УДК 58:427.12(057.4)

Мороз І.О., Іваній В.С., Холодов Р.І.

Сумський державний педагогічний університет імені А.С. Макаренка

ОСОБЛИВОСТІ РОЗГЛЯДУ ЗАКОНУ ЗБЕРЕЖЕННЯ ІМПУЛЬСУ В КУРСІ ФІЗИКИ ПЕДАГОГІЧНИХ УНІВЕРСИТЕТІВ

Питання про міру руху було одним із основних на початку розвитку фізики як науки. Протягом багатьох десятиліть не втихала суперечка між сучасником Ньютона - німецьким філософом та математиком Лейбніцом і картезіанцями - прихильниками французького вченого Рене Декарта, яка почалася ще наприкінці XVII століття. У суперечку було втягнуто багато найвидатніших представників науки того часу. Треба було відповісти на питання про те, що слід вважати мірою руху: декартову міру - кількість руху (імпульс) або «живу силу» Лейбніца (за сучасними уявленнями - енергію). Суперечка була розв’язана по суті лише у середині XIX століття, після відкриття закону збереження енергії. Врешті-решт, виявилось, що обидві міри руху - і кількість руху (імпульс), і «жива сила» (енергія) однаково важливі. Вони одночасно виступають характеристиками даної форми руху. І для тієї, і для іншої міри руху існує універсальний закон збереження. Враховуючи важливість закону збереження імпульсу, пропонується розгляд питань, пов’язаних з імпульсом, у наступному вигляді.

Закон збереження імпульсу в класичній фізиці

Розглянемо вільну механічну систему *N* тіл, які можна розглядати як матеріальні точки (частинки). Нехай у такій системі тіла взаємодіють як між собою, так і з тілами, що не входять в систему, тобто в системі діють внутрішні та зовнішні сили.

Запишемо рівняння руху a-тої частинки системи:

$$\frac{d}{dt} m_a \vec{\upsilon}_a = \vec{F}_a^{ext} + \sum_{j=1,\ j\neq a}^{N} \vec{F}_{ja}^{int}, \quad a = 1, 2 \ldots N, \tag{1}$$

де $\vec{F}_{ja}^{int}$ – сила, що діє з боку j-тої частинки на вибрану a-тую, $\vec{F}_a^{ext}$ – результуюча зовнішня сила, що діє на a-ту частинку і підсумуємо цей вираз за всіма матеріальними точками системи:

$$\frac{d}{dt} \sum_{a=1}^{N} m_a \vec{\upsilon}_a = \sum_{a=1}^{N} \vec{F}_a^{ext} + \sum_{a=1}^{N} \sum_{j=1,\ j\neq a}^{N} \vec{F}_{ja}^{int}. \tag{2}$$

При паралельному перенесенні системи, як це витікає із однорідності простору, не повинно бути зміни потенціальної енергії,. Нехай паралельне перенесення задається наступним перетворенням радіус-вектора для кожної частинки механічної системи: $\vec{r}_a \to \vec{r}_a\,' = \vec{r}_a + \delta\vec{r}$. Тоді при малому $\delta\vec{r}$ сумарну потенціальну енергію всієї системи можна розкласти у ряд Тейлора і обмежитися двома першими доданками:

$$\sum_a U(\vec{r}_a + \delta\vec{r}) = \sum_a U(\vec{r}_a) + \sum_a \delta\vec{r} \, \frac{\partial U(\vec{r}_a)}{\partial \vec{r}}.$$

У результаті формально зміну потенціальній енергії одержимо у вигляді:

$$\Delta U = \sum_a U(\vec{r}_a + \delta\vec{r}) - \sum_a U(\vec{r}_a) = \sum_a \delta\vec{r} \, \frac{\partial U(\vec{r}_a)}{\partial \vec{r}} = 0. \tag{3}$$

Через довільність малої величини $\delta\vec{r}$, маємо: $\sum\limits_a \frac{\partial U(\vec{r}_a)}{\partial \vec{r}} = 0$.

Оскільки вираз $\partial U(\vec{r}_a)/\partial\vec{r}$ має зміст величини результуючої сили, що діє на a-ту частинку з боку інших частинок (1), то останній вираз чисельно збігається із сумою внутрішніх сил в (2):

$$\sum_a \frac{\partial U(\vec{r}_a)}{\partial \vec{r}} = \left| \sum_{a=1}^{N} \sum_{j=1,\ j\neq a}^{N} \vec{F}_{ja}^{int} \right| = 0.$$

У результаті в рівнянні руху (2) залишаються лише зовнішні сили.

Введемо означення *головного вектора зовнішніх сил* $\vec{F}$, що діють на всю систему, а також повного імпульсу $\vec{P}$ цієї системи:

$$\vec{F} = \sum_{a=1}^{N} \vec{F}_a^{ext}, \qquad \vec{P} = \sum_{a=1}^{N} \vec{p}_a = \sum_{a=1}^{N} m_a \vec{\upsilon}_a ,$$

тоді рівняння (2) набуває вигляду:

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \vec{F} \quad \text{або} \quad d\vec{P} = \vec{F}dt. \tag{4}$$

Якщо головний вектор зовнішніх сил дорівнює нулю, або механічна система замкнута, тобто відсутні зовнішні сили $\vec{F} = 0$,

$$\vec{P}(t_2) - \vec{P}(t_1) = 0 \quad \Rightarrow \quad \vec{P} = \sum_{a=1}^{N} \vec{p}_a = const. \tag{5}$$

Таким чином, закон збереження імпульсу (і III закон Ньютона) є наслідком однорідності простору.

Закон збереження імпульсу в релятивістській механіці

Тепер звернемося до випадку руху тіл з великими швидкостями - близькими до швидкості світла. Як буде показано нижче, для замкнутої механічної системи, що складається із релятивістських частинок, закон збереження ньютонівського імпульсу не виконується. Виникає альтернатива: відмовитися від ньютонівського визначення імпульсу, або від закону збереження цієї величини. Враховуючи величезну роль, яку відіграють закони збереження, в теорії відносності за фундаментальний приймають саме закон збереження імпульсу і вже звідси знаходять вираз для самого імпульсу.

Покажемо, перш за все, що імпульс частинки повинен залежати від її швидкості не лінійно (на відміну від ньютонівської механіки), якщо виконуються дві умови: а) закон збереження імпульсу повинен виконуватися в будь-якій інерціальній системі відліку; б) перетворення швидкостей при переході від однієї інерціальної системи до іншої визначається за релятивістським законом Лоренца.

Розглянемо пружне зіткнення двох частинок. При цьому систему будемо вважати замкнутою. Потрібно знайти такий вираз для імпульсу частинок *p*, щоб він приймав класичний вигляд $\vec{p} = m\vec{\upsilon}$ при нерелятивістських швидкостях $\upsilon << c$ і задовольняв закону збереження імпульсу при зіткненнях частинок з довільними швидкостями. Спочатку покажемо на конкретному прикладі, що ньютонівський (нерелятивістський) імпульс $\vec{p} = m\vec{\upsilon}$ не зберігається при зіткненнях, у яких беруть участь частинки з релятивістськими швидкостями. На рис. 1 приведена ілюстрація зіткнення між частинками (кулями) з рівними масами. Виберемо таку систему відліку *K*, щоб частинки зближувались з рівними за величиною і протилежними за напрямком швидкостями (система центру мас), і нехай при цьому траєкторії руху знаходяться в площині *x*, *y*.

У вибраній системі відліку *x*-ові компоненти швидкостей частинок не змінюються, а *y*-ові змінюють знак. У результаті, якщо складова швидкості першої частинки на вісь *y* в системі відліку *K* до зіткнення була рівною $(-\upsilon_y)$, то після зіткнення вона стає рівною $(+\upsilon_y)$ (див. рис.2).

Введемо наступні позначення: $\vec{p}(1до)$- класичний імпульс першої кулі до зіткнення, $\vec{p}(1після)$ - класичний імпульс першої кулі після зіткнення, і аналогічні позначення для імпульсу другої кулі - $\vec{p}(2до)$ і $\vec{p}(2після)$. Компоненти цих імпульсів відповідно є рівними (див. рис.1):

для першої кулі:

$$p_x(1до) = -m\upsilon_x, \quad p_y(1до) = -m\upsilon_y, \tag{6}$$

$$p_x(1після) = -m\upsilon_x, \quad p_y(1після) = m\upsilon_y, \tag{7}$$

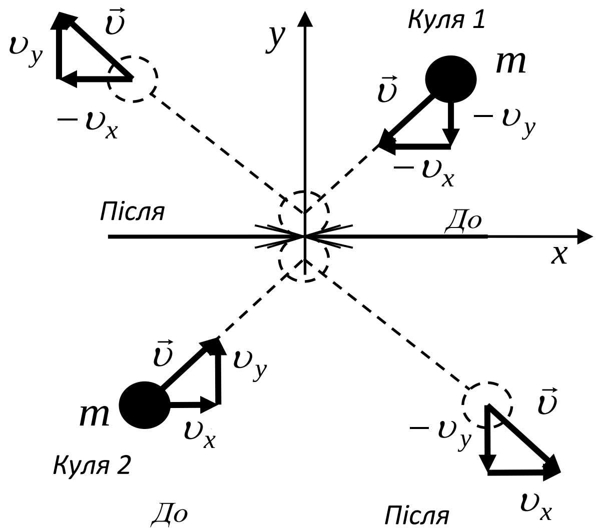

Рис. 1. Зіткнення двох куль з однаковими масами m у площині xy.

для другої кулі

$$p_x(2до) = m\upsilon_x, \quad p_y(2до) = m\upsilon_y, \tag{8}$$

$$p_x(2після) = m\upsilon_x, \quad p_y(2після) = -m\upsilon_y. \tag{9}$$

Приріст складової p_y кулі 1 дорівнює ($+2m\upsilon_y$), а для кулі 2 він дорівнює ($-2m\upsilon_y$), так що повний приріст проекції ньютонівського імпульсу на вісь y дорівнює нулю. Приріст проекції ньютонівського імпульсу на вісь x також дорівнює нулю (υ_x=$const$), внаслідок чого повний класичний імпульс системи двох частинок дорівнює нулю.

Таким чином, ньютонівський вираз для імпульсу $\vec{p} = m\vec{\upsilon}$, навіть якщо він, взагалі кажучи, помилковий, не проявляє у даній системі відліку своєї помилковості. Закон збереження цієї величини виконується.

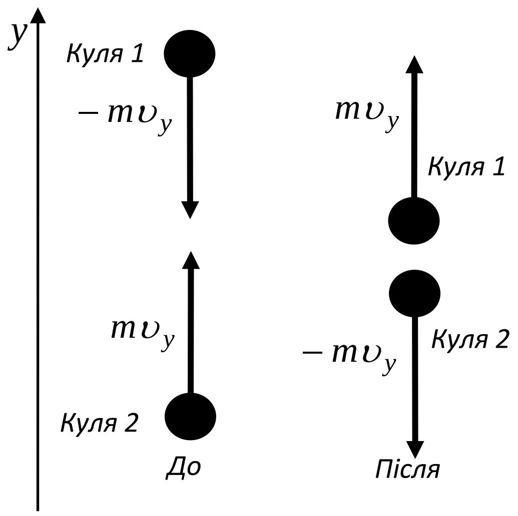

Рис. 2. Проекції імпульсів куль до і після зіткнення в напрямі y. Повний імпульс в напрямі y дорівнює нулю

Розглянемо тепер теж саме зіткнення у системі K', яка рухається із швидкістю $V=\upsilon_x$ відносно системи K (див. рис.3). Компоненти швидкостей першої і другої кулі в даній системі відліку знайдемо використовуючи релятивістську теорему додавання швидкостей:

$$\upsilon_x' = \frac{\upsilon_x - V}{1 - V\upsilon_x / c^2}, \qquad \upsilon_y' = \frac{\upsilon_y\sqrt{1 - V^2/c^2}}{1 - V\upsilon_x / c^2}.$$

З урахуванням того, що $V=\upsilon_x$ для компонент швидкостей куль в новій системі відліку маємо наступні вирази.

Для першої кулі:

$$\upsilon_x'(1до) = \frac{-2\upsilon_x}{1+\upsilon_x^2/c^2}, \quad \upsilon_y'(1до) = \frac{-\upsilon_y\sqrt{1-\upsilon_x^2/c^2}}{1+\upsilon_x^2/c^2}, \tag{10}$$

$$\upsilon_x'(1після) = \frac{-2\upsilon_x}{1+\upsilon_x^2/c^2}, \quad \upsilon_y'(1після) = \frac{\upsilon_y\sqrt{1-\upsilon_x^2/c^2}}{1+\upsilon_x^2/c^2}, \tag{11}$$

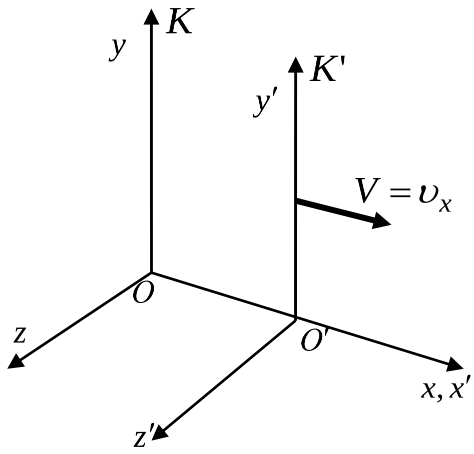

Рис. 3. Рух системи K' відносно системи K з швидкістю $V = \upsilon_x$

Для другої кулі:

$$\upsilon_x\,'(2до) = 0, \quad \upsilon_y\,'(2до) = \frac{\upsilon_y\sqrt{1-\upsilon_x^2/c^2}}{1-\upsilon_x^2/c^2}, \tag{12}$$

$$\upsilon_x\,'(2після) = 0, \quad \upsilon_y\,'(2після) = \frac{-\upsilon_y\sqrt{1-\upsilon_x^2/c^2}}{1-\upsilon_x^2/c^2}. \tag{13}$$

Із цих виразів витікає, що модуль швидкості не змінюється як для першої кулі, так і для другої, тобто картина зіткнення залишається симетричною відносно вісі y' (див.рис.4) . При цьому друга частинка рухається уздовж вісі y (x компонента швидкості дорівнює нулю). У новій системі K' складові повного класичного імпульсу кожної частинки в напрямі y' до і після зіткнення виявляються не однаковими (див. рис.5). Дійсно, y-компонента повного класичного імпульсу до зіткнення $P_y\,'(до)$, згідно з (10) і (12), дорівнює:

$$P_y\,'(до) = m\upsilon_y\,'(1до) + m\upsilon_y\,'(1до) = 2m\upsilon_y\sqrt{1-\upsilon_x^2/c^2}\;\frac{\upsilon_x^2/c^2}{1-\upsilon_x^4/c^4},$$

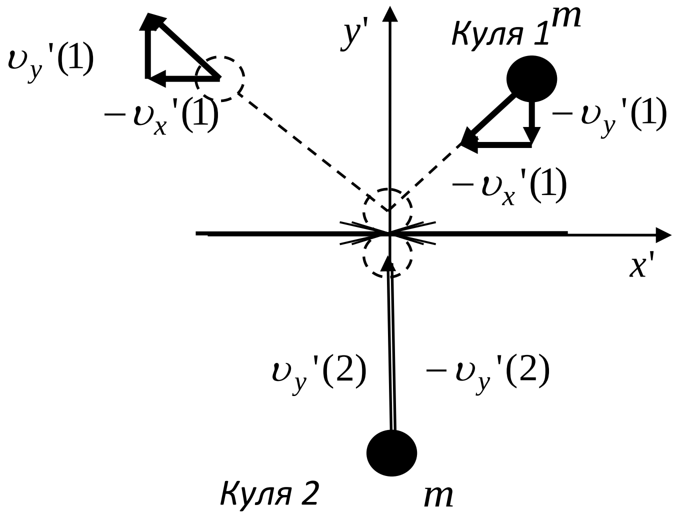

Рис. 4. Зіткнення двох куль відносно системи відліку *K'*

А після зіткнення згідно з (11) і (13) має вигляд

$$P_y'(після) = m\upsilon_y'(1після) + m\upsilon_y'(1після) = -2m\upsilon_y\sqrt{1-\upsilon_x^2/c^2}\,\frac{\upsilon_x^2/c^2}{1-\upsilon_x^4/c^4}$$

тобто відрізняється від попереднього виразу знаком. Має місце зміна сумарної складової класичного імпульсу на вісь *y*.

Таким чином, у новій системі відліку *x*-ва компонента імпульсу системи не змінюється, а *y*-ва змінюється, тобто закон збереження класичного імпульсу не виконується. Ми бачимо, що вираз, у якому імпульс є пропорційним швидкості, не може забезпечити збереження імпульсу у всіх системах відліку. Звідси витікає, що: або збереження імпульсу несумісне з перетворенням Лоренца, або повинно існувати інше визначення імпульсу, згідно з яким збереження імпульсу виконується у всіх системах відліку, які рухаються одна відносно одної з постійними швидкостями.

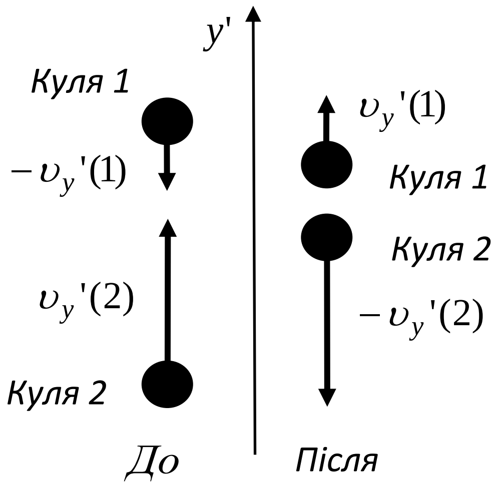

Рис. 5. Проекції імпульсів куль до і після зіткнення
у напрямі вісі *y* в системі *K'*

Будемо шукати вираз для імпульсу, який був би інваріантний відносно перетворень Лоренца. Цей вираз повинен бути таким, щоб складова імпульсу частинки на вісь *y* не залежала явно від *x* компоненти швидкості системи відліку. Якщо такий вираз буде знайдений, то збереження *y* компоненти імпульсу в одній системі відліку забезпечуватиме її збереження і у всіх інших. Ми вже знаємо, що відносно перетворення Лоренца зсув в напрямі *y* однаковий у всіх системах відліку. Проте час Δt, що витрачається на проходження відстані Δy залежить від системи відліку і тому складова швидкості теж залежить від вибору системи відліку. Для вимірювання проміжку часу Δt замість лабораторного годинника скористаємось уявним годинником, розташованим на частинці. Останній буде вимірювати власний час частинки $\Delta\tau$. Таким чином, величина $\Delta y / \Delta\tau$ буде однаковою для всіх систем відліку.

Як відомо, проміжки часу Δt і $\Delta\tau$ пов'язані співвідношенням: $\Delta\tau = \Delta t\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}$, тоді:

$$\frac{\Delta y}{\Delta \tau}=\frac{\Delta y}{\Delta t}\frac{\Delta t}{\Delta \tau}=\frac{\Delta y}{\Delta t}\frac{1}{\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}}=\frac{\upsilon_y}{\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}}.$$

Із останнього виразу виходить, що y компонента вектора $\vec{\upsilon}/\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}$ однакова у всіх інерціальних системах відліку, які рухаються одна відносно одної вздовж осі x. Тому, якщо ми назвемо релятивістським імпульсом вектор

$$\vec{p}=\frac{m\vec{\upsilon}}{\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}}, \tag{14}$$

то закон збереження його проекції на напрям y виконуватиметься в будь-якій інерціальній системі відліку, що відрізняється від системи зі спостерігачем, який покоїться в ній, лише величиною постійної швидкості у напрямі вісі x. Отже, для визначеного таким чином імпульсу, виконується закон збереження імпульсу.

Перевіримо це на розглянутому вище прикладі зіткнення двох куль, які розглядається відносно двох систем відліку K і K'. Випишемо проекції релятивістських імпульсів куль у системі K', використовуючи вирази для компонент швидкостей (10-13).

Для першої кулі:

$$p_x'(1до)=\frac{-2m\upsilon_x}{1+\upsilon_x^2/c^2}\frac{1}{\sqrt{1-(\vec{\upsilon}'(1до))^2/c^2}}, \tag{15}$$

$$p_y'(1до)=\frac{-m\upsilon_y\sqrt{1-\upsilon_x^2/c^2}}{1+\upsilon_x^2/c^2}\frac{1}{\sqrt{1-(\vec{\upsilon}'(1до))^2/c^2}}, \tag{16}$$

$$p_x'(1після)=\frac{-2m\upsilon_x}{1+\upsilon_x^2/c^2}\frac{1}{\sqrt{1-(\vec{\upsilon}'(1після))^2/c^2}}, \tag{17}$$

$$p_y'(1після)=\frac{m\upsilon_y\sqrt{1-\upsilon_x^2/c^2}}{1+\upsilon_x^2/c^2}\frac{1}{\sqrt{1-(\vec{\upsilon}'(1після))^2/c^2}}; \tag{18}$$

<u>для другої кулі</u>

$$p_x'(2до)=0,\quad p_y'(2до)=\frac{m\upsilon_y\sqrt{1-\upsilon_x^2/c^2}}{1-\upsilon_x^2/c^2}\frac{1}{\sqrt{1-(\vec{\upsilon}'(2до))^2/c^2}},\qquad(19)$$

$$p_x'(2після)=0,\ p_y'(2після)=\frac{-m\upsilon_y\sqrt{1-\upsilon_x^2/c^2}}{1-\upsilon_x^2/c^2}\frac{1}{\sqrt{1-(\vec{\upsilon}'(2після))^2/c^2}}.\qquad(20)$$

Квадрати швидкостей куль до і після зіткнення, які визначаються виразом $\upsilon_x^2+\upsilon_y^2$ у випадку руху в площині x, y, відповідно дорівнюють:

<u>для першої кулі</u>

$$(\vec{\upsilon}'(1до))^2=\left(\frac{-2\upsilon_x}{1+\upsilon_x^2/c^2}\right)^2+\left(\frac{-\upsilon_y\sqrt{1-\upsilon_x^2/c^2}}{1+\upsilon_x^2/c^2}\right)^2=\frac{4\upsilon_x^2+\upsilon_y^2(1-\upsilon_x^2/c^2)}{(1+\upsilon_x^2/c^2)^2},$$

$$(\vec{\upsilon}'(1після))^2=\left(\frac{-2\upsilon_x}{1+\upsilon_x^2/c^2}\right)^2+\left(\frac{\upsilon_y\sqrt{1-\upsilon_x^2/c^2}}{1+\upsilon_x^2/c^2}\right)^2=\frac{4\upsilon_x^2+\upsilon_y^2(1-\upsilon_x^2/c^2)}{(1+\upsilon_x^2/c^2)^2};$$

<u>для другої кулі</u>

$$(\vec{\upsilon}'(2до))^2=0+\left(\frac{\upsilon_y\sqrt{1-\upsilon_x^2/c^2}}{1-\upsilon_x^2/c^2}\right)^2=\frac{\upsilon_y^2}{1-\upsilon_x^2/c^2},$$

$$(\vec{\upsilon}'(2після))^2=0+\left(\frac{-\upsilon_y\sqrt{1-\upsilon_x^2/c^2}}{1-\upsilon_x^2/c^2}\right)^2=\frac{\upsilon_y^2}{1-\upsilon_x^2/c^2}.$$

Слід звернути увагу на те, що квадрат швидкості, як першої, так і другої кулі не змінюється після їх зіткнення:

$$(\vec{\upsilon}'(1до))^2=(\vec{\upsilon}(1після))^2=(\vec{\upsilon}'(1))^2,$$

$$(\vec{\upsilon}'(2до))^2=(\vec{\upsilon}(2після))^2=(\vec{\upsilon}'(2))^2.$$

Ці квадрати швидкостей входять у вирази для імпульсів у вигляді множників $1/\sqrt{1-(\vec{\upsilon}'(1))^2/c^2}$ і $1/\sqrt{1-(\vec{\upsilon}'(2))^2/c^2}$, які дорівнюють

$$1/\sqrt{1-(\vec{\upsilon}'(1))^2/c^2} = 1/\sqrt{1-\frac{4\upsilon_x^2/c^2+(1-\upsilon_x^2/c^2)\upsilon_y^2/c^2}{(1+\upsilon_x^2/c^2)^2}} =$$

$$= 1/\sqrt{1-\frac{4\upsilon_x^2/c^2+(1-\upsilon_x^2/c^2)\upsilon_y^2/c^2}{(1+\upsilon_x^2/c^2)^2}} = 1/\sqrt{\frac{(1-\upsilon_x^2/c^2)(1-\upsilon_x^2/c^2-\upsilon_y^2/c^2)}{(1+\upsilon_x^2/c^2)^2}},$$

$$1/\sqrt{1-(\vec{\upsilon}'(1))^2/c^2} = (1+\upsilon_x^2/c^2)/\sqrt{(1-\upsilon_x^2/c^2)(1-\upsilon^2/c^2)}; \qquad (21)$$

$$1/\sqrt{1-(\vec{\upsilon}'(2))^2/c^2} = 1/\sqrt{1-\frac{\upsilon_y^2/c^2}{1-\upsilon_x^2/c^2}} = 1/\sqrt{\frac{1-\upsilon_x^2/c^2-\upsilon_y^2/c^2}{1-\upsilon_x^2/c^2}},$$

$$1/\sqrt{1-(\vec{\upsilon}'(2))^2/c^2} = \sqrt{1-\upsilon_x^2/c^2}/\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}. \qquad (22)$$

Із знайдених компонент релятивістських імпульсів куль (15-20) утворюємо компоненти повного імпульсу системи куль:

<u>х компоненти</u>

$$P_x'(\partial o) = p_x'(1\partial o) + p_x'(2\partial o) = \frac{-2m\upsilon_x}{1+\upsilon_x^2/c^2}\frac{1}{\sqrt{1-(\vec{\upsilon}'(1))^2/c^2}},$$

$$P_x'(\text{після}) = p_x'(1\text{після}) + p_x'(2\text{після}) = \frac{-2m\upsilon_x}{1+\upsilon_x^2/c^2}\frac{1}{\sqrt{1-(\vec{\upsilon}'(1))^2/c^2}};$$

<u>у компоненти</u>

$$P_y'(\partial o) = p_y'(1\partial o) + p_y'(2\partial o) =$$

$$= \frac{-m\upsilon_y\sqrt{1-\upsilon_x^2/c^2}}{1+\upsilon_x^2/c^2}\frac{1}{\sqrt{1-(\vec{\upsilon}'(1))^2/c^2}} + \frac{m\upsilon_y\sqrt{1-\upsilon_x^2/c^2}}{1-\upsilon_x^2/c^2}\frac{1}{\sqrt{1-(\vec{\upsilon}'(2))^2/c^2}},$$

$$P_y'(після) = p_y'(1після) + p_y'(2після) =$$

$$= \frac{m\upsilon_y\sqrt{1-\upsilon_x^2/c^2}}{1+\upsilon_x^2/c^2}\frac{1}{\sqrt{1-(\vec{\upsilon}'(1))^2/c^2}} + \frac{-m\upsilon_y\sqrt{1-\upsilon_x^2/c^2}}{1-\upsilon_x^2/c^2}\frac{1}{\sqrt{1-(\vec{\upsilon}'(2))^2/c^2}}.$$

З урахуванням (21) і (22), можна записати

$$P_y'(до) = \frac{-m\upsilon_y}{\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}} + \frac{m\upsilon_y}{\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}} = 0,$$

$$P_y'(після) = \frac{m\upsilon_y}{\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}} + \frac{-m\upsilon_y}{\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}} = 0.$$

У результаті маємо

$$P_x'(до) = P_x'(після), \qquad P_y'(до) = P_y'(після),$$

або у векторній формі

$$\vec{P}'(до) = \vec{P}'(після),$$

тобто закон збереження релятивістського імпульсу дійсно виконується.

Відзначимо, що за умови $\upsilon << c$, тобто при нерелятивістських швидкостях вираз (14) набуває вигляду класичного імпульсу $\vec{p} = m\vec{\upsilon}$, що ми й вимагали при пошуку вигляду релятивістського імпульсу.

У розглянутому вище прикладі, ми досліджували закон збереження імпульсу на простому прикладі зіткнення двох однакових частинок. Одержані результати легко розповсюдити на випадок системи N частинок. Для цього необхідно застосувати їх до будь-яких двох частинок цієї системи і говорити про них як про єдину підсистему з повною масою M і повним імпульсом $\vec{P}$. Цю підсистему можна потім розглядати як окрему частинку і, комбінуючи її з третьою частинкою, одержати наступну пару, до якої застосувати всі вищезгадані процедури. По індукції описаний процес можна продовжувати до тих пір, поки ми не задіємо всі частинки описуваної системи.

Отже, в релятивістській механіці закон збереження імпульсу замкнутої системи частинки виконується у всіх інерціальних системах відліку, що відповідає уявленням про однорідність простору.

Література

1. Матвеев А.И. Электродинамика и теория относительности.–М.: Высшая школа, 1964.-343с.
2. Мороз І.О., Іваній В.С., Холодов Р.І. Основи спеціальної теорії відносності: Навчальний посібник для студентів фізико-математичних факультетів педагогічних та класичних університетів.-Суми: СумДПУ імені А.С.Макаренка, 2007.-268с. (рос.мовою)
3. Угаров В.А. Специальная теория относительности.-М.: Наука, 1969.-304с.

Анотація. Мороз І.О., Іваній В.С., Холодов Р.І. Особливості розгляду закону збереження імпульсу в курсі фізики. В статті розглянуто важливі методологічні й методичні підходи до особливостей викладання закону збереження імпульсу в класичній та релятивістській механіці.

Ключові слова:імпульс, механіка, система відліку, закон збереження.

Аннотация. Мороз И.А., Иваний В.С., Холодов Р.И. Особенности рассмотрения закона сохранения импульса в курсе физики. В статье рассмотрены важные методологические и методические подходы к особенностям изложения закона сохранения импульса в классической и релятивистской механике.

Ключевые слова: импульс, механика, система отсчета, закон сохранения

Summary. I. Moroz , V. Ivaniy, R. Kholodov. Features of consideration of law of maintenance of impulse are in the course of physics. In the floor the important methodological and methodical going is considered near the features of teaching of law of maintenance of impulse in classic and relativistic mechanics.

Keywords. Impulse, mechanics, frame of reference, law of maintenance