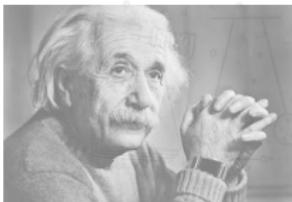


Відносність електричних та магнітних полів. Інваріанти електромагнітного поля

Лекції з електрики та магнетизму

Пономаренко С. М.



Зміст

1. Електродинаміка Лоренца
2. Інваріанти електромагнітного поля
3. Задачі
4. Електродинаміка в релятивістських позначеннях



Джерела теорії відносності

Стаття Ейнштейна «*Do elektrodynamik ruchomych tîl*» (Einstein A. Zur Elektrodynamik bewegter Körper Annalen der Physik, 322, 891-921, 1905.) окреслила засади спеціальної теорії відносності.

*8. Zur Elektrodynamik bewegter Körper;
von A. Einstein.*

Daß die Elektrodynamik Maxwells — wie dieselbe gegenwärtig aufgefaßt zu werden pflegt — in ihrer Anwendung auf bewegte Körper zu Asymmetrien führt, welche den Phänomenen nicht anzuhören scheinen, ist bekannt. Man denke z. B. an die elektrodynamische Wechselwirkung zwischen einem Magneten und einem Leiter. Das beobachtbare Phänomen hängt hier nur ab von der Relativbewegung von Leiter und Magnet, während nach der üblichen Auffassung die beiden Fälle, daß der eine oder der andere dieser Körper der bewegt sei, streng voneinander zu trennen sind. Bewegt sich nämlich der Magnet und ruht der Leiter, so entsteht in der Umgebung des Magneten ein elektrisches Feld von gewissen Energiewerten, welches an den Orten, wo sich Teile des Leiters befinden, einen Strom erzeugt. Ruht aber der Magnet und bewegt sich der Leiter, so entsteht in der Umgebung des Magneten kein elektrisches Feld, dagegen im Leiter eine elektromotorische Kraft, welcher an sich keine Energie entspricht, die aber — Gleichheit der Relativbewegung bei den beiden ins Auge gefaßten Fällen vorausgesetzt — zu elektrischen Strömen von derselben Größe und demselben Verlaufe Veranlassung gibt, wie im ersten Falle die elektrischen Kräfte.

До електродинаміки рухомих тіл
Автор: А. Ейнштейн

Відомо, що **електродинаміка Максвелла** — в сучасному її вигляді — у застосуванні до рухомих тіл приводить до асиметрії, яка невластва самим явищам. Пригадаємо, наприклад, електродинамічну взаємодію між магнітом та провідником зі струмом. Спостережуємо явище залежить лише від відносного руху провідника і магніту, тоді як, згідно з звичайним уявленням, два випадки, у яких рухається або одне, або інше з цих тіл, повинні бути строго розмежовані. Справді, якщо рухається магніт, а провідник знаходиться в спокої, то навколо магніту виникає електричне поле, що має деяку кількість енергії, яке в тих місцях, де знаходяться частини провідника, породжує струм. Якщо ж магніт перебуває у спокої, а рухається провідник, навколо магніту немає ніякого електричного поля; настіміст у провіднику виникає електрорушійна сила, який самий по собі не відповідає ніякої енергії, але яка — за умови передбачуваної тотожності відносного руху в обох випадках, — викликає електричні струми тієї ж величини і того ж направлення, що електричне поле в першому випадку.

Аліса та Боб, які вважаються себе нерухомими, можуть по різному трактувати причину виникнення електричного струму в провіднику, що тримає Аліса.





Постулати спеціальної теорії відносності

1. **Принцип відносності:** Закони фізики мають однакову форму у всіх інерціальних системах відліку. Це означає, що жодна інерціальна система відліку не є привілейованою, і жоден експеримент не може визначити абсолютний рух.
2. **Постійність швидкості світла:** Швидкість світла у вакуумі є однаковою для всіх спостерігачів, незалежно від руху джерела світла або спостерігача.



Коваріантність законів фізики

Згідно постулату спеціальної теорії відносності, всі інерціальні системи відліку рівноправні, тому закони електродинаміки, як і всі взагалі фізичні явища не змінюються під час переходу від однієї інерційної системи від рахунки K до будь-якої іншої системи K' , що рухається відносно K прямолінійно і рівномірно з довільною швидкістю \vec{v} . Однак конкретні фізичні величини змінюються при переході від однієї системи відліку K до іншої системи K' : результати вимірювання одного й того ж явища у двох різних системах K та K' , взагалі кажучи, відмінні один від одного.

Теорія електромагнітних явищ повинна, по-перше, дати відповідь на питання про те, як змінюються значення електромагнітних величин (зокрема, векторів поля \vec{E} та \vec{B} , густини зарядів і струмів ρ і \vec{j} тощо) при зміні системи відліку, і, по-друге, має показати, що із встановленого способу перерахунку фізичних величин з однієї системи відліку до іншої випливає **коваріантність законів електродинаміки**.

Коваріантність законів – одинаковий вигляд у всіх інерціальних системах відліку

Коваріантність законів \Rightarrow Закони перетворення фізичних величин



Перетворення Лоренца

Перетвореннями Лоренца – це перетворення, яким піддаються координати та час при переході від однієї інерціальної системи відліку до іншої:

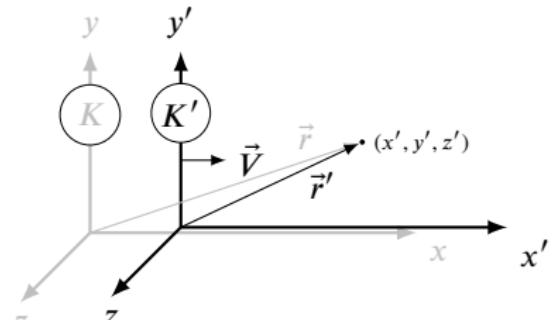
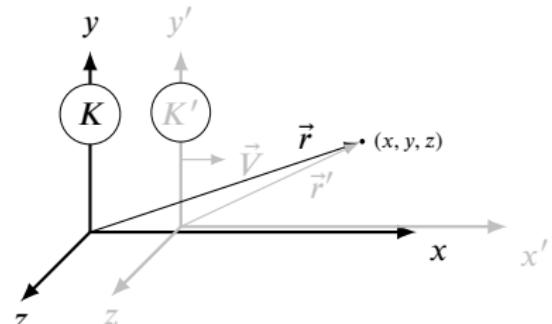
$$(ct, x, y, z) \rightarrow (ct', x', y', z')$$

$$ct' = \frac{ct - \frac{V}{c}x}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} = \Gamma \left(ct - \frac{V}{c}x \right),$$

$$x' = \frac{x - \frac{V}{c}cdt}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} = \Gamma(x - Vt),$$

$$y' = y, \quad z' = z,$$

$$\text{де } \Gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}.$$



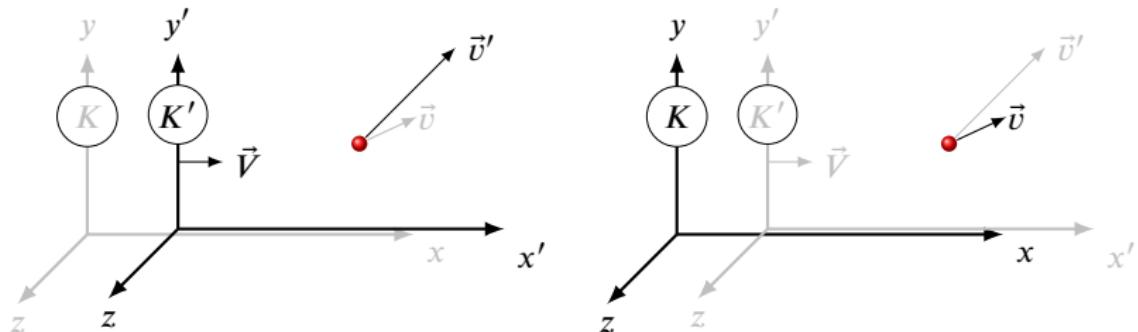


Закон додавання швидкостей

Перетворення швидкостей

Нехай система K' рухається відносно системи K зі швидкістю V вздовж осі x .

Нехай $v_x = dx/dt$ є компонентою швидкості в системі K , а $v'_x = dx'/dt'$ – компонента швидкості тієї ж частинки у системі K' .



$$v_{x'} = \frac{v_x - V}{1 - \frac{Vv_x}{c^2}}, \quad v_{y'} = \frac{v_y}{\Gamma \left(1 - \frac{Vv_x}{c^2} \right)}, \quad v_{z'} = \frac{v_z}{\Gamma \left(1 - \frac{Vv_x}{c^2} \right)}.$$

Ці формули визначають **перетворення швидкостей**. Вони являють собою закон складання швидкостей у теорії відносності. У граничному випадку $c \rightarrow \infty$ вони переходять у формули класичної механіки $v_{x'} = v_x - V, v_{y'} = v_y, v_{z'} = v_z$.

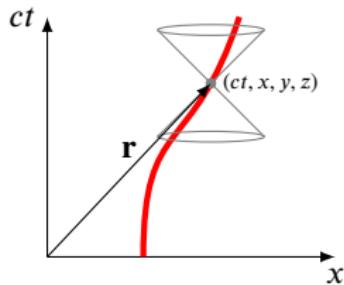


Просторово-часові поняття

Подія визначається місцем, де вона відбулась та часом, коли вона відбулась. Таким чином, подія, що трапилася з деякою матеріальною частинкою, визначається трьома координатами цієї частинки і моментом часу, коли відбувається подія.

З міркувань наочності користуються **четиривимірним простором**, на осях якого відкладаються три просторові координати і час. В цьому просторі подія зображується точкою (ct, x, y, z) . Ця точка називається **світовою точкою**.

Частинка, що рухається, описує в чотиривимірному просторі траєкторію, яка називається **світовою лінією**.

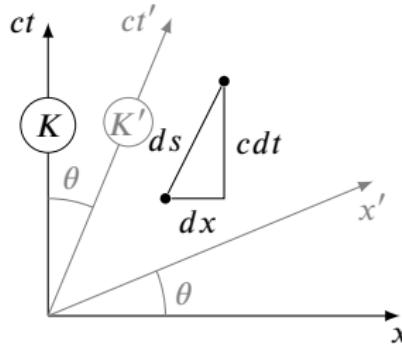


Сукупність координат події (ct, x, y, z) можна розглядати як компоненти чотиривимірного радіус-вектора (або **4-радіус-вектора**).

Перетворення Лоренца для координат та часу – це перетворення координат 4-радіус-вектора.

Траєкторії масивних частинок лежать в середині 4-вимірного **світлового конуса**. Області «абсолютно майбутнього» та «абсолютно минулого» зображеніся тоді двома внутрішніми порожнинами цього конуса. За межами конуса лежать причинно не зв'язані області.

Геометрія простору-часу



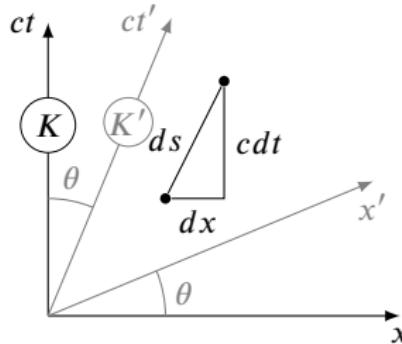
«Теорема Піфагора» в просторі-часі:

$$ds^2 = (cdt)^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2$$

ds називається **інтервалом** між подіями. Інтервал, з формальної математичної точки зору, це відстань між двома точками в просторі-часі.

1. $ds^2 > 0$: **Часоподібний** інтервал між подіями означає, що існує така система відліку, в якій обидві події відбулися в тому самому місці. Часовий інтервал між подіями означає, що вони можуть бути причинно пов'язані.
2. Напрями у просторі-часі, вздовж яких інтервал дорівнює $ds^2 = 0$, називаються також **ізотропними**. Світло поширюється завжди вздовж ізотропних напрямів.
3. $ds^2 < 0$: події, інтервал між якими **просторовоподібний**, не можуть бути причинно пов'язаними, оскільки світловий сигнал мав би для цього рухатися швидше с.

Геометрія простору-часу



«Теорема Піфагора» в просторі-часі:

$$ds^2 = (cdt)^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2$$

ds називається **інтервалом** між подіями. Інтервал, з формальної математичної точки зору, це відстань між двома точками в просторі-часі.

Перетворення Лоренца в такій геометрії – «гіперболічний» поворот осей координат на кут θ . Гіперболічний тангенс цього кута є швидкістю K' системи відліку відносно K :

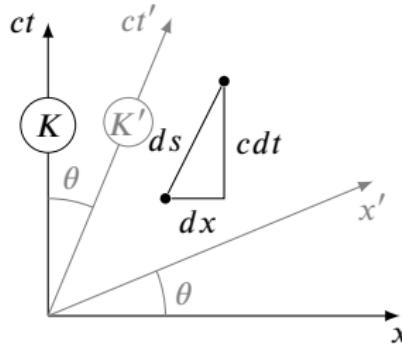
$$x' = x \operatorname{ch} \theta - ct \operatorname{sh} \theta, \quad ct' = ct \operatorname{ch} \theta - x \operatorname{sh} \theta,$$

де

$$\operatorname{th} \theta = \frac{\operatorname{sh} \theta}{\operatorname{ch} \theta} = \frac{V}{c}, \quad \operatorname{ch}^2 - \operatorname{sh}^2 = 1.$$

перетворення повороту в 3D

Геометрія простору-часу



«Теорема Піфагора» в просторі-часі:

$$ds^2 = (cdt)^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2$$

ds називається **інтервалом** між подіями. Інтервал, з формальної математичної точки зору, це відстань між двома точками в просторі-часі.

Як сказав Мінковський: «**Простір сам по собі та час сам по собі поринуть у річку забуття, а залишиться жити лише своєрідний їхній союз**».



4-вектори

4-вектор елементарного зміщення в просторі-часі

$$\mathbf{ds} = (cdt, dx, dy, dz) = (ds^0, ds^1, ds^2, ds^3)$$

Для зручності запису квадратів 4-векторів вводять два «сорти» компонент 4-векторів, позначаючи їх верхніми A^μ та нижніми A_μ індексами. При цьому

$$A_0 = A^0, \quad A_x = -A^x, \quad A_y = -A^y, \quad A_z = -A^z.$$

Величини A^μ називають контраваріантними, а A_μ – **коваріантними** компонентами 4-вектора.
Квадрат 4-вектора елементарного зміщення є інтервалом

$$ds^2 = \sum_{\mu=0}^3 \sum_{\nu=0}^3 ds^\mu ds_\nu = ds^\mu ds_\mu = (cdt)^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2$$

Модуль 4-вектора зміщення

$$ds = \sqrt{(cdt)^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2} = cdt \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \frac{cdt}{\gamma}, \quad \text{де} \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Вектор 4-швидкості:

$$\mathbf{u} = c \frac{ds}{ds}, \quad u^{ct} = c \frac{cdt}{ds} = c\gamma, \quad u^x = c \frac{dx}{ds} = \gamma v_x, \dots$$

Квадрат 4-швидкості

$$u^2 = u^\mu u_\mu = \gamma^2 c^2 - \gamma^2 v_x^2 - \gamma^2 v_y^2 - \gamma^2 v_z^2 = \gamma^2(c^2 - v^2) = c^2 \gamma^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) = c^2$$



4-вектори

4-імпульс

Вектор 4-імпульсу:

$$\mathbf{p} = m\mathbf{u}$$

Компоненти 4-імпульсу

$$p^0 = mc\gamma = \frac{E}{c}, \quad p^1 = mv_x\gamma, \quad p^2 = mv_y\gamma, \quad p^3 = mv_z\gamma.$$

Квадрат 4-імпульсу

$$\mathbf{p}^2 = p^\mu p_\mu = m^2 c^2 = \left(\frac{E}{c}\right)^2 - p^2$$

Означення 4-вектора

4-вектором називається сукупність чотирьох величин (A^0, A^1, A^2, A^3), які при перетвореннях чотиривимірної системи координат перетворюються як компоненти 4-радіус-вектора:

$$A^{0'} = \Gamma \left(A^0 - \frac{V}{c} A^1 \right), \quad A^{1'} = \Gamma \left(A^1 - \frac{V}{c} A^0 \right), \quad A^{2'} = A^2, \quad A^{3'} = A^3.$$



4-вектори

4-імпульс

Вектор 4-імпульсу:

$$\mathbf{p} = m\mathbf{u}$$

Компоненти 4-імпульсу

$$p^0 = mc\gamma = \frac{E}{c}, \quad p^1 = mv_x\gamma, \quad p^2 = mv_y\gamma, \quad p^3 = mv_z\gamma.$$

Квадрат 4-імпульсу

$$\mathbf{p}^2 = p^\mu p_\mu = m^2 c^2 = \left(\frac{E}{c}\right)^2 - p^2$$

Для компонент 4-зміщення

$$cdt' = \frac{cdt - \frac{V}{c}dx}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} = \Gamma \left(cdt - \frac{V}{c}dx \right)$$

$$dx' = \frac{dx - \frac{V}{c}cdt}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} = \Gamma(dx - Vdt)$$

$$dy' = dy, \quad dz' = dz$$

Для компонент 4-імпульсу

$$\frac{E'}{c} = \frac{\frac{E}{c} - \frac{V}{c}p_x}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} = \Gamma \left(\frac{E}{c} - \frac{V}{c}p_x \right)$$

$$p_{x'} = \frac{p_x - \frac{V}{c} \frac{E}{c}}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} = \Gamma \left(p_x - V \frac{E}{c} \right)$$

$$p_{y'} = p_y, \quad p_{z'} = p_z$$



Перетворення сили

Коваріантність законів – одинаковий вигляд у всіх інерціальних системах відліку

В системі K

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} \quad \left(\vec{F} \cdot \frac{\vec{v}}{c} \right) = \frac{d}{dt} \left(\frac{E}{c} \right)$$

В системі K'

$$\vec{F}' = \frac{d\vec{p}'}{dt'} \quad \left(\vec{F}' \cdot \frac{\vec{v}'}{c} \right) = \frac{d}{dt} \left(\frac{E'}{c} \right)$$

$$F_{x'} = F_x - \frac{v_y V}{c^2} \Gamma F_{y'} - \frac{v_z V}{c^2} \Gamma F_{z'},$$

$$F_{y'} = \frac{F_y}{\Gamma \left(1 - \frac{v_x V}{c^2} \right)},$$

$$F_{z'} = \frac{F_z}{\Gamma \left(1 - \frac{v_x V}{c^2} \right)}$$

Інваріантність заряду



Заряд – релятивістськи інваріантна величина!

Інваріантність заряду

$$\iiint_V \rho dx dy dz = \iiint_{V'} \rho_0 dx' dy' dz',$$

ρ_0 – власна густина заряду.

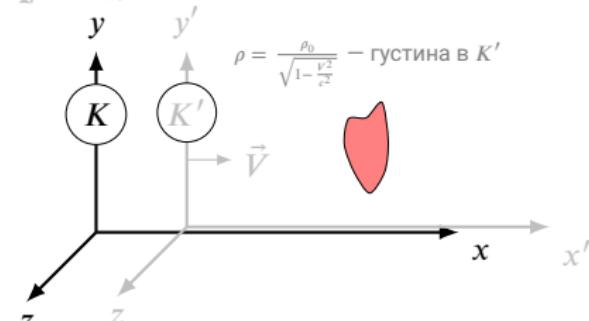
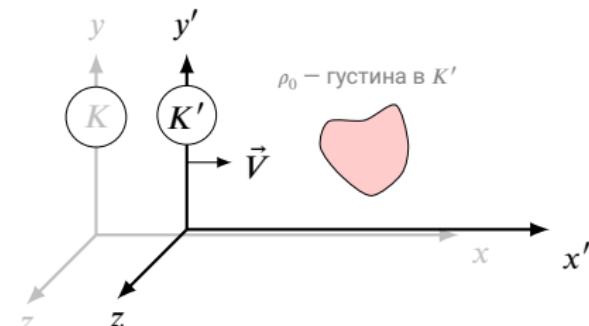
Лоренцівське скорочення ($dt = 0$)

$$dx' = \frac{dx}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \Gamma dx,$$

$$dy' = dy, \quad dz' = dz.$$

Перетворення для густини заряду

$$\rho = \frac{\rho_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \Gamma \rho_0.$$





Перетворення для електричного та магнітного полів

Нехай в системі K існує електричне \vec{E} та магнітне \vec{B} поля. У системі K' напруженість \vec{E}' та індукція \vec{B}' .

Скористаємося виразами для сили Лоренца:

$$\vec{F} = q \left(\vec{E} + \left[\frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B} \right] \right), \quad \vec{F}' = q \left(\vec{E}' + \left[\frac{\vec{v}'}{c} \times \vec{B}' \right] \right)$$

Розглянемо у компоненту

$$F_y = F_{y'} \Gamma \left(1 - \frac{v_x V}{c^2} \right)$$

$$E_y + \frac{v_z}{c} B_x - \frac{v_x}{c} B_z = \Gamma \left(1 - \frac{v_x V}{c^2} \right) \left(E_{y'} + \frac{v_{z'}}{c} B_{x'} - \frac{v_{x'}}{c} B_{z'} \right)$$

Виключаючи в цьому рівнянні за допомогою перетворень швидкостей компоненти вектора швидкості, і групуючи доданки біля компонент швидкостей, перепишемо останню рівність у вигляді:

$$\left(E_y - \Gamma E_{y'} - \Gamma \frac{V}{c} B_{z'} \right) + \left(-B_z + \Gamma \frac{V}{c} E_{y'} + \Gamma B_{z'} \right) v_x + \left(B_x - B_{x'} \right) v_z = 0.$$

Оскільки ця рівність повинна виконуватися за будь-якої швидкості \vec{v} , вирази в круглих дужках повинні дорівнювати нулю. Отже

$$E_y = \Gamma \left(E_{y'} + \frac{V}{c} B_{z'} \right), \quad B_x = B_{x'}, \quad B_z = \Gamma \left(B_{z'} + \frac{V}{c} E_{y'} \right).$$



Перетворення для електричного та магнітного полів

Нехай в системі K існує електричне \vec{E} та магнітне \vec{B} поля. У системі K' напруженість \vec{E}' та індукція \vec{B}' .

Перетворення для електричного та магнітного полів

$$\begin{aligned} E_x &= E_{x'}, \quad B_x = B_{x'} \\ E_y &= \Gamma \left(E_{y'} + \frac{V}{c} B_{z'} \right), \quad B_y = \Gamma \left(B_{y'} - \frac{V}{c} E_{z'} \right), \\ E_z &= \Gamma \left(E_{z'} - \frac{V}{c} B_{y'} \right), \quad B_z = \Gamma \left(B_{z'} + \frac{V}{c} E_{y'} \right) \end{aligned}$$

<https://youtu.be/h7LaQPvzHZo>



Інваріанти електромагнітного поля

Інваріантами перетворень електромагнітного поля називаються такі величини, складені з векторів поля, які змінюють значення при переході від однієї інерційної системи відліку до іншого.

$$E^2 - B^2 = E'^2 - B'^2 = \text{inv},$$

$$\vec{E} \cdot \vec{B} = \vec{E}' \cdot \vec{B}' = \text{inv}.$$

- якщо в деякій інерційній системі відліку $B^2 > E^2$ і $\vec{B} \perp \vec{E}$, то можна вибрати таку інерційну систему відліку, де електричне поле відсутнє, а магнітне відмінне від нуля. Якщо \vec{B} не перпендикулярно \vec{E} , то такої інерційної системи відліку не існує;
- якщо в деякій інерційній системі відліку $B^2 < E^2$ і $\vec{B} \perp \vec{E}$, то можна вибрати таку інерційну систему відліку, де магнітне поле відсутнє, а електричне відмінне від нуля. Якщо \vec{B} не перпендикулярно \vec{E} , то такої інерційної системи відліку не існує;
- якщо в будь-якій інерційній системі відліку є тільки електричне поле або тільки магнітне, то при переході до іншої інерційної системи відліку є взагалі кажучи, як електричне, так і магнітне поля, які перпендикулярні одному $\vec{B} \perp \vec{E}$;
- плоска хвиля, для якої $E = B$ і $\vec{B} \perp \vec{E}$, у всіх інерційних системах відліку залишається плоскою хвилею.

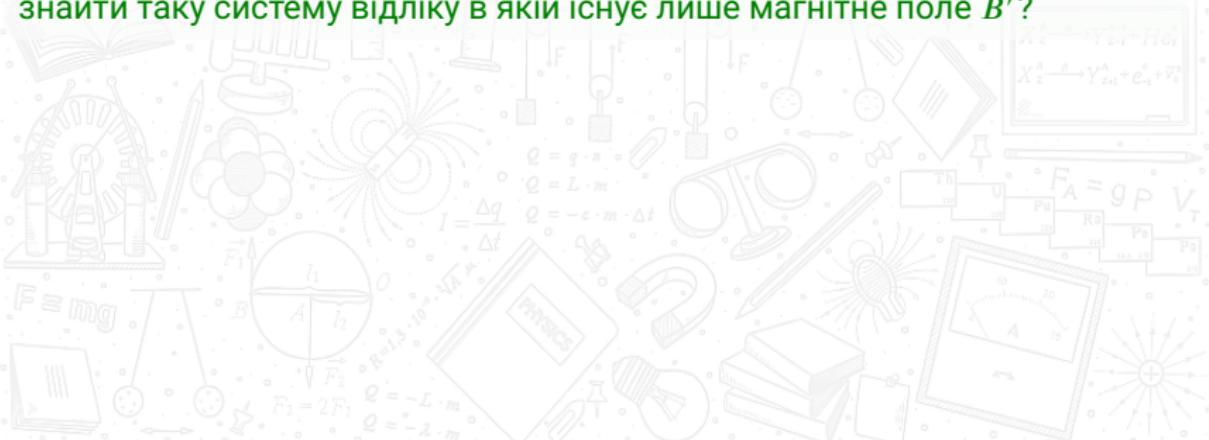


Задачі



Задача 1

Якщо в одній системі відліку є лише електричне поле \vec{E} , чи можна знайти таку систему відліку в якій існує лише магнітне поле \vec{B}' ?

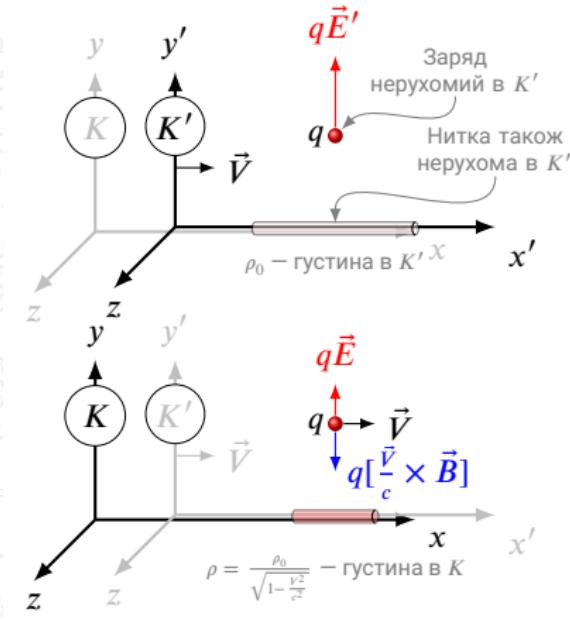




Електричне поле в рухомій системі відліку

Задача 2

Відоме електричне поле \vec{E} нитки рухомій системі відліку K' . Знайти його величину в нерухомій K системі відліку.





Електродинаміка в релятивістських позначеннях

Тензор поля

Вираз для сили Лоренца в 4-вигляді

$$mc \frac{du^\mu}{ds} = \frac{1}{c} F^{\mu\nu} u_\nu$$

$F^{\mu\nu}$ називають тензором електромагнітного поля. Можна зобразити матричну структуру тензора поля в декартових координатах:

$$F^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & -E_x & -E_y & -E_z \\ E_x & 0 & -B_z & B_y \\ E_y & B_z & 0 & -B_x \\ E_z & -B_y & B_x & 0 \end{pmatrix} \xrightarrow[\text{н зростає}]{\text{н зростає}} \begin{pmatrix} F^{00} & F^{01} & F^{02} & F^{03} \\ F^{10} & F^{11} & F^{12} & F^{13} \\ F^{20} & F^{21} & F^{22} & F^{23} \\ F^{30} & F^{31} & F^{32} & F^{33} \end{pmatrix}$$

Тензорне уявлення фізичних величин є корисним тим, що можна легко виявити інваріанти, які аж ніяк не лежать на поверхні. Інваріант для тензора поля записуємо, як і для будь-якого тензора 2-го рангу:

$$F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} = \text{inv} \quad (E^2 - B^2 = \text{inv})$$

З тензора поля можна утворити ще один інваріант:

$$e^{\mu\nu\alpha\beta} F_{\mu\nu} F_{\alpha\beta} = \text{inv} \quad (\vec{E} \cdot \vec{B} = \text{inv})$$

де $e^{\mu\nu\alpha\beta}$ – це абсолютно антисиметричний одиничний тензор четвертого рангу.



Електродинаміка в релятивістських позначеннях

Тензор поля

Вираз для сили Лоренца в 4-вигляді

$$mc \frac{du^\mu}{ds} = \frac{1}{c} F^{\mu\nu} u_\nu$$

$F^{\mu\nu}$ називають тензором електромагнітного поля. Можна зобразити матричну структуру тензора поля в декартових координатах:

$$F^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & -E_x & -E_y & -E_z \\ E_x & 0 & -B_z & B_y \\ E_y & B_z & 0 & -B_x \\ E_z & -B_y & B_x & 0 \end{pmatrix} \xrightarrow[\text{н зростає}]{\text{v зростає}} = \begin{pmatrix} F^{00} & F^{01} & F^{02} & F^{03} \\ F^{10} & F^{11} & F^{12} & F^{13} \\ F^{20} & F^{21} & F^{22} & F^{23} \\ F^{30} & F^{31} & F^{32} & F^{33} \end{pmatrix}$$

Як сказав Мінковський: «Простір сам по собі та час сам по собі поринуть у річку забуття, а залишиться жити лише своєрідний їхній союз».

«Електричне поле саме по собі та магнітне поле саме по собі поринуть у річку забуття, а залишиться жити лише своєрідний їхній союз».

Вираз поля через потенціали



4-вектор густини струму електромагнітного поля:

$$j^\mu = (c\rho, j_x, j_y, j_z)$$

4-Потенціал електромагнітного поля:

$$A^\mu = (\varphi, A_x, A_y, A_z), \quad A_\mu = (\varphi, -A_x, -A_y, -A_z)$$

Вираз тензора поля через 4-потенціал:

$$F_{\mu\nu} = \frac{\partial A_\nu}{\partial x^\mu} - \frac{\partial A_\mu}{\partial x^\nu}.$$

Рівняння Максвелла:

$$\frac{\partial F^{\mu\nu}}{\partial x^\nu} = -\frac{4\pi}{c} j^\mu$$

$$\frac{\partial F_{\mu\nu}}{\partial x^\alpha} + \frac{\partial F_{\mu\alpha}}{\partial x^\nu} + \frac{\partial F_{\alpha\mu}}{\partial x^\nu} = 0.$$