

УДК 535.3; 681.7

В.У. ЦІХАНОВІЧ, І.С. МАНАК. Дз.У. УШАКОЎ

АПТЫЧНАЯ БІСТАБІЛЬНАСЦЬ У АДНАМЕРНЫХ ФАТОННЫХ КРЫШТАЛЯХ НА АСНОВЕ GaAs/AlAs СЛАЁЎ

The transmission characteristics of photonic crystals with nonlinear semiconductor layers were investigated on the basis of a transfer matrix method. Computation demonstrated that the transmission characteristics of the nonlinear photonic structures are rather ambiguous and dependent on whether an incident intensity increases or decreases. This effect of optical bistability can be used for designing of optical switches and limiters.

Тэрмінам «фатонныя крышталі» абазначаюцца структуры, у якіх дыэлектрычная пранікальнасць мадулюецца з перыядам, параўнальным з даўжынёй хвалі святла. Такія структуры дазваляюць кантраляваць шматлікія параметры электрамагнітнага выпраменьвання падобна да таго, як паўправоднікі даюць магчымасць кантраляваць электроны.

Шматлікія з эфектаў, якія былі даследаваны 10-15 гадоў таму назад у нелінейнай фізіцы і нелінейнай оптыцы кіравання хвалямі, могуць знайсці унікальнае прымяненне для гэтага новага тыпу аптычных структур. Нелінейнасць аптычных матэрыялаў з'яўляецца істотнай, калі мы жадаем стварыць прылады для цалкам аптычнай апрацоўкі сігнала - аптычныя дыёды, транзістары, пераключальнікі, абмежавальнікі [1]. Павольная групавая хуткасць святла ў фатонна-крышталічных схемах можа значна павялічыць накопленыя нелінейныя зрухі фазы, якія патрабуюцца для эфектыўнай працы аптычнага пераключальніка, што прывядзе да змяншэння памеру шматлікіх фатонных прыладаў, працуючых пры значна меншай магутнасці. Гэтыя перавагі могуць быць выкарыстаны пры праектаванні вельмі малых аптычных лагічных затвораў на аснове лёгкадаступных матэрыялаў, а таксама дазваляць спалучыць некалькі тысяч такіх прыладаў у чып памерам у некалькі квадратных сантыметраў.

Нелінейная оптыка традыцыйна разглядаецца ў тэрмінах асобных эфектаў квадратичнай (другі парадак $\chi^{(2)}$) і кубічнай (трэці парадак $\chi^{(3)}$) нелінейнасцей. Нелінейнасць $\chi^{(3)}$ звычайна звязана з залежнасцю паказніка праламлення ад інтэнсіўнасці (эфект Кера), фазавай аўтамадуляцыяй, самафакусіроўкай і аптычнымі салітонамі. У [2] разгледжана генерацыя трэцяй гармонікі ў самаарганізаваных квантавых пунктах на аснове InAs/GaAs. Параўнанне тэарэтычнага і эксперыментальнага падыходаў да лінейнай і нелінейнай спектраскапіі матэрыялаў GaAs і GaP адлюстравана ў [3]. Даследаванне нелінейных эфектаў у фатонных крышталях, апісанае ў літаратуры [4, 5], праводзілася з дапамогай метаду канечных рознасцей, і разглядаўся выпадак перыядычнай структуры з паказнікамі праламлення 1,25 і 2,5.

У дадзенай рабоце метадам перадачнай матрыцы разлічаны магутнасныя характарыстыкі для фатонных крышталяў на аснове рэальных злучэнняў GaAs/AlAs.

Метад перадачнай матрыцы для даследавання нелінейных эфектаў у аднамерным фатонным крышталі

Напружанасць электрычнага поля $E(x)$ у адвольным пункце фатоннай структуры можна ўявіць у выглядзе суперпазіцыі плоскіх хваляў, якія распаўсюджаюцца ў супрацьлеглых накірунках [6]:

$$E(x) = A_i \exp[ik_i(x - x_i)] + B_i \exp[-ik_i(x - x_i)] \text{ пры } x_i \leq x \leq x_{i+1},$$

дзе A_i - амплітуда падаючай хвалі, B_i - амплітуда зваротнай хвалі, $k_i = n_i k_0$

комплексная ў агульным выпадку пастаянная распаўсюджвання, $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ - хвалевы

вектар.

Калі прыраўняць амплітуды электрычнага поля і іх вытворныя па каардынаце на мяжы суседніх слаёў, можна знайсці пераўтварэнне, якое звязвае амплітуды хваляў у вузлавых пун

$$\begin{pmatrix} A_{i+1} \\ B_{i+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{k_{i+1} + k_i}{2k_{i+1}} \exp[ik_i \Delta x] & \frac{k_{i+1} - k_i}{2k_{i+1}} \exp[-ik_i \Delta x] \\ \frac{k_{i+1} - k_i}{2k_{i+1}} \exp[ik_i \Delta x] & \frac{k_{i+1} + k_i}{2k_{i+1}} \exp[-ik_i \Delta x] \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_i \\ B_i \end{pmatrix},$$

дзе $\Delta x = x_{i+1} - x_i$ - адлегласць паміж разглядаемымі пунктамі, а $k = n(x)k_0$

Пры пераходзе ад слоя аднаго матэрыялу да слоя іншага матэрыялу паказнік праламлення змяняецца, а $\Delta x \rightarrow 0$, таму матрыца пераходу паміж слаямі будзе мець выгляд

$$\begin{pmatrix} A_{i+1} \\ B_{i+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{k_{i+1} + k_i}{2k_{i+1}} & \frac{k_{i+1} - k_i}{2k_{i+1}} \\ \frac{k_{i+1} - k_i}{2k_{i+1}} & \frac{k_{i+1} + k_i}{2k_{i+1}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_i \\ B_i \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Перамнажаючы паміж сабой матрыцы пераўтварэння, улічваючы межавыя ўмовы, згодна з якімі да і пасля структуры знаходзіцца паветра з паказнікам праламлення $n_0 = 1$, а сувязь паміж амплітудамі поля пры пераходзе ў слой з іншага матэрыялу набывае выгляд (1), атрымаем характарыстычную матрыцу фатоннага крышталя:

$$M = M_1 M_2 \dots M_N = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Абазначаючы амплітуды падаючай і адбітай ад фатоннай структуры плоскіх хваляў як A і B адпаведна, а C - амплітуду хвалі, якая выйшла з фатоннага крышталя, і ўлічваючы яго характарыстычную матрыцу (2), сувязь паміж амплітудамі набывае наступны выгляд:

$$\begin{cases} M_{11}A + M_{12}B = C \\ M_{21}A + M_{22}B = 0 \end{cases}.$$

Пры ўвядзенні ў структуру нелінейнасці Кера адбываецца змяненне лакальнага паказніка праламлення. Згодна з [8] вымушанае змяненне паказніка праламлення прапарцыянальна інтэнсіўнасці аптычнага поля:

$$\Delta n = \bar{n}_2 |E|^2, \quad (3)$$

дзе нелінейны каэфіцыент паказніка праламлення асяроддзя $\bar{n}_2$ вызначаецца як [4]

$$\bar{n}_2 = \frac{1}{2n} \chi^{(3)}.$$

Такім чынам, пасля знаходжання інтэнсіўнасці электрычнага поля ў вузлавых пунктах структуры з дапамогай формулы (3) можна разлічыць змяненне паказніка

прамалення ў гэтых пунктах, выкліканае нелінейнасцю. На наступнай ітэрацыі атрыманыя паказнікі прамалення выкарыстоўваюцца для чарговага разліку інтэнсіўнасці поля ў вузлавых пунктах. Ітэрацыйны працэс сійняецца, калі максімальная для вузлавых пунктаў рознасць паказнікаў прамалення на кроку i і $(i+1)$ становіцца меншай, чым памылка ϵ .

Для таго каб пазбавіцца праблемы разыходжання рашэння ў лічбавым метадзе, на кожнай чарговай ітэрацыі для разлікаў поля бярэцца сярэднеўзважаны паказнік прамалення $n^{(m-1/2)} = \sigma n^{(m-1)} + (1-\sigma)n^{(m)}$ з σ , якое задавальняе ўмове $0 < \sigma < 1$ і з'яўляецца параметрам кантролю вагі $n^{(m)}$. У дадзеных разліках было прынята $\sigma = 0,9$. Для разліку магутнасці выпраменьвання на ўваходзе і выхадзе структуры выкарыстоўвалася формула [9]:

$$P = |A|^2 c \epsilon_0 / 2.$$

Прымалася, што ўваходная магутнасць з'яўлялася невядомай пераменнай, а перадаваная магутнасць - уваходным параметрам. Гэта было зроблена з-за таго, што ў выпадку бістабільнасці інтэнсіўнасць перадаванай хвалі з'яўляецца шматзначнай функцыяй уваходнай інтэнсіўнасці; аднак зваротная функцыя (уваходная інтэнсіўнасць як функцыя інтэнсіўнасці перадаванай хвалі) заўжды адназначная [10].

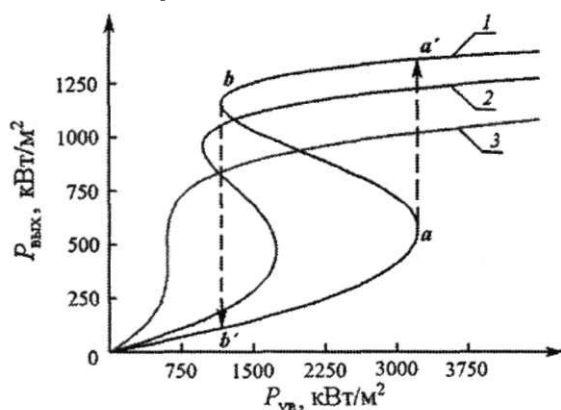
Разглядаўся аднамерны канечны чвэрцьхвалевы набор, які складаецца з чаргавальных слаёў, маючых высокі паказнік прамалення n_H (Я-слаі) і нізкі - n_L (L-слаі). Таўшчыні для абодвух слаёў выбіраюцца такімі, каб $d_L = \lambda_0 / 4n_L$ і $d_H = \lambda_0 / 4n_H$, дзе λ_0 - даўжыня хвалі ў свабоднай прасторы. Дэфектная структура можа быць атрымана змяненнем таўшчыні аднаго са слаёў (які затым называецца дэфектным слоём і абазначаецца D) альбо паказніка прамалення дэфектнага слоя. Для прастаты структура абазначаецца $(HL)^{N_1}(D)^M(LH)^{N_2}$, дзе N_1 і N_2 адпаведна колькасць перыядаў слаёў справа і злева ад дэфектнага слоя, M - таўшчыня дэфектнага слоя L_d , дзе $L_d = M(\lambda_0 / 4n_d)$, n_d - паказнік прамалення дэфектнага слоя.

Асноўнай уласцівасцю дасканалай структуры з фатоннымі забароненымі зонамі з'яўляецца наяўнасць забароненых зон, у якіх недапушчальна распаўсюджванне хваляў з пэўным дыяпазінам частотаў. Іншымі словамі, светлавая хвалі з частотамі, што трапляюць у забароненую зону, цалкам адбіваюцца ад структуры. Аднак у канечнай перыядычнай структуры адбіццё ў цэлым не будзе поўным. Таму тэрмін забароненай зоны (для канечных структур) выкарыстоўваецца практычна для малога інтэрвалу частотаў, які ўтрымлівае забароненую зону бясконцай структуры, абмежаванага дзвюма рэзананснымі частотамі (якія называюцца модамі (рэзанансамі) на краі энергетычнай зоны). Пры ўвядзенні дэфектнага слоя ў лінейную структуру з фатоннымі забароненымі зонамі ў вобласці забароненых частот узнікае вельмі вузкі рэзананс, частата якога называецца частатой дэфектнай моды [11]. Гэта адрозніваецца ад выпадку дакладна перыядычнай структуры, усе рэзанансы якой сканцэнтраваны на мяжы альбо па-за забароненай зонай.

Бістабільнасць, кантралюемая ўваходнай інтэнсіўнасцю

У [12] паказана, што ў структурах з размеркаванай зваротнай сувяззю пры ўзаемадзеянні з інтэнсіўным аптычным выпраменьваннем магчыма ўзнікненне бістабільнасці. Механізм гэтай з'явы заключаецца ў аптычна выкліканых змяненнях паказніка прамалення для ўзаемадзейных хваляў, якія распаўсюджваюцца ў прамым і зваротным накірунках.

У [13] разгледжаны дэфектны слой з кераўскай нелінейнасцю, які быў змешчаны ў цэнтр шматслаёвай структуры, што складаўся з набору чвэрцьхвалевых пласцінак з чаргавальнымі высокім і нізкім паказнікамі прамалення. Назіраўся эфект аптычнай бістабільнасці, гэта значыць гістэрэзіс ў залежнасці інтэнсіўнасці перадаванага выпраменьвання ад інтэнсіўнасці падаючага святла ў выпадку, калі частата падаючага выпраменьвання знаходзілася паблізу ад частаты дэфектнай моды. Нелінейныя эфекты ў легіраваных звышрашотках даследаваліся ў [14-17].



Мал. 1. Передаточныя характарыстыкі структуры $(HL)^{10}(D)^2(LH)^{10}$ для прыведзенай частаты ω/ω_0 : 1 – 0,995; 2 – 0,997; 3 – 0,9999

бильнасці, якая кантралюецца ўваходнай інтэнсіўнасцю святла пры пастаяннай частаце.

Асноўным вынікам аптычнай бістабільнасці з'яўляецца яе рэалізацыя з лімітна магчымымі парогамі. Сіметрычная дэфектная структура мае значна меншы парог бістабільнасці ў параўнанні з дасканалай структурай той жа самай даўжыні. Таму абмяжуемся даследаваннем бістабільнасці, кантралюемай інтэнсіўнасцю ўваходнага святла, толькі для выпадку сіметрычнай дэфектнай структуры.

Для даследавання аптычнай бістабільнасці, якая кантралюецца ўваходнай інтэнсіўнасцю, быў выкарыстаны метад перадатчнай матрыцы. H- і D-слаі ўяўлялі сабой чвэрцьхвалевыя плёнкi паўправадніковага матэрыялу GaAs, якія валодалі станоўчай нелінейнасцю Кера. Нелінейная ўспрымальнасць для іх складала $\chi^{(3)} = 9,74 \cdot 10^{-11} \text{ м}^2 \text{В}^{-2}$ [18]. L-слаі ўяўлялі сабой чвэрцьхвалевыя плёнкi AlAs. Паказнік праламлення ўваходных і выхадных абласцей пры $z < z_{\min}$ і $z > z_{\max}$ быў $n_0 = 1$, а для дэфектнага слоя $n_d = n_H$. Разлікі праводзіліся для $\lambda_0 = 800 \text{ нм}$. Паказнік праламлення на дадзенай даўжыні хвалі для GaAs быў роўны 3,68, а для AlAs – 3,33. Таўшчыня слоя GaAs складала 54,31 нм, а таўшчыня слоя AlAs – 60,09 нм. Выбар матэрыялаў абумоўліваўся асветленасцю ў літаратуры іх фізічных параметраў: паказніка праламлення і нелінейнай успрымальнасці. Іх нелінейнасць з'яўляецца перспектыўнай базай рэалізацыі аптычнай бістабільнасці з нізкімі парогамі. На мал. 1 паказаны ўваходна-выходныя характарыстыкі структуры $(HL)^{10}(D)^2(LH)^{10}$ для некаторых частотаў, якія ляжаць ніжэй дэфектнай моды

$\omega = \frac{2\pi c}{\lambda_0}$. Заўважана, што для $\omega = 0,995 \cdot 2\pi c/\lambda_0$ структура валодае S-падобным

водгукам. Пры плаўным павелічэнні падаючай інтэнсіўнасці $P_{ув}$ ад нуля перадаваная інтэнсіўнасць $P_{вых}$ спачатку павялічваецца павольна. Калі ўваходная велічыня дасягае парогу (3220 кВт/м²), значэнні $P_{вых}$ рэзка ўзрастаюць (ад стану 0 да a' , як паказана на мал. 1). Затым $P_{вых}$ ізноў павольна павялічваецца пры росце велічыні $P_{ув}$. Наадварот, пры змяншэнні $P_{ув}$ ад значэння больш чым парогавае $P_{вых}$ павольна змяншаецца. Калі $P_{ув}$ дасягае парогавага значэння (стан a'), $P_{вых}$ не зрываецца на больш нізкае (стан a), але працягвае павольна змяншацца, пакуль не дасягае стану b , а затым рэзка пераходзіць у стан b' . Потым $P_{вых}$ працягвае змяншацца са змяншэннем $P_{ув}$. Такім чынам, нелінейная дэфектная структура можа здзяйсняць аптычную бістабільнасць. Неабходна зазначыць, што лінія паміж нізкапрапусным і высокапрапусным станам, якая злучае стан a і стан b , адпавядае нестабільным рашэнням.

3-за таго, што парог пераключэння для $\omega = 0,995 \cdot 2\pi c/\lambda_0$ з'яўляецца вельмі вялікім, то існуе практычная неабходнасць у змяншэнні гэтай велічыні пры дапамозе наладкі частаты ўваходнага святла, каб яна знаходзілася бліжэй да дэфектнай

Пры даследаванні магчымасці выкарыстання канечных перыядычных структур у якасці прыладаў, у якіх бістабільнае пераключэнне кантралюецца наладкай частаты, назіралася, што для пэўнай частаты каэфіцыент прпускання з'яўляецца адназначным для адносна нізкіх падаючых інтэнсіўнасцей, але шматзначным – для высокіх [4]. Аднак пры павелічэнні ўваходнай інтэнсіўнасці прпуская здольнасць ізноў становілася адназначнай. Дадзены факт указвае таксама на магчымасць аптычнай біста-

моды. Наприклад, парогове значення для $\omega = 0,997 \cdot 2\pi c/\lambda_0$ складає 1739 кВт/м². Аднак бістабільна паводзіны не могуць быць дасягнуты, калі ўваходнае поле мае частату вельмі бліжнюю да рэзананснай.

Разгледзім уздзеянне змянення таўшчыні дэфекту на парог бістабільнасці. На мал. 2 а паказана крывая бістабільнасці структуры $(HL)^{10}(D)^M(LH)^{10}$. Для розных значэнняў M - 2, 4, 8 - парогі аптычнай бістабільнасці складаюць ≈ 3220 кВт/м², ≈ 3504 кВт/м² і ≈ 4403 кВт/м² адпаведна. З гэтага можна зрабіць вывад, што для дадзенай структуры павелічэнне таўшчыні дэфекту павялічвае парог пераключэння.

Было даследавана, як уплывае павелічэнне колькасці перыядаў фатоннай структуры на парог бістабільнасці для частаты $\omega = 0,995 \cdot 2\pi c/\lambda_0$. Парогі аптычнай бістабільнасці структуры $(HL)^N(D)^2(LH)^N$ склалі ≈ 3220 кВт/м² для $yV = 10$, ≈ 4783 і ≈ 7195 кВт/м² для $l/\lambda = 12$ і $N = 14$. З гэтага можна зрабіць вывад, што для дадзенай структуры рост колькасці перыядаў павялічвае парог пераключэння.

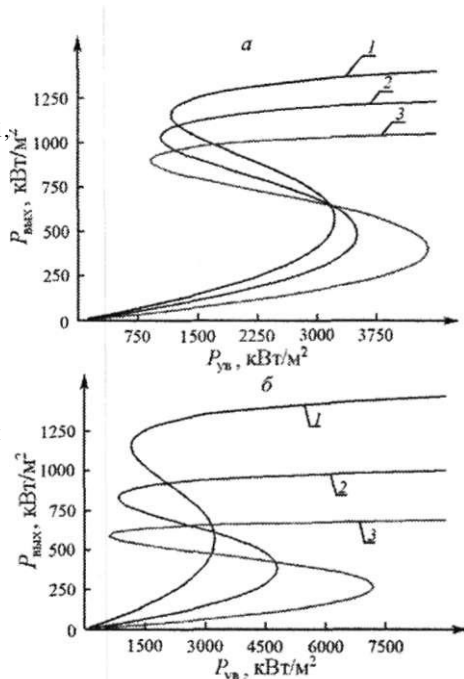
Аднак у [19] паказана, што матэматычная мадэль на аснове метаду перадатачнай матрыцы можа ўзнаўляць (пры выбары пэўнага набору параметраў) эксперыментальныя дадзеныя толькі ў двух экстрэмальных крайніх выпадках - нізкай і высокай магутнасці святла, падаючага на фатонную структуру. Тым не менш мадэль прадказвае пераход, які адбываецца шляхам непарыўнага змяншэння расшчаплення Рабі пакуль два пікі не злучаюцца ў адзін, што супярэчыць эксперыментальным дадзеным.

З дапамогай метаду перадатачнай матрыцы былі даследаваны перадатачныя характарыстыкі фатонага крыштала з нелінейнымі слаямі. Разлікі паказалі, што прапускныя характарыстыкі нелінейных фатонных структур неадназначныя пры ўзрастанні і змяншэнні падаючай на структуру інтэнсіўнасці. Дадзеная з'ява можа быць выкарыстана пры стварэнні аптычных пераключальнікаў.

1. Mingaleev S., Kivshar Y. // Opt. and photon. News. 2002. Vol. 13. P. 48.
2. Sauvage S., Boucaud P., Glotin F. et al. // Physical Review B. 1999. Vol. 59. P. 9830.
3. Shkrebtii A.I., Hughes J.L.P., Sipe J.E., Pulci O. // Thin Solid Films. 1998. Vol. 313-314(1-2). P. 575.
4. Suryanto A. Optical waves in inhomogeneous Kerr media beyond paraxial approximation. Enschede, 2003. P. 15.
5. Kwan P.K., Lu Y. Y. // Opt. Commun. 2004. Vol. 238. № 1-3. P. 169.
6. Афоненко А.А., Манак І.С. Электромагнитная теория полупроводниковых лазеров. МН., 1997. С. 59.
7. Nemes H. // J. Opt. Soc. Am. B. 2004. Vol. 21. № 3. P. 548.
8. He G.S., Liu S. H. World Scientific. Singapore, 1999. P. 552.
9. Джексон Дж. Классическая электродинамика. М., 1965.
10. Suryanto A., van Groesen E., Hammer M. // J. Nonlinear Optical Physics and Materials. 2003. P. 187.

П.Ціхановіч В.У., Манак І.С., Ушакоў Дз.У. // Лазерная и оптико-электронная техника: Сб. науч. ст. Мн., 2005. Вып. 9. С. 204.

12. Winful H.G., Marburger J.H., Garmire E. // Applied Physics Letters. 1979. Vol. 35. № 5. P. 379.



Мал. 2. Перадатычныя характарыстыкі: а - структуры $(HL)^{10}(D)^M(LH)^{10}$ для M : 1 - 2, 2 - 4 і 3 - 8; б - структуры $(HL)^N(D)^2(LH)^N$ для N : 1 - 10, 2 - 12 і 3 - 14

13. Wang R., Dong J., Xing D.Y. // Physical Review E. 1997. Vol. 55. № 5. P. 6301.
14. Кононенко В. К., Смирнов А.Г., Ушаков Д.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2004. Т. 68. № 1. С. 127.
15. Smirnov A.G., Ushakov D.V., Kononenko V.K. // J. Opt. Soc. Am. B. 2002. Vol. 19. № 9. P. 2208.
16. Кононенко В.К., Смирнов А.Г., Ушаков Д.В. и др. // Вестн. ФФИ. 2005. № 4. С. 54.
17. Kononenko V.K., Marciniak M., Ushakov D.V. // Proc. SPIE. 2005. Vol. 5950. P. 56.
18. Banaee M.G., Cowan A.R., Young J.F. // J. Opt. Soc. Am. B 19. 2002. P. 2224. 19. Gurioli M., Cavigli L., Khitrova G., Gibbs H. // Semicond. Sci. Technol. 2004. Vol. 19. P. S345.

Поступив у редакцію 05.10.06.

Вячаслаў Уладзіміравіч Ціхановіч - аспірант кафедры квантавай радыёфізікі і оптаэлектронікі. Навуковы кіраўнік - І.С. Манак.

Іван Сцяпанавіч Манак - кандыдат фізіка-матэматычных навук, дацэнт кафедры квантавай радыёфізікі і оптаэлектронікі.

Дзмітрый Уладзіміравіч Ушакоў - кандыдат фізіка-матэматычных навук, дацэнт кафедры фізікі.