , яку може одержати людина, відштовхнувшись від підлоги, з рекордів по стрибкам у висоту. Техніка стрибка у висоту має цікаву особливість: людина перелітає планку, знаходячись у горизонтальному положенні. Отже, свій центр мас вона піднімає на висоту майже вдвічі меншу ніж значення рекорду, тобто майже на $h_c = 1$ м. Це означає, що швидкість людини у момент відриву від землі буде

$$v_{0y} = \sqrt{2g \cdot h_c} \approx 4,4 \text{ м/с}.$$

Вважатимемо, що для досягнення максимальної висоти, людина наприкінці відштовхнеться від стінки з горизонтальною швидкістю v_x , величина якої досягає такого ж значення

$$v_{0y} = \sqrt{2g \cdot h_c} \approx 4,4 \text{ м/с}, \text{ тобто } v_x = -v_{0y}.$$

$$v_y \leq v_{0y} + \mu(v_{0x} + v_{0y}) - g\Delta t. \quad (1)$$

Найбільшого значення вертикальна швидкість набуває, коли час взаємодії Δt малий. Тоді, з одного боку, можна знехтувати доданком $g\Delta t$ у (1), а, з іншої, знехтувати відстанню, на яку за цей час встигне піднятися людина. Відбувається щось на зразок двох-трьох швидких сильних поштовхів, після чого тіло рухається догори під дією сили тяжіння і піднімається на висоту

$$h = \frac{v_y^2}{2g} \leq \frac{(v_{0y} + \mu(v_{0x} + v_{0y}))^2}{2g} \approx 5,7 \text{ м}. \quad (2)$$

Це і є теоретично максимальна висота, якої можна досягти. Звісно, на практиці висота буде меншою. Серед очевидних обмежень – велика потужність, яку людина має розвинути за малий про-

міжок часу взаємодії зі стінкою і велика швидкість у вертикальному напрямку, з якою слід остаточно відштовхнутися від стінки. Те, що ця швидкість (трохи більша від 10 м/с) не перевищує швидкість спортсменів, які біжать стометрівку, і набирають її за декілька кроків, дає змогу знайдене обмеження вважати реальним. Щодо великої потужності, можна розглянути інший граничний випадок, коли час взаємодії найбільший, тобто такий, що людина прикладає мінімальні зусилля і піднімається вздовж стіни до самого моменту досягнення найвищої точки ($v_y = 0$). Тоді із (1) одержимо час руху

$$\Delta t \leq \frac{v_{0y} + \mu(v_{0x} + v_{0y})}{g} \approx 1,1 \text{ с}.$$

Вважаючи, що людина рухається догори зі сталим пришвидшенням, знайдемо висоту підйому

$$h = \frac{v_{0y} + 0}{2} \Delta t \approx 2,4 \text{ м}. \quad (3)$$

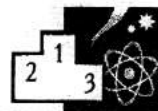
Це значення може бути дещо більшим, якщо врахувати, що під час гальмування початкової горизонтальної швидкості до нуля і під час подальшого відштовхування у горизонтальному напрямку на тіло діють різні середні реакції опори та виникають різні пришвидшення (у першому випадку більше). Це зрозуміло хоча б з того, що зміщення в горизонтальному напрямку майже однакові, а зміна швидкостей різна. До того ж добре відомо, що під час гальмування ми маємо більші можливості: може зістрибнути з більшої висоти, ніж та, на яку можемо застрибнути.

Зазначмо також, що порівняно з рекордами стрибків у висоту вирази (2) і (3) дають висоту підйому центру ваги, тобто, якщо людина в найвищій точці набуває горизонтального положення (цьому сприяють діючі на неї моменти сил) висота збільшиться майже на 1 м.

Нарешті, збільшенню висоту підйому сприятиме плавний перехід із горизонтальної підлоги до вертикальної стіни. Тоді навіть за відсутності сил тертя можна піднятися на висоту

$$h = \frac{v_{0x}^2}{2g} \approx 3,6 \text{ м}$$

(за законом збереження енергії) завдяки зміні напрямку сили реакції опори на перехідній ділянці.

**Задача 3.**

Якщо автомобіль піднімається догори зі сталою швидкістю v , проекція швидкості автомобіля на вертикальний напрямок також має стале значення $v \sin \beta$. Отже, висоту h у вертикальному напрямку автомобіль подолає за час

$$t_1 = \frac{h}{v \sin \beta}. \quad (1)$$

Розгляньмо спуск автомобіля. Його швидкість збільшуватиметься зі сталим пришвидшенням $g \sin \beta$. Проекція цього пришвидшення на вертикальний напрямок $g \sin^2 \beta$. Враховуючи, що початкова швидкість дорівнює нулеві, з виразу для вертикальної координати

$$z = \frac{g \sin^2 \beta \cdot t^2}{2}$$

знаходимо час спуску ($z = h$):

$$t_2 = \frac{1}{\sin \beta} \sqrt{\frac{2h}{g}}. \quad (2)$$

Швидкість u , яку матиме автомобіль у підніжжя гори, знаходимо як добуток його пришвидшення $g \sin \beta$ на час руху t_2

$$u = g \sin \beta \frac{1}{\sin \beta} \sqrt{\frac{2h}{g}} = \sqrt{2gh}$$

або із закону збереження енергії

$$\frac{mu^2}{2} = mgh.$$

Щоб автомобіль втримався на дорозі, треба, щоб сила тертя забезпечила доцентрове пришвидшення a_n , тобто

$$ma_n = F_{\text{тр}} \leq \mu N = \mu mg \cos \beta,$$

звідки одержимо обмеження на коефіцієнт тертя

$$\mu \geq \frac{a_n}{g \cos \beta}. \quad (3)$$

Доцентрове (нормальне) пришвидшення можна обчислити за різними формулами

$$a_n = \frac{v^2}{R} = \omega^2 R = v\omega,$$

але нам невідомі радіус кривизни траєкторії R та кутова швидкість ω .

Щоб знайти кутову швидкість автомобіля відносно осі конуса, розгляньмо систему координат, яка починається у геометричній вершині конуса з віссю OZ спрямованою вздовж його осі донизу. Тоді координата z і відстань r від осі OZ до точки траєкторії пов'язані співвідношенням $r = z \operatorname{ctg} \alpha$, яке і є рівнянням конічної поверхні. Таке ж співвідношення буде між вертикальною складовою швидкості $u_z = u \sin \beta$ і радіальною складовою u_r , з якою автомобіль віддаляється від осі конуса:

$$u_r = u_z \operatorname{ctg} \alpha.$$

Проекція швидкості автомобіля на горизонтальну площину $u \cos \beta$ має не лише радіальну складову швидкості $u_r = u \sin \beta \operatorname{ctg} \alpha$, а й тангенційну складову $u_t = \omega r$, які взаємно перпендикулярні.

Отже,

$$(u \sin \beta \operatorname{ctg} \alpha)^2 + (\omega r)^2 = (u \cos \beta)^2,$$

звідки знаходимо

$$\omega = \frac{u \sqrt{\sin^2 \alpha - \sin^2 \beta}}{r \sin \alpha} = \frac{u \sqrt{\sin^2 \alpha - \sin^2 \beta}}{z \cos \alpha}.$$

За умовою задачі з такою ж кутовою швидкістю змінюється напрямок руху автомобіля. Нормальне пришвидшення визначмо із формули

$$a_n = v\omega,$$

де $v = u \cos \beta$ – проекція швидкості автомобіля на горизонтальну площину. Отже,

$$\mu \geq \frac{\omega u}{g} = \frac{u^2 \sqrt{\sin^2 \alpha - \sin^2 \beta}}{gz \cos \alpha}.$$

Із закону збереження енергії $\frac{mu^2}{g} = mg(z - z_0)$

визначмо швидкість і підставмо у вираз для коефіцієнту тертя:

$$\mu \geq \frac{\omega u}{g} = \frac{2\sqrt{\sin^2 \alpha - \sin^2 \beta}}{\cos \alpha} \left(1 - \frac{z_0}{z}\right).$$

Якщо знехтувати розмірами майданчику, отримаємо обмеження на μ , яке не залежить від того, наскільки спустився автомобіль, і однаковий для будь-якої висоти:

$$\mu \geq \frac{2\sqrt{\sin^2 \alpha - \sin^2 \beta}}{\cos \alpha}.$$

Це стало можливим завдяки тому, що радіус траси зі збільшенням швидкості руху автомобіля збільшується саме настільки, щоб точно компенсувати всі бокові перевантаження, які виникають.

Нарешті зазначмо, що відповідь для часу підйому автомобіля зі сталою швидкістю (1) також має бути доповнена обмеженням або на коефіцієнт тертя, або на величину сталої швидкості v , оскільки сили тертя можуть не впоратись із забезпеченням підйому ($F_{\perp} = mg \sin \beta$) і доцентрового

пришвидшення ($F_{\perp} = ma_n$) перед самим майданчиком, особливо якщо той має невеликий радіус. Нагадаємо, що сила тертя не може перевищити добуток коефіцієнта тертя на силу реакції опори

$$F = \sqrt{F_{\perp}^2 + F_{\parallel}^2} \leq \mu N = \mu mg \cos \beta.$$

Задача 4.

Основним елементом плавкого запобіжника є тонка металева дrottинка. Якщо сила струму, що проходить по ній, перевищує задане значення, то дrottинка плавиться завдяки теплоті, яка виділяється в ній, і електричне коло розривається.

Нехай опір окремого запобіжника дорівнює R . Тоді опір R_1 ділянки кола між точками C і B дорівнює $(2/3)R$ (див. рис.).

Опір R_2 ділянки кола між точками A і D легко визначити, врахувавши, що різниця потенціалів між точками 1 та 2 дорівнює нулеві, а тому без зміни розподілу струмів у колі ці точки можна з'єднати між собою провідником, або розімкнути. Отже, опір ділянки кола між точками A і D буде R .

Нехай, як це і зображено на рисунку, сила струму через запобіжник, який з'єднує точки A і C , дорівнює I_1 , а через запобіжник, увімкнений між точками D і B , дорівнює I_2 , причому сили цих струмів менші від I_0 . Тоді

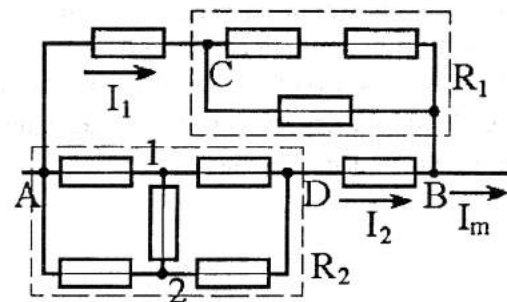
$$I_m = I_1 + I_2,$$

причому $I_1(R + R_1) = I_2(R + R_2)$.

Із цих виразів випливає, що

$$I_2 = \frac{5}{6} I_1.$$

Тоді,
$$I_m = \frac{11}{6} I_1.$$



Якщо $I_1 = I_0 = 6$ А, то має перегоріти запобіжник, який з'єднує точки A і C . Внаслідок цього одразу перегорить запобіжник DB і точки A і B виявляться ізольованими одна від одної. Отже,

$$I_m = 11 \text{ А.}$$

Задача 5.

Побудуймо зображення ока. Для побудови зображення використаємо два промені. Перший промінь – вертикальний. Другий – під невеликим кутом α до першого (див. рис. 1).

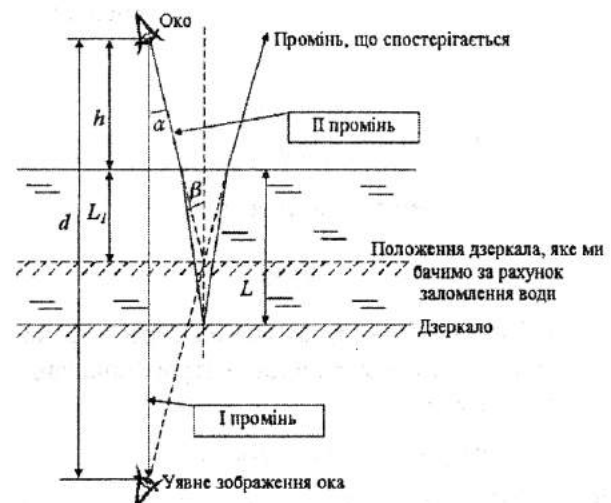


Рис. 1.

На межі розділу повітря-вода другий промінь зазнає заломлення та після відбиття від поверхні дзеркала виходить з води під кутом β , що визначається законом заломлення:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n.$$

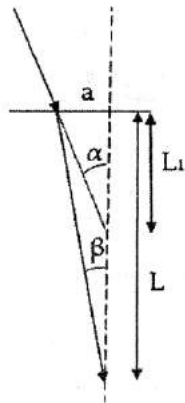


Рис. 2.

Оскільки кути малі, то

$$\sin \alpha \approx \operatorname{tg} \alpha \approx \alpha \text{ (рад)} .$$

Тоді з рис. 2, розглядаючи тангенси кутів трикутників з однаковою основою, маємо:

$$\frac{L}{L_1} = \frac{\operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg} \beta} = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n .$$

Відстань до уявного зображення в плоскому дзеркалі, як відомо, вдвічі більша ніж до дзеркала, тому з рис. 1 маємо:

$$d = 2(h + L_1) .$$

Тоді

$$d = 2\left(h + \frac{L}{n}\right) .$$

Звідси маємо:

$$L = n\left(\frac{d}{2} - h\right) .$$

$$L = \frac{4}{3} \cdot \left(\frac{25}{2} - 5\right) = 10 \text{ см} .$$

Отже, глибина води в посудині буде 10 см.

10-й клас

Задача 1.

Розгляньмо частинку в будь-якому положенні. На неї діють дві сталі за величиною і напрямком сили, рівнодійна яких буде $\vec{P} = m\vec{g} + \vec{E}q = m\vec{a}$ (рис. 1).

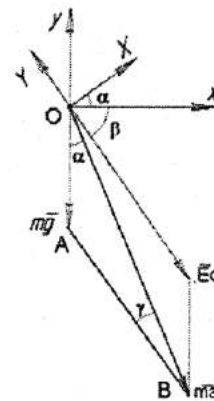


Рис. 1.

Отже, є напрямок, в якому діє стала за величиною та напрямком результуюча сила. Перпендикулярно до цього напрямку частинка рухається зі сталою швидкістю. З трикутника OAB за теоремою синусів

$$\frac{mg}{\sin \gamma} = \frac{Eq}{\sin \alpha} . \quad (1)$$

Виберемо вісь X так, щоб рівнодійна сила P була перпендикулярна до X , тоді вздовж цієї осі частинка рухатиметься рівномірно. З рис. 1 видно, що X буде під кутом α до x . Очевидно, що визначаючи положення частинки через рівні інтервали часу по осі X , матимемо:

$$X_2 - X_1 = X_3 - X_2 . \quad (2)$$

Для наочності пояснень графічно зобразимо це (рис. 2).

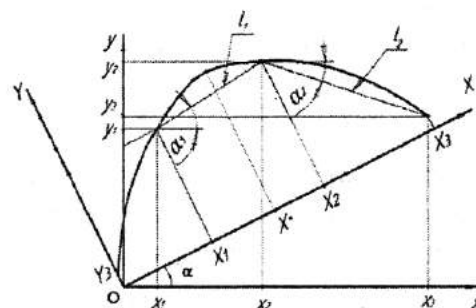


Рис. 2.

Умова (2) набуде вигляду:

$$l_1 \cos(\alpha_1 - \alpha) = l_2 \cos(\alpha_2 - \alpha) .$$

Звідси знаходимо:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \alpha &= \frac{l_1 \cos \alpha_1 - l_2 \cos \alpha_2}{l_2 \sin \alpha_2 - l_1 \sin \alpha_1} = \\ &= \frac{(x_2 - x_1) - (x_3 - x_2)}{(y_3 - y_2) - (y_2 - y_1)} = \\ &= \frac{2x_2 - (x_1 + x_3)}{2y_2 - (y_1 + y_3)} \end{aligned} \quad (3)$$

Підставивши значення координат у (3), знайдемо, що

$$\alpha = \operatorname{arctg} \frac{54}{94} \approx 30^\circ.$$

Отже, згідно з (1) заряд частинки дорівнює:

$$q = \frac{mg \sin \alpha}{E \sin \gamma} = \frac{mg \sin 30^\circ}{E \sin 15^\circ} = 1,93 \frac{mg}{E}.$$

Мінімальна швидкість – це швидкість руху частинки вздовж осі X

$$V_{\min} = \frac{X_2 - X_1}{\Delta t} = \frac{(x_2 - x_1) \cos(\alpha_1 - \alpha)}{\Delta t \cdot \cos \alpha_1}.$$

Цю швидкість частинка має в положенні, в якому $Y = Y_{\max}$. Оскільки

$$\alpha_1 = \operatorname{arccos} \frac{x_2 - x_1}{\sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2}} = 35,25^\circ,$$

тому $V_{\min} = 1,25$ м/с.

Задача 2.

Дивіться розв'язок задачі 2 (9-й клас).

Задача 3.

Запишімо умову рівноваги пластинки в проєкціях на вертикальний напрямок

$$mg - \Delta p \cdot S - F = 0,$$

де mg – сила тяжіння, Δp – різниця тисків на пластину знизу й згори, F – сила поверхневого натягу. Розгляньмо кожну силу окремо.

Сила тяжіння зв'язана з шуканою густиною ρ матеріалу пластини співвідношенням

$$mg = \rho \left(\frac{\pi d^2}{4} \right) \alpha g$$

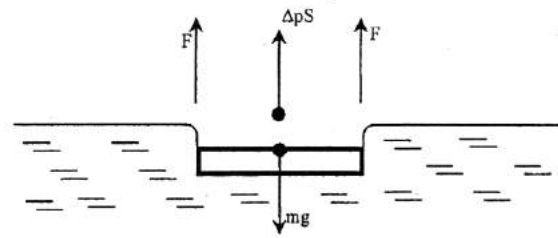


Рис. 1.

сила поверхневого натягу, яка діє на пластинку з боку води, дорівнює

$$F = \sigma \pi d.$$

Різниця сил тиску на пластину обумовлена зниженням рівня води під пластиною і дорівнює

$$\Delta p \cdot S = \rho_B g (H + \alpha) \frac{\pi d^2}{4},$$

де ρ_B – густина води, H – глибина занурення верхнього краю пластини. Цю величину визначмо з умови рівноваги, виділеного на рис. 2, об'єму води шириною Δy ($\Delta y \ll d$), записавши його в проєкціях на горизонтальну вісь X :

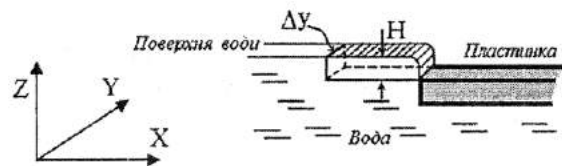


Рис. 2.

$$\sigma \cdot \Delta y = p \cdot \Delta S = \rho_B g \frac{H}{2} \Delta y,$$

звідси
$$H = \sqrt{\frac{2\sigma}{\rho_B g}}.$$

Отже, перепишімо умову рівноваги пластинки у вигляді

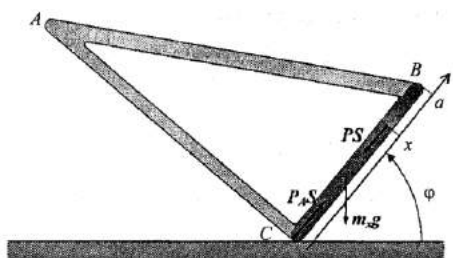
$$\rho \frac{\pi d^2}{4} \alpha g - \rho_B g \left(\sqrt{\frac{2\sigma}{\rho_B g}} + \alpha \right) \frac{\pi d^2}{4} - \sigma \pi d = 0$$

і знайдемо густину ρ пластинки:

$$\rho = \rho_B + \frac{1}{\alpha} \sqrt{\frac{2\sigma \rho_B}{g}} + \frac{4\sigma}{\alpha d g} \approx 2,3 \cdot 10^4 \text{ кг/м}^2.$$

Задача 4.

На стовпчик води завдовжки x діють сила тяжіння, сили опори з боку стінок і сили тиску (див.рис.)



Проекції цих сил на напрямок BC викликають доцентрове пришвидшення центру мас $\omega^2 x/2$. За другим законом Ньютона

$$\frac{m_x \omega^2 x}{2} = m_x g \sin \varphi + PS - P_A S, \quad (1)$$

де P – тиск всередині стовпчика на відстані x від точки C . Для всього стовпчика $x = a$, $P = P_A$, і з рівняння (1) знаходимо залежність кутової швидкості ω від кута φ

$$\omega = \sqrt{2g \sin \varphi / a}. \quad (2)$$

Залежність тиску від відстані x одержимо з рівняння (1), підставивши масу стовпчика

$$m_x = mx/a$$

і кутову швидкість ω з рівняння (2).

$$P = P_A + \rho \cdot g \cdot \sin \varphi \frac{x^2 - ax}{a}. \quad (3)$$

Це рівняння параболи. Найнижчий тиск буде при $x = a/2$, тобто всередині стовпчика:

$$P_{\min} = P_A - \frac{1}{4} \rho \cdot g \cdot a \sin \varphi.$$

Найменше значення тиску спостерігається наприкінці руху, коли $\varphi = \pi/2$. Чи закипить вода чи ні залежить від того, досягне цей тиск значення тиску насиченої пари при температурі води в трубці. Оскільки розміри трубки і температура води в ній не задані, дати однозначну відповідь на запитання не можна. Однак можна стверджувати, що вода обов'язково закипить за умови

$$P_A - \frac{1}{4} \rho \cdot g \cdot a \leq 0,$$

тобто якщо сторона трубки

$$a \geq \frac{4P_A}{\rho \cdot g} \approx 40 \text{ м} - \text{навіть чи реальне обмеження.}$$

Зазначмо також, що в момент зупинки трубки з водою, можливі значні перепади тиску в діаметральному до ділянки BC напрямку, а також відрив краплі в точці B (при повному заповненні ділянки BC водою).

Задача 5.

Дивіться розв'язок задачі 5 (9-й клас).

11-й клас

Задача 1.

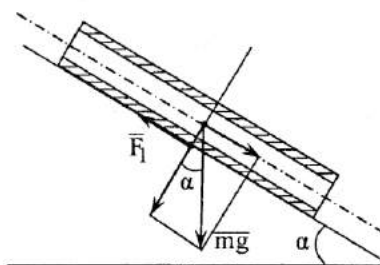


Рис. 1.

У першому випадку (рис. 1) сила тертя ковзання буде:

$$F_1 \leq \mu mg \cos \alpha,$$

якщо $\text{tg} \alpha > \text{tg} \alpha_0 = \mu$.

Якщо $\text{tg} \alpha \leq \text{tg} \alpha_0 = \mu$, то сила тертя спокою:

$$F_1 = mg \sin \alpha, \text{ і тіло ковзати не буде.}$$

Графік $F_1 = F_1(\alpha)$ зображено на рис. 3.

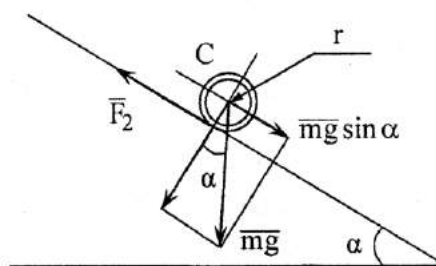


Рис. 2.

У другому випадку (рис. 2) сила тертя буде

$$F_2 \leq \mu mg \cos \alpha$$

і в межах кутів $0 < \alpha \leq \alpha_1$ трубка котитиметься без проковзування.

Знайдімо граничний кут α_1 . Кочення трубки розглядаємо як складний рух, що складається з

поступального руху осі C циліндра та обертowego руху навколо осі C . Два рівняння цих простих рухів мають вигляд:

$$\begin{cases} mg \sin \alpha - F_2 = ma_c \\ F_2 r = I_c \frac{a_c}{r} \end{cases} \quad (1)$$

Позначмо $I_c/r^2 = km$. Тоді з системи (1) одержимо

$$a_c = g \frac{\sin \alpha}{1+k}, \quad (2)$$

$$F_2 = mg \sin \alpha \frac{k}{1+k}. \quad (3)$$

Якщо $\alpha = \alpha_1$, то

$$mg \sin \alpha_1 \frac{k}{1+k} = \mu mg \cos \alpha_1,$$

звідси одержимо:

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{1+k}{k} \mu. \quad (4)$$

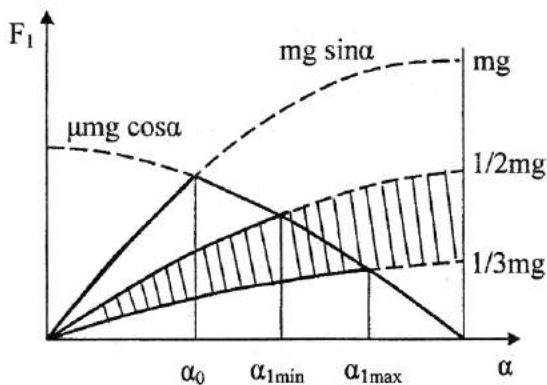


Рис. 3.

Для трубки скінченної товщини момент інерції

лежить у межах $\frac{mr^2}{2} \leq I_c \leq mr^2$.

Отже, $\frac{1}{2} \leq k \leq 1$.

$\operatorname{tg} \alpha_{1\max} = 3\mu$, якщо $k = \frac{1}{2}$ або $\alpha_{1\max} = \operatorname{arctg} 3\mu$;

$\operatorname{tg} \alpha_{2\max} = 2\mu$, якщо $k = 1$ або $\alpha_{2\max} = \operatorname{arctg} 2\mu$.

Якщо $\alpha > \alpha_1$, то сила тертя досягає максимального значення і дорівнює:

$$F_2 = \mu mg \cos \alpha.$$

Отже, на інтервалі $\alpha_1 < \alpha < \frac{\pi}{2}$,

де $\alpha_{1\min} \leq \alpha_1 \leq \alpha_{1\max}$ сили тертя в обох випадках однакові ($F_1 = F_2$). Це означає, що на цьому інтервалі вісь трубки має однаковий закон руху в обох випадках (однакова маса з положення рівноваги рухається під дією однакових сил).

З переміщенням по вертикалі на величину h потенційна енергія трубки змінюється на величину $\Delta\Pi = mgh$ і йде на зміну кінетичної енергії та на виділення тепла. Тому в першому та другому випадку відповідно мають місце рівняння:

$$\begin{cases} \Delta\Pi = \Delta T_1 + Q_1, \\ \Delta\Pi = \Delta T_1 + \Delta T_2 + Q_2, \end{cases} \quad (5)$$

де $\Delta T_1 = \frac{mV_c^2}{2}, \quad \Delta T_2 = \frac{I_c \omega^2}{2}.$

Із системи (5) одержимо

$$Q_1 - Q_2 = \frac{I_c \omega^2}{2}. \quad (6)$$

Отже, під час кочення з ковзанням тепла виділяється менше рівно на стільки, скільки кінетичної енергії акумулюється в обертальному русі. При цьому поступальний рух повздовжньої осі трубки однаковий в обох випадках.

Знайдемо ω^2 для заданих значень h та α . Із рівняння (1) знаходимо, що

$$\alpha_c = g(\sin \alpha - \mu \cos \alpha).$$

$$S = \frac{h}{\sin \alpha} = \frac{\alpha_c t^2}{2},$$

тому $t^2 = \frac{2h}{g(\sin \alpha - \mu \cos \alpha) \sin \alpha}$.

Отже, з (6) одержимо відповідь:

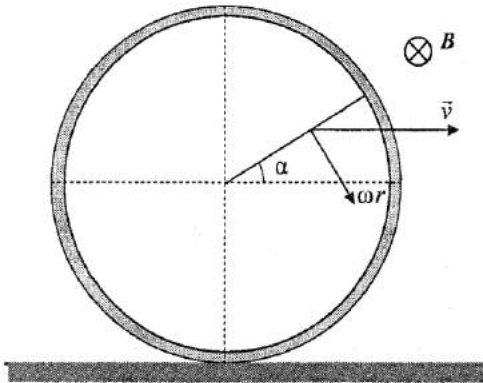
$$\varepsilon = \frac{M_c}{I_c} = \frac{r \cdot \mu mg \cos \alpha}{I_c} = \frac{mg \cos \alpha}{rk},$$

$$\omega^2 = (\varepsilon t)^2 = \frac{\mu^2 mg 2h}{r^2 k^2} = \frac{\cos^2 \alpha}{(\sin \alpha - \mu \cos \alpha) \sin \alpha},$$

$$Q_1 - Q_2 = \frac{\mu^2 mgh}{k \operatorname{tg} \alpha (\operatorname{tg} \alpha - \mu)},$$

$$\alpha > \operatorname{arctg} \left(\frac{1+k}{k} \mu \right).$$

Задача 2.



ЕРС – це робота сторонніх сил по переміщенню одиничного заряду. У нашому випадку сторонньою силою є напрямлена вздовж спиці складова сили Лоренца F_{\perp} . Тобто

$$E = \frac{A_{\text{cm}}}{\Delta q} = \frac{1}{\Delta q} \int_0^R F_{\perp} dr = \int_0^R B v_{\perp} dr,$$

де $v_{\perp} = \omega r + v \sin \alpha$ – перпендикулярна до спиці складова швидкості, $\omega = \frac{v}{R}$ – кутова швидкість руху (див. рис.).

Отже,

$$\begin{aligned} E &= \int_0^R B(\omega r + v \sin \alpha) dr = \\ &= B \left(\omega \frac{r^2}{2} + v \sin \alpha \cdot r \right) \Big|_0^R = \\ &= BvR \left(\frac{1}{2} + \sin \alpha \right) \end{aligned} \quad (1)$$

Якщо колесо котиться рівномірно, $\alpha = \alpha_0 - \omega t$, де α_0 – кут, який утворювала спиця з напрямком руху колеса в момент початку відліку часу.

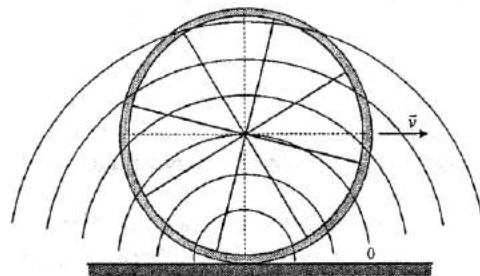
$$E(t) = BvR \left(\frac{1}{2} + \sin(\alpha_0 - \omega t) \right). \quad (1^*)$$

Зазначмо, що цей вираз можна було отримати інакше: розглянувши зміну магнетного потоку через уявний контур, площа якого змінюється завдяки руху спиці (див. *Примітку А*).

Із виразу (1) видно, що за час руху ЕРС індукції періодично змінює свій напрямок, але за один оберт середнє значення ЕРС індукції дорівнює $\frac{1}{2} BvR$. Здається, що з центру колеса струми

мають розходитись вгору через верхні спиці, а далі через обід колеса з нульовим опором стікати донизу і повертатися до центру вже через ті спиці, які знаходяться у цей момент часу внизу. При невеликих опорах спиць ці струми можуть бути досить значними. Насправді ніякі струми через спиці не течуть, оскільки ділянки ободу також рухаються, і в них також наводиться ЕРС. Справді, дві спиці з відповідною ділянкою ободу утворюють замкнений контур, магнетний потік через який не змінюється, оскільки не змінюється ні площа контуру, ні кут з вектором магнетної індукції, ні її значення. Це можна довести докладніше, якщо розглянути ЕРС індукції в ділянках ободу, а тоді скористатися методом вузлових потенціалів, або правилами Кірхгофа (див. *Примітку В*).

Оскільки струми відсутні, різниця потенціалів між двома точками спиці дорівнюватиме ЕРС, яка між цими точками наводиться. Картина екіпотенціальних поверхонь стає зрозумілою, якщо розглянути рух колеса з точки зору миттєвої осі обертання. Однаковий потенціал мають точки колеса, які рівновіддалені від точки дотику колеса і поверхні землі, яка має відносно землі нульову швидкість (див. рис.). Це можна довести математично строго (див. *Примітку С*).



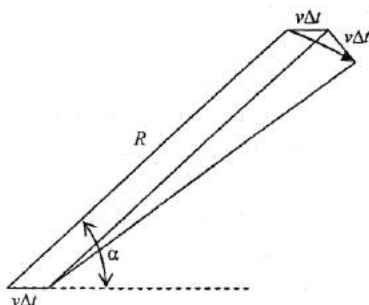
Примітка А.

З рисунку видно, що, враховуючи нескінченно мале значення $v\Delta t$, площу, яку “замітає” спиця, можна уявити як суму площі паралелограма та площі трикутника, тобто

$$\Delta S = v\Delta t R \sin \alpha + \frac{1}{2} v\Delta t R$$

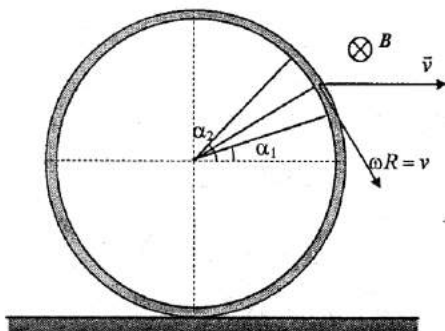
і далі
$$E = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t} = -BvR\left(\frac{1}{2} + \sin \alpha\right),$$

де знак “-” означає, що ЕРС рухає заряди вздовж зображеної спиці від центра колеса до його ободу, якщо лінії індукції входять у площину рисунка, і в зворотному напрямку, якщо виходять.


Примітка В.

Припустимо, що ділянку ободу видно з центра колеса під кутами від α_1 до α_2 (див. рис.). Тоді

$$\begin{aligned} \tilde{E} &= \int Bv_{\perp} dr = \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} Bv \cos \beta R d\beta = \\ &= BvR(\sin \alpha_2 - \sin \alpha_1) \end{aligned}$$



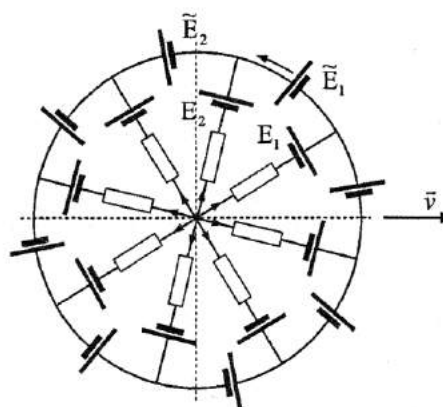
Еквівалентна схема для восьми спиць має вигляд, який зображено на рисунку. Оберімо напрямки струмів із центра колеса до ободу. Тоді

$I_1 + I_2 + I_3 + I_4 + \dots = 0$. Для замкненого кола, в яке входять E_1, E_2, \tilde{E}_1 , маємо

$$E_1 + \tilde{E}_1 - E_2 = I_1 R - I_2 R,$$

або

$$\begin{aligned} BvR\left(\frac{1}{2} + \sin \alpha_1\right) + BvR(\sin \alpha_2 - \sin \alpha_1) - \\ - BvR\left(\frac{1}{2} + \sin \alpha_2\right) = (I_1 - I_2)R \end{aligned}$$



Тобто після скорочення знаходимо, що $I_1 = I_2$ незалежно від номера спиці. Це означає, що всі струми однакові. Оскільки їх сума дорівнює нулеві, струми через спиці не йдуть.

Примітка С.

Оскільки струми відсутні, різниця потенціалів між двома точками спиці дорівнюватиме ЕРС, яка між цими точками наводиться. Обравши потенціал центра колеса за нуль, згідно формули (1) знаходимо потенціал спиці на відстані r від її центра

$$\begin{aligned} \varphi &= \int_0^r B(\omega r + v \sin \alpha) dr = \\ &= B\left(\omega \frac{r^2}{2} + v \sin \alpha \cdot r\right) = \\ &= BvR\left(\frac{1}{2} \frac{r^2}{R^2} + \frac{r}{R} \sin \alpha\right) \end{aligned}$$

Зазначмо, що декартові координати цієї точки спиці відносно системи координат пов'язаною з

центром колеса ($r \cos \alpha$; $r \sin \alpha$). Тоді

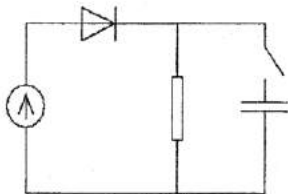
$$\varphi = BvR \left(\frac{1}{2} \frac{x^2 + y^2}{R^2} + \frac{y}{R} \right),$$

звідки знаходимо, що екіпотенціальні поверхні мають циліндричну форму і в площині колеса задаються рівняннями кіл з центром у точці дотику колеса і поверхні землі:

$$x^2 + (y + R)^2 = R^2 + \frac{2R}{vB} \varphi.$$

Задача 3.

Випадки (а-б) відповідають розімкненому ключу на рисунку.



а) З умови задачі задано, що

$$i(t) = \alpha U_d^2(t), \text{ якщо } U > 0 \\ \text{та } i(U) = 0, \text{ якщо } U < 0.$$

За другим законом Кірхгофа

$$E(t) = U_d(t) + i(t)R, \quad (1)$$

де $U_d(t)$ – падіння напруги на діоді. Якщо прикладена напруга від’ємна, струм через діод не протікає, і вся прикладена напруга спадає на діоді. Якщо прикладена напруга додатна, то

$$i(t) = \alpha U_d^2(t). \quad (2)$$

В останньому випадку, підставивши (2) в (1), одержимо квадратне рівняння. Його додатний корінь (негативний корінь не має фізичного змісту) має вигляд:

$$U_d = \frac{\sqrt{1 + 4\alpha RE} - 1}{2\alpha R}. \quad (3)$$

Отже,

$$U_d(t) = \begin{cases} \frac{\sqrt{1 + 4\alpha RE(t)} - 1}{2\alpha R}, & E(t) > 0; \\ E(t), & E(t) < 0. \end{cases} \quad (4)$$

б) За умови $\alpha RE_m \ll 1$ (опір R значно менший від

ефективного опору діода $1/\alpha E_m$ формула (4) спрощується і набуває вигляду $U_d(t) = E(t)$. Тоді струм, який протікає через діод, буде:

$$i(t) = \begin{cases} \alpha E^2(t) = \alpha E_m^2 \sin^2 \omega t, & E(t) > 0; \\ 0, & E(t) < 0. \end{cases} \quad (5)$$

Розкладаючи квадрат синуса за формулою

$$\sin^2 x = \frac{1 - \cos 2x}{2}$$

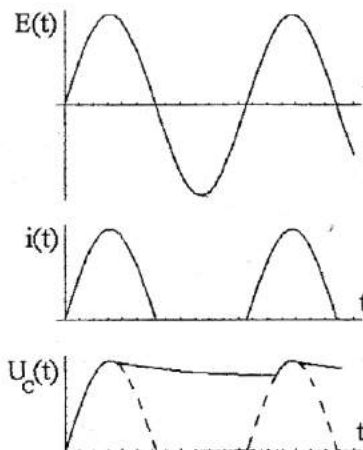
і враховуючи, що впродовж половини періода струм не протікає взагалі, одержуємо:

$$\bar{i} = \frac{1}{4} \alpha E_m^2. \quad (6)$$

в) Цей випадок відповідає замкненому ключу на рисунку.

Ефективний опір діода вважають значно меншим від опору R . Тому за додатної полярності прикладеної напруги падінням напруги на діоді можна знехтувати. В результаті струм через діод за відсутності конденсатора мав би вигляд (див. рис.).

$$i(t) = \begin{cases} \frac{E(t)}{R}, & E(t) > 0; \\ 0, & E(t) < 0. \end{cases} \quad (7)$$



Насправді частина струму через діод йде на зарядку конденсатора. Умова $(\omega C)^{-1} \gg (\alpha E_m)^{-1}$ означає, що час зарядки конденсатора через діод значно менший від періоду. Завдяки цьому напру-

га на конденсаторі буде відслідковувати напругу на опорі R , доки діод залишатиметься відкритим. Як тільки вхідна напруга пройде через максимум і почне падати, діод закриється, оскільки напруга на конденсаторі вища від вхідної (конденсатор розряджається через великий опір R , тому напруга на ньому змінюється повільніше від вхідної). Підзарядка конденсатора знову почнеться тільки за час, що приблизно дорівнює періодові коливаний (див. рис.). Отже, постійна складова напруги на конденсаторі буде близькою до E_m , а амплітуда пульсацій може бути оцінена як

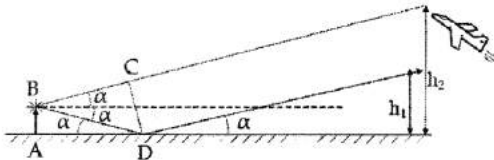
$$\begin{aligned} \Delta U &= E_m - U\left(\frac{2\pi}{\omega}\right) = \\ &= E_m \left[1 - \exp\left(-\frac{2\pi}{\omega RC}\right) \right] \approx \frac{2\pi E_m}{\omega RC}. \end{aligned} \quad (8)$$

Тоді глибина пульсацій буде:

$$\frac{\Delta U}{E_m} \approx \frac{2\pi}{\omega RC}. \quad (9)$$

Задача 4.

1) Хвиля, відбита від поверхні води, змінює свою фазу на π .



2) Різницю ходу хвиль, відбитої від поверхні води і хвилі, що поширювалась прямолінійно, можна визначити з геометричної побудови (див. рис.):

$$\begin{aligned} BD &= \frac{h}{\sin \alpha}; \\ BC &= BD \cos 2\alpha = \frac{h \cdot \cos 2\alpha}{\sin \alpha}. \end{aligned}$$

Різниця ходу: $\delta = BD - BC = \frac{h}{\sin \alpha} (1 - \cos 2\alpha)$.

3) З умови утворення інтерференційного максимуму двох хвиль, які мають різницю ходу, визначають кути (синуси кутів), під яким видно літак із берега.

$$\frac{h}{\sin \alpha} (1 - \cos 2\alpha) = \frac{\lambda}{2} (2n+1)$$

Використавши $\cos 2\alpha = 1 - \sin^2 \alpha$, одержимо:

$$2h \sin \alpha = \frac{\lambda}{2} (2n+1), \text{ або } \sin \alpha = \frac{\lambda(2n+1)}{4h},$$

звідки $\sin \alpha_1 \approx 0,025$ (для $n = 0$) та $\sin \alpha_2 \approx 0,075$ (для $n = 1$).

Тоді:

$$\Delta h = h_2 - h_1 = l \sin \alpha_2 - l \sin \alpha_1 \approx 3 \text{ км}.$$

Отже, різниця висот між першим та другими максимумами інтенсивності буде майже 3 км.

Задача 5.

1. Фокусну відстань збиральної лінзи окулярів можна знайти з рівняння

$$\frac{1}{d_0} + \frac{1}{-d_2} = \frac{1}{F},$$

де $d_0 = 25$ см – відстань, на якій дальнозорий глядач в окулярах тримав газету, спостерігаючи уявне зображення в лінзі на відстані d_2 . Тоді

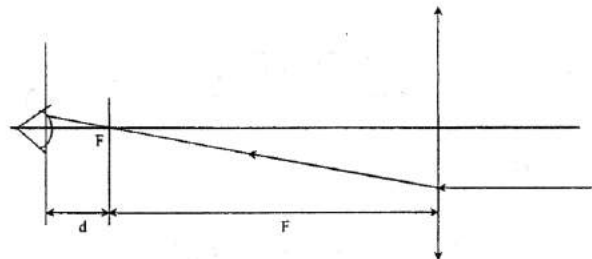
$$F = \frac{d_2 \cdot d_0}{d_2 - d_0}.$$

$$F = \frac{200 \cdot 25}{200 - 25} \approx 29 \text{ см} \quad (D = +3,5 \text{ дптр})$$

Щоб одержати максимальне збільшення короткозорий глядач змушений тримати окуляри на витягнутій руці на відстані:

$$F + d_1 \approx 29 + 14 = 43 \text{ см}$$

від ока і роздивлятися дійсне перевернене зображення, яке буде для нього різким, оскільки воно потрапляє в межі його чіткого бачення (див. рис.)



Кутове збільшення буде:

$$k = \frac{\beta}{\alpha} = \frac{F}{d_1} \approx 5.$$



ПЛУТОН ПОЗБАВИЛИ СТАТУСА ПЛАНЕТИ

У Празі в серпні 2006 року відбулися збори XXVI Генеральної асамблеї Міжнародної астрономічної спілки. Серед багатьох проблем, які обговорювало наукове товариство, – доля планети Плутон. А, отже, астрономи вирішували долю Сонячної системи. Кількість планет Сонячної системи мала зменшитись до восьми, або збільшитись до 23, або навіть півсотні.

З'ясувалось, що за 400 років від часу, коли Галілей спрямував на зорі перший телескоп, астрономи не мають чіткого критерію щодо визначення поняття “планета”. Нині вони мусять визначитися. На думку вчених планета відрізняється від астероїда своєю внутрішньою будовою. Якщо Плутон – не просто гомогенна глиба з льоду і скалистої породи, а має додаткову структуру – ядро, кору, як у інших восьми планет Сонячної системи, – тоді її точно можна називати планетою. Астероїд – це просто “камінь”, осколок великого небесного тіла.

На зборах, які відбулися 24 серпня 2006 року, загальним голосуванням Генеральної асамблеї Міжнародної астрономічної спілки було ухвалено рішення, за яким надалі Плутон не називати “планетою”, а віднести її до “карликових планет”. У Сонячній системі залишилось 8 планет, а карликовими планетами вважатимуть Плутон, Харон (раніше його називали супутником Плутона), астероїд Церера, орбіта якого розташована між орбітами Марса та Юпітера, й об'єкти так званого пояса Койпера Зена (Хена, об'єкт UB313) і Седна (об'єкт 90377), що розташовані ще далі від Сонця, ніж Плутон.

Планета Плутон – це найвіддаленіша від Сонця і найменша планета Сонячної системи, яку було відкрито 1930 року. Про існування планети астрономи здогадувались задовго до її відкриття, на підставі відхилень у траєкторіях Урана та Нептуна. Активні пошуки цієї планети робив Персиваль Ловелл (Percival Lowell), засновник обсерваторії у Флагстаффі (Аризона, США). Однак його пошуки були марними. Він помер 1916 року, так і не побачивши цієї планети. Як з'ясувалося згодом,

на фотоплівці, де, напевно, була зафіксована ця планета, був дефект.

Пошуки планети відновив 24-річний любитель астрономії Клайд Томбо (Clyde W. Tombaugh) 1929 року, порівнюючи різні фотографії зоряного неба, які було зроблено з інтервалом у декілька ночей. К. Томбо за декілька місяців спостережень, зіставляючи фотографії, які було зроблено 23 і 29 січня, 18 лютого 1930 року в сузір'ї Близнюків, виявив нову планету. За це К. Томбо нагородили медаллю Королівського астрономічного товариства і премією (25 фунтів стерлінгів). Штат Канзас, де К. Томбо закінчив школу, надав йому стипендію для навчання в університеті. Згодом К. Томбо став професором астрономії. Нещодавно до 86-річного дослідника офіційно звернулися з NASA з проханням дозволити їм відвідати планету Плутон. К. Томбо люб'язно погодився, і NASA почало проектувати автоматичну станцію для польоту до цього космічного об'єкта.

Орбіта планети має незвичайну витягнутість. Плутон наближається до Сонця на відстань 440000000 км та віддаляється від нього на 740000000 км. Упродовж двісті двадцяти восьми земних років, із кожних двісті сорока восьми, Плутон є найвіддаленішою від Сонця планетою. Останні 20 років із двісті сорока восьми на зміну Плутонові приходить Нептун. Якраз 1979 року така “заміна” і відбулася; на 20 років сторожем віддалених окраїн Сонячної системи став Нептун. 23 січня 1979 року ці планети опинились на однаковій відстані від Сонця – в 30,3 астрономічній одиниці, а тоді ніби помінялися місцями. На схемах це виглядає як перетин орбіт. Насправді його не існує, і кожна планета проходить на віддалі мільйон кілометрів від іншої.

У вересні 1989 року Плутон досяг свого перигелію і почав віддалятися від світила. 15 березня 1999 року Плутон і Нептун повернулись на свої звичні місця, і найвіддаленішою планетою знову став Плутон.

У самої планети Плутон є декілька супутників. Найбільший з них – Харон (у сім разів менший від



самої планети). Плутоніанський “рік” триває 247 земних років. Щоб уявити собі, наскільки Плутон віддалений від Сонця, припустимо, що якщо до Землі сонячне світло йде 8 хвилин, то Плутона він досягає за 4,5 години. Тепло від Сонця підтримує на планеті температуру від -220 до -240 °С. Попри холод, Плутон має атмосферу (її існування було доведено лише 1988 року). Поверхня Плутона містить твердий азот і метан. Діаметр Плутона становить майже 2280 км.

Міжнародна астрономічна спілка офіційно визнала Плутон планетою в травні 1930 року.

Перші оцінки розмірів планети, які ґрунтувалися на її яскравості, були дуже завищені. У 30-ті роки минулого сторіччя припускали, що маса Плутона співмірна з масою Землі. Згодом з’ясувалось, що яскравість Плутона зумовлена не його розмірами, а високою відбивною здатністю суцільного килима десятисантиметрових кристалів азотного “льоду”. Насправді маса планети в 500 разів менша від маси Землі, а її переріз менший від перерізу Місяця.

22 червня 1978 року Дж. В. Крісті з Морської обсерваторії у Вашингтоні вирішив переглянути платівки із світлинами Плутона, які було зроблено за місяць-два до цього за допомогою півтораметрового телескопа у Флагстафі (штат Аризона). Це фотографування було дуже рутинним – уточнити орбіту цієї ще мало вивченої планети. Тут Крісті впало у вічі, що тіло Плутона виглядає якось дивно: воно ніби, було витягнуто в один бік, із півночі на південь. Ніби гора. Але навіть уявити не можна такої величезної вершини, щоб її було помітно за мільярди кілометрів, навіть якщо мати найкращий телескоп. Крісті вирішив, що це супутник!

Колега першовідкривача (хоча відкриття треба було ще підтвердити) Р. С. Гарінгтон зайнявся обчисленнями. Його висновок був таким самим. Спираючись на визначення часу, за який “виступ”, зник з одного боку Плутона, з’явився з іншого, він підрахував період обертання новачка навколо його планети. З’ясувалось, 6 діб 9 годин 17 хвилин, тобто той самий час, який затрачає Плутон, щоб обернутися навколо власної осі. Отже, місяць Плутона постійно “висить” над однією й тією ж точкою поверхні планети.

Почувши про відкриття, Дж. А. Грем в обсерваторії Серро-Тололо (Чилі) негайно “вилловив” новачка в ясному небі південної півкулі. А Крісті тим часом виявив його в архіві – на світлинах тієї ж Флагстафської обсерваторії, які було зроблено за вісім, і за тринадцять років до цього. На цей маленький виступ до нього ніхто незвернував уваги. Першовідкривач запропонував назвати супутник Харон.

У вересні 1980 року французькі астрономи Д. Бонно і Р. Фуа одержали серію світлин, на яких зображення можна виділити, використовуючи ЕВМ. У результаті було встановлено, що радіус орбіти Харона дорівнює 19000 км. Діаметр Плутона дорівнює майже 4000 км, а діаметр Харона – майже 2000 км. Навіть Місяць із Землею є менш компактною системою. І відношення мас у цих двох тіл дуже незвичайні. У випадку, якщо їх середня густина однакова (майже $0,4$ г/см³), маса Плутона становить 1/500, а Харона – майже 1/4000 маси Землі. Отже, Харон – наймасивніший супутник у Сонячній системі, якщо оцінювати його масу в частках до маси планети.

Тому деякі фахівці навіть пропонують вважати цю систему подвійною планетою “Плутон – Харон”, адже відомі подвійні зорі, які обертаються навколо спільного центра мас, тобто, таке твердження логічне.

Слабкого гравітаційного поля Плутона не вистачає, щоб утримувати атмосферу, тому Плутон, подібно до комети, постійно втрачає газ, який випаровується з її поверхні, а на їхнє місце приходять нові. Через те, що атмосфера постійно оновлюється, вона зазнає великих змін залежно від сили сонячного опромінення планети. Збільшення температури поверхні Плутона лише на два градуси приводить до зростання маси атмосфери вдвічі. Цим Плутон відрізняється від інших планет.

Остаточно засумнівалися вважати Плутон планетою, коли за допомогою телескопа “Габбл” було відкрито космічний об’єкт – UB313 Ксена (2003). Ксена має сферичну форму, обертається навколо Сонця, і більша за розмірами ніж Плутон.

Другим претендентом на “десяту планету” був об’єкт 90377 Седна, який в апогеї своєї орбіти перебуває від Землі в 19 разів далі, ніж Плутон.



Пропонуємо читачам низку лабораторних завдань для 9–11-х класів, які підготував Георгій Іванович Златев.

Георгій Іванович Златев – учитель фізики Болградської гімназії (Одеська область). Він має великий досвід викладання фізики, багато років працює в Болградській гімназії. Цей навчальний заклад створений понад 100 років тому за ініціативи болгарської громади в Україні. Ще досі в цьому навчальному закладі зберігаються прилади, які закупили меценати в Парижі, Відні, Берліні.

Педагог разом зі школярами любить експериментувати. Команда школярів під його керівництвом на Всеукраїнському турнірі юних фізиків не раз демонструвала цікаве експериментальне розв'язання турнірних задач.

Лабораторні роботи для 8–9-х класів дивіться в журналі “Світ фізики”. 2006. № 1; 10-го класу – в “Світ фізики”. 2006. № 2.

11-й клас

Лабораторна робота № 1

Вивчення згасних електромагнетних коливань

Завдання:

спостерігайте на екрані осцилографа згасні електромагнетні коливання, виміряйте їхній період, залежність періоду від параметрів коливального контура.

Обладнання:

електронний осцилограф, котушка від розбірного трансформатора із сердечником, набір конденсаторів, джерело змінного струму на 4–6 В, напівпровідниковий діод (Д 7, Д 226 та ін.).

Теоретичні відомості

Конденсатор, до обкладок якого приєднана котушка індуктивності, є коливальним контуром. Період власних коливань визначають за формулою Томсона

$$T = 2\pi\sqrt{LC}, \quad (1)$$

де L – індуктивність катушки; C – електроємність конденсатора.

Власні коливання завжди згасні. Щоб спостерігати їх і провести вимірювання, застосовують електронний осцилограф. Якщо коливальному контуру періодично надавати енергію, то можна одержати на екрані осцилограму згасних коливань. Для цього від джерела змінного струму через напівпровідниковий діод енергію одержує контур. Ті півперіоди, коли діод не пропускає

струму, на осцилографі спостерігають згасні коливання. Оскільки частота змінного струму $\gamma = 50$ Гц, то

$$t = \frac{1}{2}T = \frac{1}{2 \cdot 50 \text{ Гц}} = 0,01 \text{ с}.$$

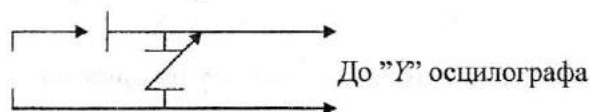
Неважко знайти період коливань, які виникають:

$$T_k = \frac{0,01 \text{ с}}{n}, \quad (2)$$

де n – кількість коливань на осцилограмі.

Виконання роботи

1. Зберіть електричне коло за схемою.



На замкнутому сердечнику встановіть котушку на 220 В і під'єднайте до них батарею конденсаторів.

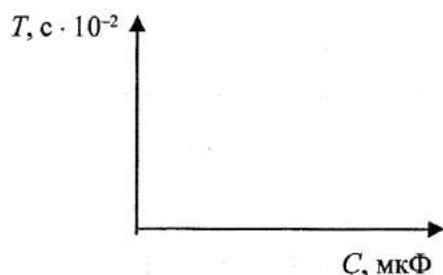
2. Ручками “Частота”, “Синхронізація” добийтеся на екрані стійкої картини.
3. Ручками посилення “X”, “Y” одержіть прийнятну амплітуду та довжину.
4. Полічіть за певним “С” кількість коливань “ n ” та обчисліть період за формулою (2).
5. Змінюючи ємність конденсатора, щоразу знаходьте період коливань. Дослід повторіть для 8–10 С.



6. Одержані дані запишіть у таблицю спостережень.

C, мкФ				
n				
T				

7. За одержаними результатами побудуйте графік залежності.



Додаткове завдання

1. Переключіть конденсатор до котушки 127 В і спостерігайте осцилограму. Порівняйте одержаний період з періодом коливань при 220 В й однакової місткості.
2. За графіком визначіть індуктивність котушки, використовуючи формулу (1).

Запитання

1. Чому власні коливання завжди згасні?
2. Як змінюється період власних електромагнетних коливань у контурі зі зміною L і C ?

Лабораторна робота № 2

Вивчення коливань вантажу на пружині

Завдання:

обчисліть період коливань маятника вантажу на пружині для певної маси вантажу та експериментально перевірте результат. Виміряйте період коливань вантажу різної маси, побудуйте градувальну криву цієї пружини.

Обладнання:

пружина від відерка Архімеда, (динамометра Бакушинського) набір важок по 50 г, лінійка, штатив, секундомір.

Теоретичні відомості

Період коливань вантажу на пружині можна визначити за формулою:

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

де k – жорсткість пружини.

Жорсткість пружини можна знайти за законом Гука. За рівноваги вантажу на пружині

$$mg = F_{\text{пружн}}, \quad mg = |kx|.$$

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

Період коливань можна виміряти експериментально:

$$T = \frac{t}{n},$$

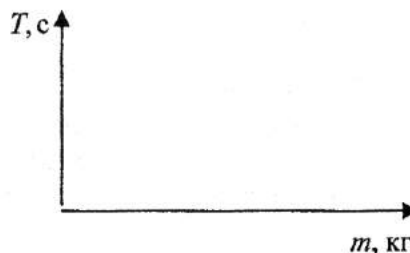
де t – час, за який вантаж здійснює n коливань.

Виконання роботи

1. За допомогою лінійки і вантажів відомої маси визначіть жорсткість пружини.
2. Підвісивши вантаж масою, виміряйте час 50 коливань за невеликих амплітуд.
3. Змінюючи масу вантажу 50 г, повторіть дослід (від $m = \dots$ до $m = \dots$).
4. Одержані дані запишіть у таблицю:

m, кг									
n									
T, c									

5. За одержаними даними побудуйте графік залежності $T = f(m)$.



6. Дослідіть залежність періоду коливань від амплітуди і зробіть висновки.

Додаткове завдання

1. За графіком визначіть період коливань для вантажу масою 0,22 кг. Перевірте експериментально період коливань цієї маси. Порівняйте результати.

Запитання

1. Як зміниться T , якщо вантаж помістити в склянку з водою?



2. Чому під час вимірювання T амплітуда коливань вантажу має бути невеликою?

Лабораторна робота № 3

Визначення індуктивності котушки методом резонансу

Завдання:

збуджуючи вимушені електромагнетні коливання в електричному колі, яке складається з котушки і конденсатора, дослідіть явище резонансу. Використовуючи явище резонансу, знайдіть індуктивність котушки.

Обладнання:

котушка дросельна, батарея конденсаторів, джерело змінного струму на 6 В, міліамперметр змінного струму.

Теоретичні відомості

Котушка з конденсатором утворюють коливальний контур. Циклічну частоту власних коливань, які виникли, визначають формулою Томсона:

$$\omega = \frac{1}{LC}. \quad (1)$$

При резонансі амплітуда струму, за незмінної напруги, досягає максимального значення при збігу частоти власних коливань із частотою вимушеної сили.

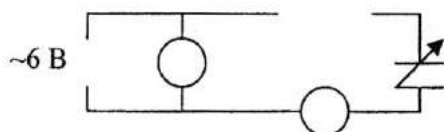
$$I^2 = \frac{U^2}{R^2 + (X_L - X_C)^2}. \quad (2)$$

Досліджуючи закон Ома, бачимо, що максимальне значення струму досягається при $X_L = X_C$. Оскільки ємність конденсаторів відома, то щоб визначити індуктивність котушки, треба знати резонансну частоту. Тоді

$$L = \frac{1}{(2\pi \nu_p)^2 C}. \quad (3)$$

Виконання роботи

1. Зберіть електричне коло за схемою.



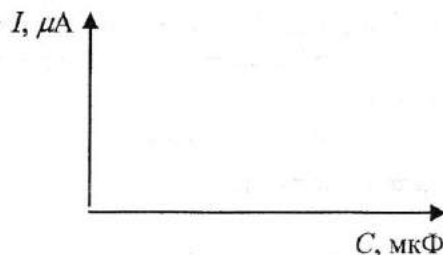
Котушку під'єднайте до клем 2400 витків.

2. Подавши змінну напругу, виміряйте силу струму за різної ємності конденсатора.

3. Одержані дані запишіть у таблицю вимірювань.

$C, \text{ мкФ}$						
$I, \text{ мА}$						

4. Побудуйте графік залежності амплітуди сили струму від ємності:



За графіком визначіть ємність конденсатора, за якої амплітуда сили струму максимальна.

5. За формулою (3) розрахуйте індуктивність котушки.

Додаткове завдання

1. Повторіть дослід для котушки, яка увімкнена на 1200 витків.

Запитання

1. Чому залежність сили струму від ємності має резонансний характер?
2. Чим визначається амплітуда сили струму?
3. Де і в яких приладах використовується явище резонансу?

Лабораторна робота № 4

Вивчення закону Ома для кола змінного струму

Завдання:

обчисліть силу струму в колі змінного струму з послідовно сполучених резистора, котушки і конденсатора. Перевірте обчислення експериментально.

Обладнання:

котушка дросельна, батарея конденсаторів, набір резисторів 100 Ом, омметр, міліамперметр на 50 мА, джерело змінного струму напругою 6 В.

Теоретичні відомості

За законом Ома, для кола змінного струму:



$$I = \frac{U}{Z},$$

де Z – повний опір кола змінного струму.

$$Z = \sqrt{R^2 + (X_L - X_C)^2},$$

де R – активний опір кола.

$$R = R_M + R_K.$$

R_M – опір магістину; R_K – опір мідного дроту котушки в колі постійного струму; X_L – індуктивний опір котушки:

$$X_L = \omega L = 2\pi\nu L,$$

X_C – опір конденсатора:

$$X_C = \frac{1}{\omega C} = \frac{1}{2\pi\nu C}.$$

Виконання роботи

1. Виміряйте тестером опір дросельної котушки, яка під'єднана до крайніх клем $(1200 + 2400) R_K$.
2. Обчисліть повний опір електричного кола з послідовно сполучених резистора 100 Ом, котушки $R_K = L = 1 \text{ Гн}$, конденсатора ємністю 1 мкФ і $\nu = 50 \text{ Гц}$.
3. Обчисліть силу струму за законом Ома.
4. Зберіть електричне коло. Виміряйте силу струму в колі.
5. Виміряйте напругу на кожному елементі кола і в усьому колі.
6. Порівняйте одержані обчислені та експериментальні результати.
7. Повторіть дослід для $C = 16 \text{ мкФ}$.

Запитання

1. Чому повний опір послідовного кола змінного струму не дорівнює сумі активного, ємнісного та індуктивного опору.
2. В якому випадку сила струму досягає максимального значення?
3. Як зміниться сила струму в колі зі зміною частоти?

Лабораторна робота № 5

Визначення швидкості звуку в повітрі і власних частот повітряного стовпа

Завдання:

виміряйте довжину звукової хвилі, обчисліть швидкість звуку в повітрі.

Обладнання:

звуковий генератор, телефон ТОН-2, камертон на 440 Гц, скляна трубка завдовжки 1 м ($\Phi \sim 40 \text{ мм}$), поліетиленова трубка діаметром 8–10 мм, завдовжки 1,5 м, пластикова пляшка без дна, штатив, рулетка.

Теоретичні відомості

Довжина хвилі, частота і швидкість звуку пов'язані співвідношенням:

$$V_s = \nu \lambda. \quad (1)$$

Щоб визначити швидкість звуку, легше виміряти частоту і довжину звукової хвилі. Для вимірювання цих величин застосовують джерело звуку відомої частоти (камертон, звуковий генератор) і резонансну трубку. Резонансна трубка – скляна трубка, відкрита з одного кінця. Змінюючи рівень води в трубці, можна знайти таку довжину трубки, за якої виникає акустичний резонанс. Теоретично, для трубки відкритої з одного кінця, власна частота коливань повітряного стовпа

$$Y_n = \frac{V_s n}{4(L \pm 0,8R)}, \quad (2)$$

де $n = 1; 3; 5$; L – довжина повітряного стовпа; R – радіус труби.

У разі резонансу на довжині повітряного стовпа, точніше, на довжині $(L + 0,8R)$ укладається непарна кількість четвертої хвилі.

$$L_n \pm 0,8R = n \frac{\lambda}{4}. \quad (3)$$

Найменша віддаль між двома повітряними стовпами, при яких спостерігається резонанс, дорівнює $\lambda/2$

$$L_n - L_{n-1} = \frac{\lambda}{2}. \quad (4)$$



Виконання роботи

1. Зберіть установку, як зображено на рис. 1.
2. Задайте певну частоту звуковим генератором (300 ~ 500 Гц).
3. Піднімаючи або опускаючи пляшку, знайдіть положення, при якому гучність звуку максимальна. Виміряйте довжину стовпа повітря L_n .
4. Опускаючи нижче пляшку, знайдіть наступне посилення. Виміряйте L_{n+1} . Обчисліть

$$\lambda = 2(L_{n+1} - L_n).$$

Обчисліть за формулою (1) швидкість звуку в повітрі.

5. Обчисліть довжину повітряного стовпа, що має власну частоту 440 Гц. На приладі встановіть відповідне L_n і переконайтеся, чи є резонанс. Змістивши рівень води на $\lambda/2$ (для $\lambda = 440$ Гц) перевірте, чи посилюється звук.

Додаткове завдання

1. Перевірте дослід для 2-3 інших частот.

Запитання

1. Чи залежить швидкість звуку в повітрі від температури, тиску?
2. За якої умови спостерігатимуться посилення, ослаблення звуку?

Лабораторна робота № 7
Дослідження коливань математичного маятника

Завдання:

дослідіть залежність періоду коливань математичного маятника від довжини маятника, маси, вантажу, що коливається, амплітуди коливань.

Теоретичні відомості

Вантаж, який підвішений на довгій, нерозтяжній нитці, що коливається в гравітаційному полі Землі, називають математичним маятником, період коливань якого:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}},$$

де T – період коливань.

$$T = \frac{t}{n},$$

t – час за яке маятник вчинить; n – кількість коливань; l – довжина маятника.

Виконання роботи

1. Підготуйте до вимірювань штатив, математичний маятник.
2. Виміряйте довжину нитки від кулі до прищипки і радіус кулі. Тоді довжина маятника

$$l = l_n + R_k.$$

3. При $l = 0,2$ м виведіть кулю з рівноваги, відхилюючи нитку від вертикалі не більше, ніж на 30° і виміряйте час, за який куля здійснить 50 повних коливань. Розрахуйте період коливань.
4. Повторіть дослід, змінюючи довжину маятника на 10 см, від 20 см до 120 см.
5. Результати вимірювань запишіть у таблицю вимірювань:

$l, \text{ м}$	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1	1,1	1,2
n											
$t, \text{ с}$											
$T, \text{ с}$											

За одержаними даними побудуйте графік залежності $T = f(l)$.

6. Для довжини маятника $l = 0,8$ м виміряйте період коливань при різних відхиленнях маятника від положення рівноваги. За одержаними результатами зробіть висновок.
7. Для цієї ж довжини змініть масу вантажу та виміряйте період коливань. За одержаними результатами зробіть висновок.

Додаткове завдання

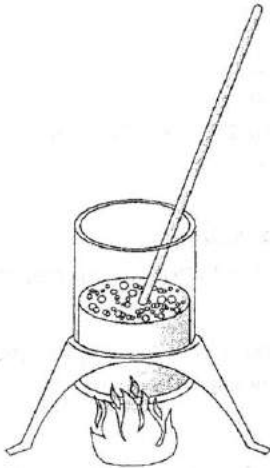
1. За графіком для довжини маятника $l = 75$ см. Знайдіть період коливань.
Встановіть довжину маятника 75 см і виміряйте період коливань. Порівняйте результати.

Запитання

1. З якою метою може бути використаний математичний маятник?
2. Визначіть за графіком, у скільки разів змінюється період коливань зі зміною довжини в 2, 3, 4 рази. Як результат узгоджується з теорією?



Мильні бульбашки



Всіпте у воду, найкраще в окріп, нарізаного господарського мила, розмішайте, щоб розчинилось. Будьте обережні, можна обпектися.

Видуйте бульбашку так: занурте трубку в розчин і вийміть її так, щоб на кінці трубки утворилася плівка рідини. Тримайте її прямовисно й обережно подмухайте в неї, видуйте бульбашку. Щоб видувати бульбашку великого діаметра, візьміть трубку діаметром майже 2 см. Найбільші бульбашки вдасться видувати за допомогою трубки у формі лійки.

Якщо вдасться відразу видути бульбашку діаметром понад 10 см, то розчин добрий. Якщо ж ні, додайте до нього ще мила, поки не вдасться видути бульбашки потрібного розміру. Видувши бульбашку великого розміру, вмочіть палець у мильний розчин і обережно проткніть її пальцем. Якщо вона не трісне, можете розпочинати досліди. Якщо ж бульбашка трісне,

додайте до розчину ще трохи мила.

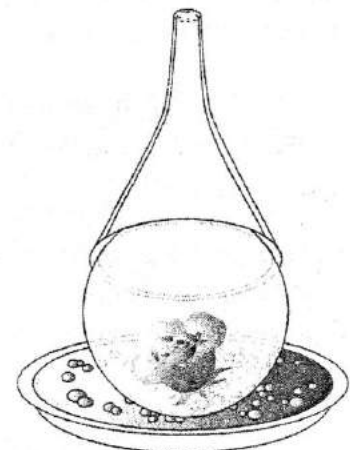
Досліди проводьте помаленьку, обережно та спокійно. Освітлення має бути якнайяскравіше: інакше бульбашки не покажуть своїх веселкових барв.

Бульбашка навколо квітки

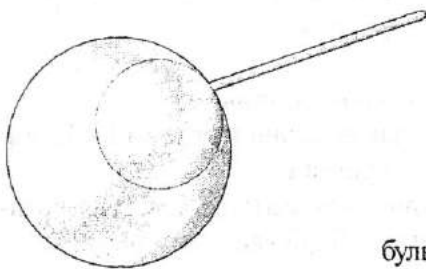
У пласку посудину (можна використати тарілку) налийте мильного розчину, щоб він покрив дно посудини 2–3 мм заввишки. Посередині покладіть квітку і накрийте її скляною лійкою.

Далі, поволі піднімаючи лійку, подмухайте в її вузьку трубочку – утвориться мильна бульбашка. Коли бульбашка досягне потрібних розмірів, нахиліть лійку, вивільняючи з-під неї бульбашку. Тоді квітка опиниться під прозорим кулястим склепінням із мильної плівки, що переливатиметься всіма барвами веселки.

Замість квітки можна взяти статуетку, увінчавши її голову мильною бульбашкою. Для цього заздалегідь крапніть на голову статуетки трохи розчину. Коли велика бульбашка вже видута, проткніть її та видуйте всередині її маленьку.



Бульбашки одна в одній



Із лійки, яку використовували для попередніх дослідів, видуйте велику мильну бульбашку. Далі повністю занурте соломинку в мильний розчин, щоб тільки кінчик її, який треба буде брати в рот, залишився сухим, і просуньте її обережно через стінку першої бульбашки до центра. Поволі витягаючи згодом соломинку, не доводячи її, проте, до краю, видуйте другу бульбашку, вкладену в першу, в неї – третю, четверту і т. д.

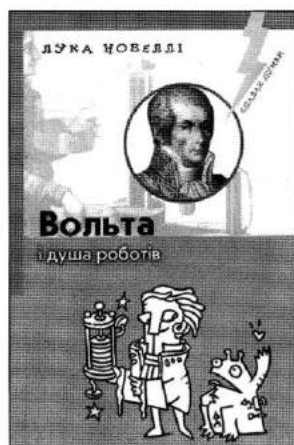
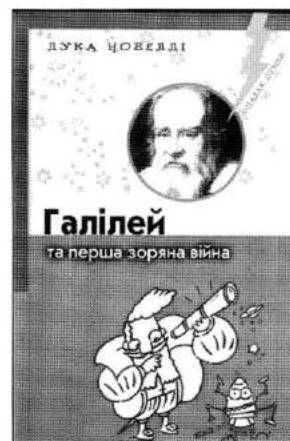
Циліндр із мильної плівки утворюється між двома дротяними кільцями. Для цього на нижнє кільце опустіть мильну бульбашку. Тоді згори до бульбашки прикладіть змочене в мильному розчині друге кільце і, піднесіть його, розтягуючи бульбашку, поки вона не стане циліндричною. Однак, якщо ви піднімете верхнє кільце на висоту більшу, ніж довжина кола кільця, то циліндр в одній половині звужиться, а в іншій – розшириться, а потім розпадеться на дві бульбашки. Додайте до мильного розчину декілька крапель гліцерину, ваші бульбашки набудуть незвичайних барв.

Проведіть ці досліди й обгрунтуйте їх.

Лука Новеллі. Галілей та перша зоряна війна /
Пер. з італійської. – Київ: К.І.С., 2005. – 112 с.

Далеко чи близько від нас розташовані зорі: в чому полягає тасмниця цих світил; де розташована Земля й чи вона стоїть нерухомо, висить або рухається; що таке Сонце і хто “головніший” – ці питання в усі часи турбували наших предків, відколи вони то настрашено, то зачаровано почали спостерігати за небом. Неймовірно, але в певні часи говорити про це було небезпечно, коли за одну лише фразу “Земля обертається!” могли спалити на вогнищі.

Отож, поспілкуємось з великим Галілеєм про зорі, телескопи, плями на Сонці тощо, послухавши його розповідь про супутників планет і як йому вдалось їх відкрити, а також дізнавшись з його вуст про страшні діяння інквізиції, читач зрозуміє, чому ж, власне, мудрий учений мусив відмовитись від своїх поглядів і відкриттів



Лука Новеллі. Вольта і душа роботів. / Пер. з італійської. – Київ: К.І.С., 2005. – 112 с.

У цій книжці відомий науковець XIX сторіччя Алессандро Вольта розповідає, як електрика із загадкового явища та захоплення перетворилась на справу всього його життя. Науковець дотепно розповідає читачеві, як він винайшов такий звичайний у сучасному побуті предмет – батарейку; він щиро зізнався, що підгледів її будову в морського електричного ската. Також Вольта оповідає й про своє життя; перше кохання, немов електричний заряд; про своїх колег-науковців; про дружбу з могутнім Наполеоном та багато іншого.

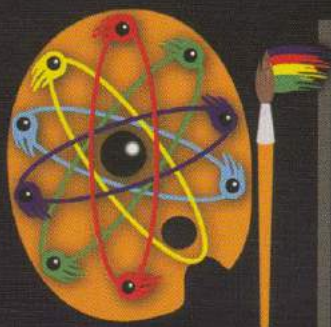
А головне – книжка допоможе уявити, який довгий шлях подолала наука, щоб від простісінького винаходу – громовідводу – дійти до високих технологій – комп'ютерів і роботів. І скільки ще незвіданого попереду...

Лука Новеллі. Айнштайн та машина часу. / Пер. з італійської. – Київ: К.І.С., 2005. – 112 с.

Ця книжка про одного з найвидатніших науковців XX сторіччя – Альберта Айнштайна. Великий фізик, який свого часу не встиг написати цікаву науково-популярну книжку про дітей, тепер надолужує це, розповідаючи захопливу історію про власне життя. Читач матиме змогу познайомитись з малим Альбертом, який дуже захоплювався грою на скрипці, був у дитинстві не надто жвавим хлопчиком, навіть як він сам стверджує, його розум розвивався уповільнено! Однак, неабияк зацікавившись вивченням фізики, він зробив величезні відкриття, які просто-таки “перевернули” уявлення людей про Всесвіт, простір і час, вироблення енергії тощо.

Будучи причетним до створення атомної бомби, Айнштайн до кінця своїх днів боротиметься за мир і рішуче закликатиме відмовитись від атомної зброї в усьому світі.





МИСТЕЦЬКА
СТОРІНКА
ЖУРНАЛУ
"СВІТ ФІЗИКИ"



Львову – 750 років

**2007 рік – ювілейний для журналу "Світ фізики".
Рік цікавих несподіванок для читачів!**



**Не забудьте
передплатити
журнал "Світ фізики"**

Передплатний індекс 22577