

О. А. Коновал

ЕЛЕКТРОДИНАМІКА І ТЕОРІЯ ВІДНОСНОСТІ

*Навчальний посібник
для студентів фізичних спеціальностей
педагогічних університетів*

Кривий Ріг
КДПУ
2011

*Рекомендовано до друку Вченою радою
Криворізького державного педагогічного університету
(протокол №10 від 10 травня 2011 року)*

Рецензенти: **С. О. Семеріков**, доктор педагогічних наук, професор кафедри фундаментальних дисциплін Криворізького металургійного факультету Національної металургійної академії України;
В. М. Здециц, доктор технічних наук, професор кафедри фізики та методики її навчання Криворізького державного педагогічного університету

Коновал О. А.

К-64 Електродинаміка і теорія відносності : навчальний посібник для студентів фізичних спеціальностей педагогічних університетів / О. А. Коновал ; Криворізький державний педагогічний університет. – Кривий Ріг : КДПУ, 2011. – 133 с.: іл.

У посібнику подано оригінальне обґрунтування рівнянь Максвелла та інших законів класичної та релятивістської електродинаміки, основане на спеціальній теорії відносності й законі Кулона.

Особлива увага звертається на фізичну інтерпретацію теоретичних принципів та електродинамічних явищ. Наведена значна кількість прикладів, що ілюструють застосування методів класичної і релятивістської електродинаміки та основних принципів теорії.

Поданий аналіз нетривіальної проблеми виникнення та пояснення об'ємного заряду провідника з постійним струмом.

Посібник розрахований на студентів фізичних спеціальностей педагогічних університетів, вчителів та викладачів фізики.

ББК 22.33

© О. А. Коновал, 2011
© Криворізький державний педагогічний університет, 2011

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ.....	4
ПЕРЕДМОВА.....	5
РОЗДІЛ 1 ТЕОРЕТИЧНІ ТА МЕТОДИЧНІ ОСНОВИ ВИВЧЕННЯ ВЛАСТИВОСТЕЙ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ПОЛЯ НА ЗАСАДАХ ТЕОРІЇ ВІДНОСНОСТІ	14
1.1. Огляд способів обґрунтування рівнянь Максвелла.....	14
1.2. Недоліки і протиріччя методик навчання електродинаміки	22
1.3. Електричне поле рухомої зарядженої частинки та його властивості.....	26
1.4. Магнітна взаємодія й СТВ. Закон Біо-Савара в релятивістській формі	28
1.5. Механізм породження магнітного поля квазістаціонарними струмами та еквівалентні описи явищ в електродинаміці	41
1.6. Принцип відносності і явище електромагнітної індукції	53
1.7. Система рівнянь Максвелла у вакуумі як наслідок принципу відносності й закону Кулона.....	67
1.8. Використання комп'ютерних моделей при навчанні електродинаміки	72
Висновки до розділу 1.....	82
РОЗДІЛ 2 РЕЛЯТИВІСТСЬКІ ЕФЕКТИ ПРИ ОПИСІ ВЗАЄМОДІЇ ПРОВІДНИКІВ З ПОСТІЙНИМИ СТРУМАМИ	84
2.1. Огляд традиційних, загальноприйнятих уявлень про природу стаціонарного електричного поля провідника зі струмом	84
2.2. Релятивістська природа стаціонарного електричного поля провідника зі струмом	88
2.3. Об'ємний заряд провідника з постійним струмом та умова нейтральності провідника зі струмом	92
2.4. Релятивістський опис взаємодії між двома довгими провідниками зі струмами.....	102
Висновки до розділу 2.....	118
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	121
ДОДАТКИ	128

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

ВЕР – вихрове електричне поле
ВНЗ – вищий навчальний заклад
ВСВ – власна система відліку
ЕМ – електромагнітний (електромагнітне)
ЕМІ – електромагнітна індукція
ЕМП – електромагнітне поле
ЕР – електричне поле
ЗТВ – загальна теорія відносності
ЗЧ – заряджена частинка
КЕТ – класична електронна теорія
ЛСВ – лабораторна система відліку
МП – магнітне поле
НКС – наукова картина світу
ПНД – принцип найменшої дії
ПВ – принцип відносності
ППС – провідник із постійним струмом
РЗЧ – рухома заряджена частинка
РМ – рівняння Максвелла
СВ – система відліку
СЕППС – стаціонарне електричне поле постійного струму
СК – система координат
СН – співвідношення невизначеностей
СНЗ – середній навчальний заклад
СТВ – спеціальна теорія відносності
ФП – формули перетворення
ФПКЕМП – формули перетворення компонентів електромагнітного поля
\dot{f} – похідна за часом функції f
ЯЕМІ – явище електромагнітної індукції

ПЕРЕДМОВА

У зв'язку з активізацією процесу євроінтеграції України, системних змін зазнає середня і вища фізична освіта.

Реформування стосується як змісту фізичної освіти, так форм і методів навчання. Мета реформування вищої і середньої фізичної освіти полягає у створенні такої системи підготовки фахівців з фізики, яка відповідала б сучасному стану науки та технологій і яка давала б можливість випускникам фізичних спеціальностей не тільки плідно працювати, а і сприяла б розвитку творчих здібностей, самореалізації особистості. Мета навчання фізики в педагогічному вищому навчальному закладі – опанування студентом фундаментальних наукових і фахових знань, умінь і навичок, необхідних для професійної діяльності на рівні вимог сьогодення, формування фізичного стилю мислення, підготовка фахівця, здатного самостійно, творчо працювати.

Все це зумовлює підвищення вимог до фахової підготовки вчителів фізики та реалізації їх творчого потенціалу. Однією з концептуальних засад при реалізації цих цілей є фундаменталізація освіти.

Вважаємо, що фундаменталізація фізичної освіти означає перш за все реалізацію дидактичного принципу науковості, тому технологія вивчення електродинаміки повинна відповідати методології наукового пізнання.

В рамках зіставного аналізу методик навчання електродинаміки у педагогічних вищих навчальних закладах та запропонованої нами методики навчання електродинаміки на засадах спеціальної теорії відносності, згідно з А. Ейнштейном, фундаментальним будемо називати закон, принцип, дослідний факт, якщо він не впливає як логічний наслідок з інших положень (фізичних принципів, експериментів).

Фундаменталізація фізичної освіти означає також, що вивчення фізики має базуватися на фундаментальних принципах фізики та відображати, зокрема, діалектику емпіричного і теоретичного в структурі фізичного знання, формувати світогляд та фізичний стиль мислення студента.

Так, на основі лише двох фундаментальних положень: принципу відносності і закону Кулона нам вдалося обґрунтувати основні закони електродинаміки (див. нижче) та спростувати суперечності при поясненні деяких електродинамічних явищ.

Теоретичні і методичні засади навчання фізики у вищих навчальних закладах знайшли певне відображення у дослідженнях Г. Ф. Бушка, Ю. І. Діка, А. В. Касперського, А. А. Пінського, В. Г. Разумовського, О. П. Руденка, П. І. Самойленка, О. В. Сергєєва, В. П. Сергієнка,

Б. А. Суся, М. І. Шута та інших. Загальні положення методики навчання фізики, зокрема й класичної електродинаміки, сформульовані в працях П. С. Атаманчука, О. І. Бугайова, Б. Є. Будного, С. П. Величка, А. Т. Глазунова, С. У. Гончаренка, Є. В. Коршака, О. І. Ляшенка, М. Т. Мартинюка, В. В. Мултановського, І. І. Нурмінського, М. І. Садового, О. В. Сергєєва, А. В. Усової та інших.

Високо оцінюючи дослідження вчених, методистів, які розробили і забезпечили впровадження в практику вищого педагогічного навчального закладу єдиного підходу до вивчення електродинаміки, теорії відносності, розробили методику викладання цього розділу із врахуванням релятивістських поправок у шкільному курсі фізики, ми дійшли висновку про те, що нині ці питання не знайшли потрібного відображення у практиці роботи вищого навчального закладу.

Метою фізики, як наукової галузі є вивчення і аналіз явищ, процесів неживої природи та методів їх дослідження. У той же час виявити, пізнати фундаментальні причини, які лежать в основі фізичних явищ, побудувати єдину об'єктивну картину світу – один із основних мотивів діяльності фізиків.

Разом з тим, навчальний процес не ідентичний процесу наукового пізнання, так само як і процес індивідуального наукового пізнання не ідентичний процесу суспільно-історичного розвитку науки. Тому у зміст освіти традиційно включаються адаптовані, педагогічно й дидактично перероблені знання, методи науки, філософські ідеї, принципи, закони тощо.

І якщо стосовно цієї тези не варто сперечатись у побудові змісту курсу шкільної фізики та навіть курсу загальної фізики у вищому навчальному закладі, то питання структури й методики вивчення курсу «Теоретичної фізики» все ще залишається відкритим.

Не зважаючи на суттєве підвищення ролі наукової теорії та методології у методиці навчання фізики, у більшості методичних посібників, як для загальноосвітньої, так і вищої школи, навчання традиційно спрямовується на розгляд виокремленого розділу, засвоєння сукупності явищ, понять, суджень, дій.

Такий підхід прийнятий на всіх рівнях та шаблях вивчення курсу фізики, який при цьому ускладнюється, теоретизується, здобуваючи форм окремих чітких теорій, однак вивчення яких все ще традиційно відбувається переважно на емпіричному індуктивному рівні, незважаючи на те, що «...процес формування фізичних понять внутрішньо неоднорідний і в навчанні не обов'язково дотримуватися логіки розгортання навчального предмету, за якою емпіричний рівень завжди передуює теоретичному» (О. І. Ляшенко).

С. У. Гончаренко з цього приводу відзначав: «...надмірне дотримання історії відкриттів, відмова від належного теоретичного аналізу й відсутність загальної методології призвели до того, що сьогодні цей курс по суті розпався на сукупність окремих спецкурсів, мало пов'язаних один з одним. Йдеться не лише про необхідність збільшення обсягу курсу фізики. Потрібна його якісна перебудова, яка забезпечувала б відповідність фізики як навчальної дисципліни сьогоденній логіці й структурі фізики як науки» [8, с. 7].

Якісна підготовка вчителя фізики неможлива без знань фундаментальних фізичних принципів, наукових теорій. Це відзначають багато дослідників. Провідними дидактами (О. І. Бугайов, Г. Ф. Бушок, С. У. Гончаренко, Є. В. Коршак, А. В. Касперський, О. І. Ляшенко, О. В. Сергєєв, В. П. Сергієнко, Б. А. Сусь, М. І. Шут) наголошується на необхідності тісного зв'язку методики вивчення дисципліни з методологією базисної науки, бо сутністю навчання є метод мислення науки. Електродинаміка і спеціальна теорія відносності є фундаментальними фізичними теоріями, які визначають не тільки рівень відповідної фізичної освіти, але і світогляд та стиль мислення фахівця.

СТВ є фундаментальною (загальнофізичною) релятивістською концепцією простору-часу, яка разом із законами та принципами квантової теорії лежить в основі сучасної фізичної картини світу. Релятивістські ідеї пронизують всі розділи фізики, а власне електродинаміка є релятивістською теорією. Значущість філософсько-світоглядного потенціалу СТВ, її освітня та виховна функція визначають її загальнолюдську цінність як невід'ємного елемента культури не тільки фізика за фахом, але й сучасної освіченої людини.

Проте у методичному плані спостерігається деяка відчуженість змісту електродинаміки як навчальної дисципліни, яка вивчається у вищих педагогічних навчальних закладах, від релятивістської фізики.

Стало вже традицією вивчати електродинаміку як науку, що базується на дослідних законах (закон Біо-Савара, закон Ампера-Грассмана, закон електромагнітної індукції), які при вивченні, в цілому ряді методичних робіт, вважаються відносно відокремленими, а то й зовсім не пов'язаними між собою; вони інтерпретуються й розглядаються як різні, але фундаментальні факти; а між тим уся електродинаміка є релятивістською теорією.

Достатньо переглянути чинні навчальні програми з фізики, щоб впевнитися в тому, що при навчанні електродинаміки у вищих педагогічних навчальних закладах не передбачено використання результатів і методів спеціальної теорії відносності, незважаючи на те, що ці розділи фізики органічно пов'язані між собою.

Традиційні методики навчання електродинаміки не використовують в достатній мірі основні положення спеціальної теорії відносності. У зв'язку з цим, на наш погляд, зміст, структура і методика навчання електродинаміки не відповідає суті й методології цього розділу фізики як наукової галузі.

Очевидно, що традиційний підхід не позбавлений і суттєвих переваг. Його сила в наочності, в опорі на начебто очевидні емпіричні факти, які важко заперечити, проте у той же час призводить до деякої безапеляційності, до уявлення про однобічність фізичного пізнання з прихованим акцентом на емпіризм. З цього приводу А. Ейнштейн наголосив: «Забобон, який зберігся й до цих пір, полягає в переконанні, ніби факти самі по собі, без вільної теоретичної побудови, можуть і повинні привести до наукового пізнання».

О. І. Ляшенко відзначав, що «Ця схема, відтворюючи емпіричний шлях пізнання, здається на перший погляд всеосяжною. Разом з тим вона не відбиває багатоплановості й розмаїття навчання в змістовному та організаційно-процесуальному його аспектах. Зокрема, применшує роль теоретичного знання в навчанні».

Очевидно, індуктивний шлях вивчення електродинаміки не може сприяти розвитку критичного мислення, гальмує психічний розвиток і формування фізичного стилю мислення учня та студента.

Крім того, в деяких випадках традиційні підходи в принципі не можуть пояснити механізм і природу явищ, але вони дають описи, які підтверджуються дослідами та досвідом, мовою величин, що експериментально безпосередньо вимірюються: сили струмів, напруги, активні опори тощо. І тому у значній кількості фізиків, які мають справу з таким приладами та задачами, які формулюються в термінах виключно феноменологічних, електротехнічних величин складається враження, що фізика суто експериментально-дослідна наука.

Такий стан речей не тільки не відповідає сучасним вимогам до підготовки фахівця у вищих навчальних закладах, але й спотворює уявлення про сучасну наукову картину світу.

Ряд видатних фізиків вважали, що «тільки теорія може сказати що ж вимірюється чи спостерігається на досліді», «фізика без теорії не є наукою, а лише досить малоцінним конгломератом окремих фактів, розібратися в яких неможливо».

Тобто, базуючись на принципах дидактики, вважаємо, що коли в науці зроблений крок до більш глибокого розуміння фізичних явищ, то при вивченні і поясненні цих фізичних явищ у загальноосвітніх та вищих навчальних закладах слід відображати цей більш високий рівень розуміння та адекватної інтерпретації. Оскільки класична електродина-

міка є лорентцковаріантною теорією, то з усього вище сказаного випливає висновок про те, що логічно і в методичному відношенні слід більш цілеспрямовано викладати основи електродинаміки у курсі теоретичної фізики, використовуючи послідовно релятивістські ідеї і методи.

Але існують спроби вивчати електродинаміку (електромагнетизм) у рамках курсу загальної фізики, виходячи із системи рівнянь Максвелла. Але цей підхід має проблеми методичного характеру, пов'язані з тим, що не вдається обґрунтувати рівняння Максвелла вже на самому початку вивчення електродинаміки.

Існують також спроби вивчати електродинаміку як фізичну теорію з безпосереднім використанням положень спеціальної теорії відносності. Так, на основі перетворень Лорентца під час вивчення магнітного поля показують відносність електричного та магнітного полів та релятивістську природу магнетизму (О. Н. Матвеев, Р. Фейнман, Е. Парселл, А. А. Пінський та інші). Це значний крок вперед.

Але вказані автори розв'язують тільки незначну частину питань дидактики електромагнетизму. Окрім того, запропоновані ними підходи є не завжди послідовними й коректними.

В останні роки актуальною є методична концепція, яка пов'язана з посиленням ролі фізичних теорій і теоретичних узагальнень при вивченні фізики (Б. Є. Будний, Г. Ф. Бушок, А. А. Пінський, В. Г. Разумовський, В. В. Мултановський, О. І. Ляшенко та інші). Ця концепція не тільки не втратила свого значення й тепер – проблема її реалізації при навчанні електродинаміки стоїть ще більш гостро, ніж раніше.

Подальший розвиток ідей Ейнштейна ми знаходимо в методичному підході генералізації знань навколо фундаментальних фізичних теорій, запровадженому В. Г. Разумовським та в реалізації більш глобального принципу фундаменталізації освіти [8].

Реалізація більш глобального принципу фундаменталізації освіти (С. У. Гончаренко, В. П. Сергієнко, М. І. Шут) дає підстави сформулювати не тільки окремі знання, але й закласти основи всієї системи знань, розкрити внутрішні зв'язки між фундаментальними поняттями й законами, показати їхній прояв на конкретних фактах і явищах дійсності. Так, В. П. Сергієнко та М. І. Шут відзначають, що принцип генералізації «...передбачає виділення однієї чи декількох стрижневих ідей і групування матеріалу навколо них».

При побудові адекватної методики вивчення електродинаміки ми виходили також і з пріоритетних цілей, закладених у нормативних державних документах. Закладені у Законі про вищу освіту, Національній доктрині розвитку освіти, Концепції загальної середньої освіти, Державному стандарті базової та середньої освіти та ін. ідеї про необхідність

ґрунтовного засвоєння основних фізичних явищ та ідей, оволодіння фундаментальними поняттями, законами і теоріями класичної і сучасної фізики, а також методами фізичного дослідження, формування наукового світогляду і сучасного фізичного стилю мислення в учнів та студентів співзвучні з методологічним орієнтирами, науково-методологічними засадами творчості А. Ейнштейна. А це означає, зокрема, що використання ідей спеціальної теорії відносності і їх вивчення не просто бажані, а необхідні для того, щоб досягти мети, покликаної реорганізацією та реформуванням змісту фізичної освіти в Україні.

Тому в основу методики навчання електродинаміки у вищому педагогічному навчальному закладі необхідно покласти: концепцію цілісного відображення науки в навчальному процесі; структуру знань, методологію дослідження електродинамічних явищ; дидактичні принципи методики навчання у вищій школі; ідею еволюційного переходу від емпіризму до широких теоретичних узагальнень з використанням фундаментальних фізичних теорій.

На нашу думку, не знаходить також повного й адекватного відображення в процесі навчання теоретичної фізики у вищих педагогічних навчальних закладах, і зокрема електродинаміки, характерна тенденція розвитку сучасної фізики: спираючись на невелике число основних принципів, сформулювати та пояснити всю сукупність фізичних явищ і законів відповідного розділу фізики.

Однією з складових світогляду А. Ейнштейна було переконання, що найбільш адекватним для фізики є гіпотетико-дедуктивний шлях пізнання і навчання, згідно з яким в процесі навчання фізики необхідно сформулювати (сконструювати, вибрати, зробити) ці основні принципи максимально простими і нечисленними, не пропустивши при цьому адекватного викладу будь-чого, що міститься у відповідних фізичних дослідах.

«...Найважливіша мета будь-якої теорії полягає в тому, щоб цих основних елементів, що не зводяться до інших, було якомога менше, і щоб вони були якомога простіші, проте так, щоб це не виключало точного відображення того, що міститься в досліді» [73, с. 183].

«Звідси випливає, що вищим обов'язком фізиків є пошук тих загальних елементарних законів, з яких шляхом чистої дедукції можна одержати картину світу. До цих законів веде не логічний шлях, а тільки заснована на проникненні в суть досліду інтуїція» [73, с. 40].

Але в той же час, далі стверджує А. Ейнштейн, «ніхто з тих, хто дійсно заглиблювався в предмет, не стане заперечувати, що теоретична система практично однозначно визначається світом спостережень, хоча ніякий логічний шлях не веде від спостережень до основних принципів

теорії» [73, с. 41].

За словами А. Ейнштейна, в пізнанні та у навчанні фізики повинно бути «прагнення звести всі поняття і співвідношення до можливо меншого числа логічно незалежних один від одного основних аксіом і понять».

«... це означає, що ми намагаємося знайти систему ідей, яка дозволила б нам по можливості просто пов'язати воедино факти, що спостерігалися. Але така простота зовсім не означає, що засвоєння саме цієї системи надасть студентові менше всього клопоту. Ми маємо на увазі лише те, що система містить найменше можливе число незалежних постулатів або аксіом» [73, с. 171].

Що стосується дидактики фізики, то це повинно означати, на нашу думку, що при вивченні будь-якого розділу фізики необхідно спиратися на невелике число фундаментальних фізичних законів.

На нашу думку, фундаменталізація фізичної освіти в нинішніх умовах – це реалізація ідей А. Ейнштейна, згідно з якими, стосовно електродинаміки, ми розуміємо створення науково-методичної системи навчання електродинаміки, розбудованої на основі невеликого числа фундаментальних принципів, із яких потім методом дедукції одержуються наслідки, що відповідають сукупності емпіричних даних.

А існуючі нині методики вивчення електродинаміки основані на об'єднанні великого числа окремих дослідних фактів у формі емпіричних законів, з яких шляхом порівняння встановлюються загальні закони.

У сучасній дидактиці наголошується на необхідності органічного зв'язку методики вивчення дисципліни з методологією базисної науки.

Таким чином, виокремилися очевидна потреба в науково-методичному обґрунтуванні та створенні нової методичної системи вивчення основних положень електродинаміки у вищих педагогічних навчальних закладах, яка не мала б зазначених вище недоліків.

Наше завдання полягає в тому, щоб найкоротшим шляхом, на основі найменшого числа фундаментальних принципів (принцип відносності та закон Кулона), обґрунтувати, у процесі навчання електродинаміки, основні положення електромагнетизму на засадах спеціальної теорії відносності та пояснити фізичну суть їх, визнаючи з самого початку систему рівнянь Максвелла як істину, що підтверджується досвідом.

Іншими словами, наше завдання полягає в реалізації ідей А. Ейнштейна щодо обґрунтування основних положень електродинаміки, в процесі навчання її у вищих педагогічних навчальних закладах, на основі «можливо меншого числа логічно незалежних один від одного основних аксіом і понять» [74, с. 229].

Актуальність такої постановки проблеми зумовлена також невідпо-

відністю між:

– формальним і недостатньо поглибленим вивченням електродинаміки і спеціальної теорії відносності не тільки в школі, а й у вищому педагогічному навчальному закладі та фізично глибоким їх науковим змістом;

– другорядним місцем спеціальної теорії відносності в курсах фізики середніх і вищих навчальних закладів та фундаментальним значенням теорії відносності в сучасній фізиці і, зокрема, в електродинаміці;

– існуючою науково-методичною підготовкою учителів фізики та необхідністю організації ними процесу вивчення електродинаміки учнями в СНЗ на рівні сучасних вимог;

– надзвичайно глибоким поєднанням електродинаміки і спеціальної теорії відносності у формуванні фізичного стилю мислення і наукової картини світу та формальним, а інколи і незадовільним вивчення їх.

У студентів складається враження, що спеціальна теорія відносності не має відношення до повсякденних електродинамічних фізичних процесів, бо чомусь вважається, що ефекти спеціальної теорії відносності значимо можуть проявлятися тільки при русі систем відліку чи тіл зі швидкостями, близькими до швидкості світла у вакуумі.

Такі уявлення не відповідають фізичній реальності і є методично і методологічно шкідливими. Застосування принципів спеціальної теорії відносності для обґрунтування основних законів класичної та релятивістської електродинаміки продемонструє «роботу» принципів спеціальної теорії відносності і сприяє більш глибокому розумінні суті електродинаміки та спеціальної теорії відносності.

Електродинаміка є релятивістською теорією (наприклад, рівняння Даламбера разом з умовою калібровки Лорентца коваріантні відносно перетворень Лорентца). І оскільки електродинаміка вивчає взаємодію між зарядженими частинками, струмами та електромагнітним полем, вивчає властивості електромагнітного поля, яке створюється цими та іншими зарядженими частинками, то природно припустити, що ця коваріантність закладена в суті та механізмах взаємодії двох рухомих заряджених частинок.

Тому в цьому посібнику запропоноване таке бачення процесу навчання електродинаміки: виходячи із закону Кулона та принципу відносності, як фундаментальних та незалежних один від одного положень, обґрунтуємо основні закони електродинаміки постійних і квазістаціонарних струмів, спростуємо суперечності й недоліки «традиційної» методики навчання електродинаміки, запропонуємо пояснення фізичного механізму породження магнітного поля, обґрунтуємо систему рівнянь Максвелла у вакуумі.

Крім того, показано конкретне застосування принципів спеціальної теорії відносності для фізичного та методичного аналізу багатьох електродинамічних задач, зокрема:

– подано релятивістський опис взаємодії між провідниками зі струмами;

– у моделі провідника з постійним струмом, яка широко використовується в дидактиці фізики, запропоновано пояснення дослідної неспостережуваності непотенціального електричного поля лінійної прецесії заряджених частинок;

– показано, що наявні в науково-методичній літературі пояснення релятивістських причин появи «заряду провідника зі струмом» суперечливі й потребують уточнень;

– теоретично та методично доведено доцільність запропонованої умови нейтральності провідника з постійним струмом;

– продемонстровано евристичну й дидактичну роль електродинамічних моделей при навчанні електродинаміки.

РОЗДІЛ 1 ТЕОРЕТИЧНІ ТА МЕТОДИЧНІ ОСНОВИ ВИВЧЕННЯ ВЛАСТИВОСТЕЙ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ПОЛЯ НА ЗАСАДАХ ТЕОРІЇ ВІДНОСНОСТІ

«...то це означає, що ми намагаємося знайти систему ідей, яка дала б нам можливість просто пов'язати воєдино факти, що спостерігалися. Але така простота зовсім не означає, що засвоєння саме цієї системи надасть студентові менше всього клопоту. Ми маємо на увазі лише те, що система містить найменше можливе число незалежних постулатів або аксіом»

А. Ейнштейн

1.1. Огляд способів обґрунтування рівнянь Максвелла

Згідно з традиційним означенням, електродинаміка вивчає взаємодію заряджених частинок і електричних струмів між собою та з електромагнітним полем.

Рівняння Максвелла (РМ) встановлюють зв'язок між розподілом і рухом заряджених частинок та величинами, що характеризують електромагнітне поле, і становлять суть теорії електромагнітного поля. Тому обґрунтування рівнянь Максвелла та розкриття їх фізичного змісту завжди є актуальною методичною проблемою при вивченні як класичної так і релятивістської електродинаміки.

Огляд навчально-методичної літератури показує, що в основному використовуються такі методи обґрунтування рівнянь Максвелла:

А. Рівняння Максвелла отримують шляхом узагальнення (індуктивним методом) ґрунтуючись на законах: Кулона, Біо-Савара, Ампера-Грассмана, електромагнітної індукції (ЕМІ), збереження заряду, які вважаються фундаментальними в традиційних методиках навчання електродинаміки. [28; 33; 48; 64]. Але нами показано (див. пп. 1.4-1.7), що закони Біо-Савара, Ампера-Грассмана, електромагнітної індукції є наслідками принципу відносності і закону Кулона.

Б. У кожному окремому розділі електродинаміки (електростатика, електромагнітні хвилі і т. д.) обґрунтовуються ті рівняння Максвелла, що описують відповідне коло явищ. З цього робиться узагальнюючий висновок про наявність системи рівнянь Максвелла, яка описує всю сукупність електродинамічних явищ [13; 47; 56; 59; 61; 63].

Відмінність методів А і Б тільки в тому, що вище названі «фундаментальні» експериментальні факти в методі А розглядаються всі відразу й у результаті аналізу та узагальнення отримуються рівняння Максвелла [33; 48; 64]. А в методі Б послідовно аналізуються електростатичні та магнітостатичні експериментальні факти, змінні електричні й магнітні поля та обґрунтовуються рівняння Максвелла [13; 56; 63].

Тому далі ми будемо розглядати ці два методи як один і назвемо його *традиційним*, який ґрунтується на узагальненні названих експериментальних законів. Проте є ще такий підхід, як-от:

В. В посібнику [50] рівняння Максвелла формулюються просто як постулати, справедливості яких підтверджується наслідками, що одержуються при їх застосуванні до опису конкретних електродинамічних ситуацій.

Цей метод, можливо, є найкращим при вивченні електродинаміки студентами-математиками. Разом з тим, процес обґрунтування, доведення будь-якого фізичного закону чи співвідношення є надзвичайно важливим для розкриття змісту цього закону, для формування фізичного стилю мислення студентів і для розуміння діалектики емпіричного та теоретичного в структурі фізичного знання. І тому далі ми не будемо брати до уваги метод постулювання рівнянь Максвелла, вважаючи його неприйнятним при навчанні електродинаміки у фаховій підготовці вчителя фізики.

У методичній літературі використовується ще один метод.

Г. Метод, що ґрунтується на принципі найменшої дії (ПНД). Він полягає в наступному. На основі загальних фізичних положень конструюється (або навіть постулюється) функція дії S для системи, що складається з електромагнітного поля й заряджених частинок у цьому полі, і з її допомогою та принципу найменшої дії одержують потім рівняння руху зарядженої частинки та рівняння електромагнітного поля, рівняння Максвелла [41; 42; 4; 49].

На наш погляд, цей метод обґрунтування рівнянь Максвелла є абстрактним, формальним і певною мірою відірваним від тих фізичних уявлень, які формуються у студентів-фізиків педагогічних університетів (детальна фізична інтерпретація електродинамічних явищ, зв'язок з вихідними означеннями фізичних величин, наочність, професійно-значущі питання, які мають вихід на майбутню педагогічну діяльність й дають можливість адаптувати отримані відомості до шкільного курсу фізики).

На відміну від цього ми пропонуємо методику навчання електродинаміки та метод обґрунтування рівнянь Максвелла, оснований на значно меншому числі вихідних положень, ніж у методах, згаданих вище.

Тобто, метод обґрунтування рівнянь Максвелла в рамках пропоно-

ваної методики навчання електродинаміки, оснований на використанні тільки закону Кулона і спеціальної теорії відносності. Виходячи з достатньо невеликої системи рівнянь, такий метод дає можливість описати електромагнітне поле зарядженої частинки, що рівномірно рухається з довільною за величиною швидкістю. Аналіз властивостей електромагнітного поля рівномірно рухомої зарядженої частинки дає можливість обґрунтувати систему рівнянь Максвелла в вакуумі (див. Розділ 1) і пояснити та описати основні електромагнітні явища. Крім того, в рамках зазначеної методики навчання електродинаміки вдається надати фізичне пояснення ряду явищ, на які в традиційній методиці не звертається увага, і які, на нашу думку, надають змогу майбутнім вчителям фізики з'ясувати сутність і зміст теорії електромагнітного поля.

Пропонована методична система навчання електродинаміки послідовно використовує положення СТВ і цим відрізняється від традиційної методики навчання електродинаміки. До того ж ця методика має ряд суттєвих переваг над існуючими, про що детально буде сказано нижче.

Науково-методичні основи вивчення спеціальної теорії відносності та структура її викладання у педагогічних ВНЗ проаналізовані в монографії автора [38] і тому з метою порівняння як позитивних так і негативних сторін кожної з методик навчання електродинаміки перейдемо до опису зазначених двох способів (А і Г) одержання рівнянь Максвелла та короткого огляду результатів у контексті фахової підготовки вчителів фізики.

Відтак, традиційний метод обґрунтування рівнянь Максвелла (підходи А та Б) є найбільш прийнятним при вивченні електродинаміки з огляду і на принцип наступності в навчанні і на безпосередній зв'язок з експериментальними даними. Він також дає можливість, до деякої міри, ознайомити студентів з методами та методологією одержання наукових результатів. З іншого боку і сам процес наукового відкриття (саме як виходячи з експериментальних фактів одержують чи формулюють фундаментальний фізичний закон) є повчальним та цікавим. Такий шлях обґрунтування може підвищити також і інтерес студентів і учнів до фізики. Але при цьому в студентів може скластися враження, що фундаментальні рівняння та принципи фізики логічно і несуперечливо виводяться із дослідних фактів.

В той же час відомо, що немає прямого і логічного шляху від експериментальних фактів до теоретичного принципу. І особливо цей важливий момент методології наукового пізнання й навчання стосується зв'язку між «фундаментальними експериментальними законами електродинаміки» та рівняннями Максвелла. «Рівняння Максвелла є прикладом фундаментального закону, явно вгаданого, а не «виведеного» в ри-

гористичному сенсі цього слова, з експериментальних даних», – зазначено в оглядовій статті І. С. Шапіро [72, с. 319], присвяченій історії відкриття рівнянь Максвелла.

В монографії автора та в посібниках [38; 26; 28; 33] достатньо детально розглянуто структуру викладання класичної електродинаміки за традиційною методикою і на основі принципу найменшої дії.

Зокрема структуру змістового компоненту навчання класичної та релятивістської електродинаміки за традиційною методикою можна подати у вигляді, зображеному на рис. 1.1.

Ми зупинимося лише на очевидних висновках, які випливають із аналізу поданого в [38; 39].

Із вище наведеного конспективного аналізу навчання електродинаміки за традиційною методикою та на основі принципу найменшої дії випливають такі узагальнення:

1. У рамках проведеного нами аналізу викладання класичної електродинаміки вперше нами поданий опис методу обґрунтування рівнянь Максвелла на основі ПНД (детальніше див. [38, с. 51–64]) в системі одиниць СІ.

2. Виявилося, що для послідовного обґрунтування рівнянь Максвелла на основі ПНД необхідно постулювати:

- 1) вигляд 4-вимірного потенціалу ЕМП;
- 2) вигляд дії для зарядженої частинки в ЕМП;
- 3) справедливність принципу найменшої дії для ЗЧ в ЕМП.

До того ж необхідно ввести додаткові, не прості для засвоєння студентами, поняття і величини: інтервал, 4-вимірний потенціал, 4-вимірний радіус-вектор, функцію дії.

3. На основі ПНД формально просто обґрунтовується перша пара рівнянь Максвелла:

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0, \quad (1.1)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}. \quad (1.2)$$

Але при цьому втрачається зв'язок з вихідними означеннями фізичних величин, зокрема з поняттями напруженості електричного

$\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \operatorname{grad} \phi$ та індукції магнітного $\vec{B} = \operatorname{rot} \vec{A}$ полів, які достатньо абстрактно вводяться із рівняння руху зарядженої частинки в ЕМП

(3).

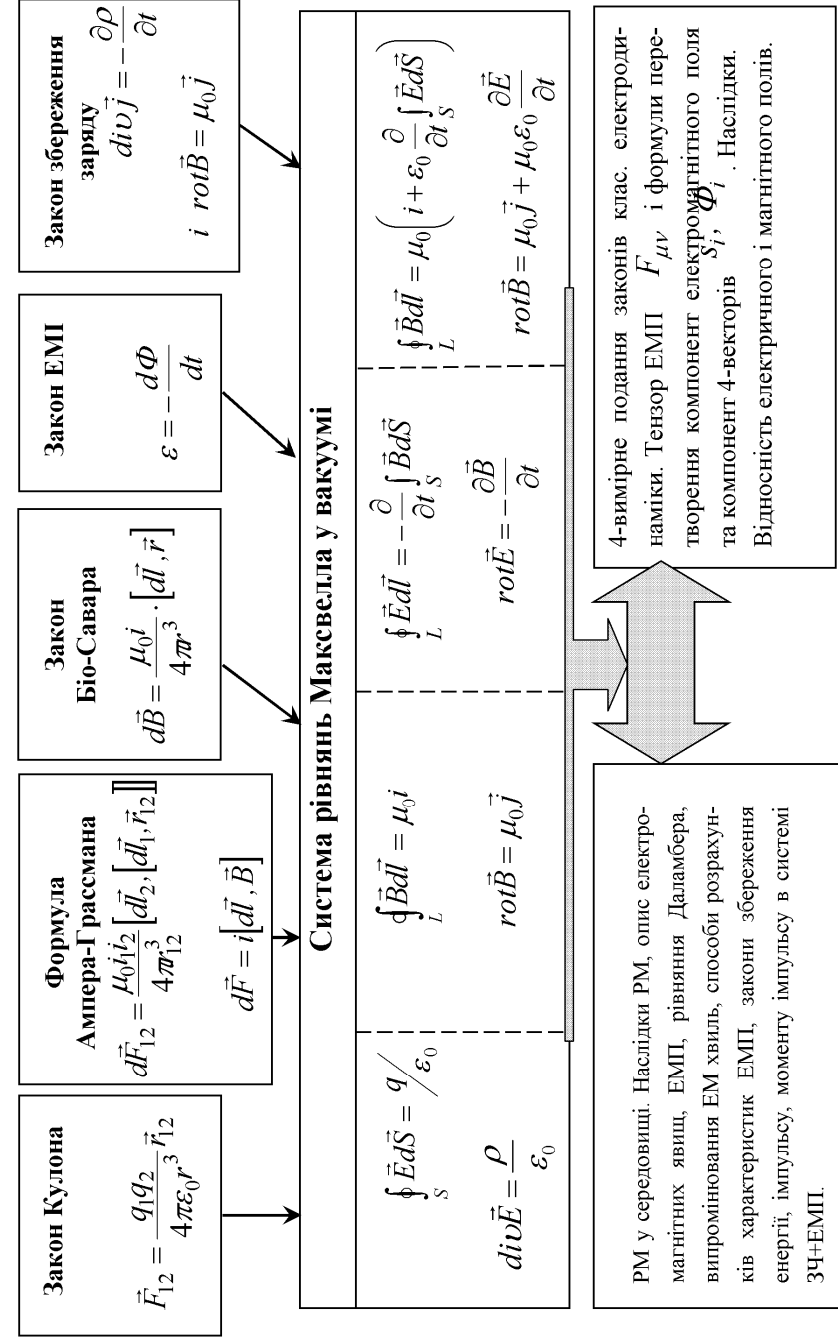


Рис. 1.1. Структура змістового компоненту навчання електродинаміки за традиційною методикою

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = -q \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - q \cdot \text{grad}\varphi + q[\vec{v}, \text{rot} \vec{A}] \quad (1.3)$$

4. Виявляється, що побудову теорії й вивчення електродинаміки на основі ПНД слід робити з максимальним наближенням і до експериментальних фактів, і до поступового введення надзвичайно формальним шляхом фізичних величин.

При цьому слід обов'язково весь час простежувати сумісність результатів, отриманих з використанням ПНД, з рівняннями Максвелла, які одержані іншим шляхом, або розглядаються як результат узагальнення дослідних фактів у даному підході.

Тобто, в рамках методу, основанийому на ПНД, неможливо в принципі послідовно обґрунтувати як рівняння Максвелла, так і інші основні закони електродинаміки без посилання на вже відомі з інших міркувань (основаних не на ПНД) рівняння Максвелла. Необхідно постійно спиратися на дослід та на уже відомі завчасно (немов би апіорі) рівняння Максвелла.

Таким чином, щоб реалізувати можливості ПНД в контексті одержання рівнянь Максвелла, необхідно, крім перерахованих постулатів, мати ще і готові (постульовані незалежно від ПНД «істини») у вигляді самих рівнянь Максвелла) рівняння Максвелла для того, щоб знайти необхідні коефіцієнти (див. п. 1.1.2.4 в [38]).

Крім того, сам метод, хоч і є загальним і відповідає СТВ, залучає інформацію із дослідів. Що робить його, на наш погляд, дещо непослідовним.

5. Проаналізований підхід являє собою довге, абстрактне, формальне обґрунтування, з уведенням значної кількості 4-х вимірних величин, зміст і властивості яких сприймаються студентами важко і непереконливо.

Маємо також достатньо довгий шлях обґрунтування виразу для функції дії самого ЕМП у відсутності зарядженої частинки. Але як плату за цю абстрактність маємо, в основному, цілісний, системний, в Ейнштейнівському розумінні підхід до вивчення електродинаміки.

На цьому шляху одержується ряд надзвичайно важливих результатів, як от: рівняння руху зарядженої частинки в 4-вимірній формі, тензор ЕМП, рівняння поля в 4-вимірній формі [4; 42] та друга пара рівнянь Максвелла у вакуумі та середовищі [42; 60].

6. При вивченні ЕМП саме таким шляхом через варіювання функції дії залишається багато непорозумінь у студентів – чому функція дії для зарядженої частинки в ЕМП вибрана саме в такому, а не в іншому вигляді, чому при варіювання функції дії 4-х вимірний струм слід залиша-

ти незмінним, чому при диференціюванні функції Лагранжа швидкість руху ЗЧ при цьому слід вважати незмінною тощо. Очевидно із міркувань сумісності одержаних на основі ПНД теоретичних наслідків з експериментальними фактами.

На наш погляд, такий шлях невиправданий при навчанні електродинаміки в педагогічних університетах, бо не дає детальної фізичної інтерпретації електродинамічних явищ, що вивчаються.

Недолік цієї методики й у тому, що попередньо необхідно вводити досить формально поняття векторного та скалярного потенціалів ЕМП як компонентів 4-вимірного потенціалу. Все це разом взяте справляє враження чогось штучного і дещо відірваного від експерименту.

Разом з тим, необхідно відмітити, що виведення закону електромагнітної індукції на основі ПНД у формі $\text{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ вже після того, як одержані рівняння руху у формі рівнянь Лагранжа, є певним позитивним моментом даного методу, оскільки в традиційних методиках вихідним фундаментально-дослідним формулюванням закону електромагнітної індукції є, як на наш погляд безпідставно, формула $\varepsilon = \frac{d\Phi}{dt}$.

Такі два підходи в обґрунтуванні першої пари РМ відображають характерну тенденцію в історії становлення та розвитку теорії ЕМП. Можна навіть сказати, що маємо проблемну методологічну ситуацію. А саме: які величини найбільш адекватно описують стан електродинамічної системи – напруженості поля чи потенціали поля.

7. Закон збереження заряду при застосуванні ПНД впливає як наслідок одержаних РМ. У традиційній же методиці закон збереження заряду відіграє самостійну роль, наприклад, як елемент суперечності з рівняннями Максвелла $\text{rot} \vec{B} = \mu_0 \vec{j}$.

В рамках традиційного методу щодо обґрунтування рівнянь Максвелла електромагнітні потенціали вводяться як один із способів їх розв'язання. Уводяться для того, щоб мовою цих величин рівняння Максвелла подати у формі рівнянь Даламбера.

А в методі обґрунтування рівнянь Максвелла на основі ПНД вирази для електромагнітних потенціалів у вигляді 4-вимірного потенціалу просто постулюються і є вихідними.

Отримані узагальнення виокремили позитивні та негативні сторони використання ПНД при вивченні класичної електродинаміки й у цілому дали змогу вважати, що попри наявності суттєвих методологічних переваг, такий підхід не є сприятливим у навчанні студентів педагогічних університетів.

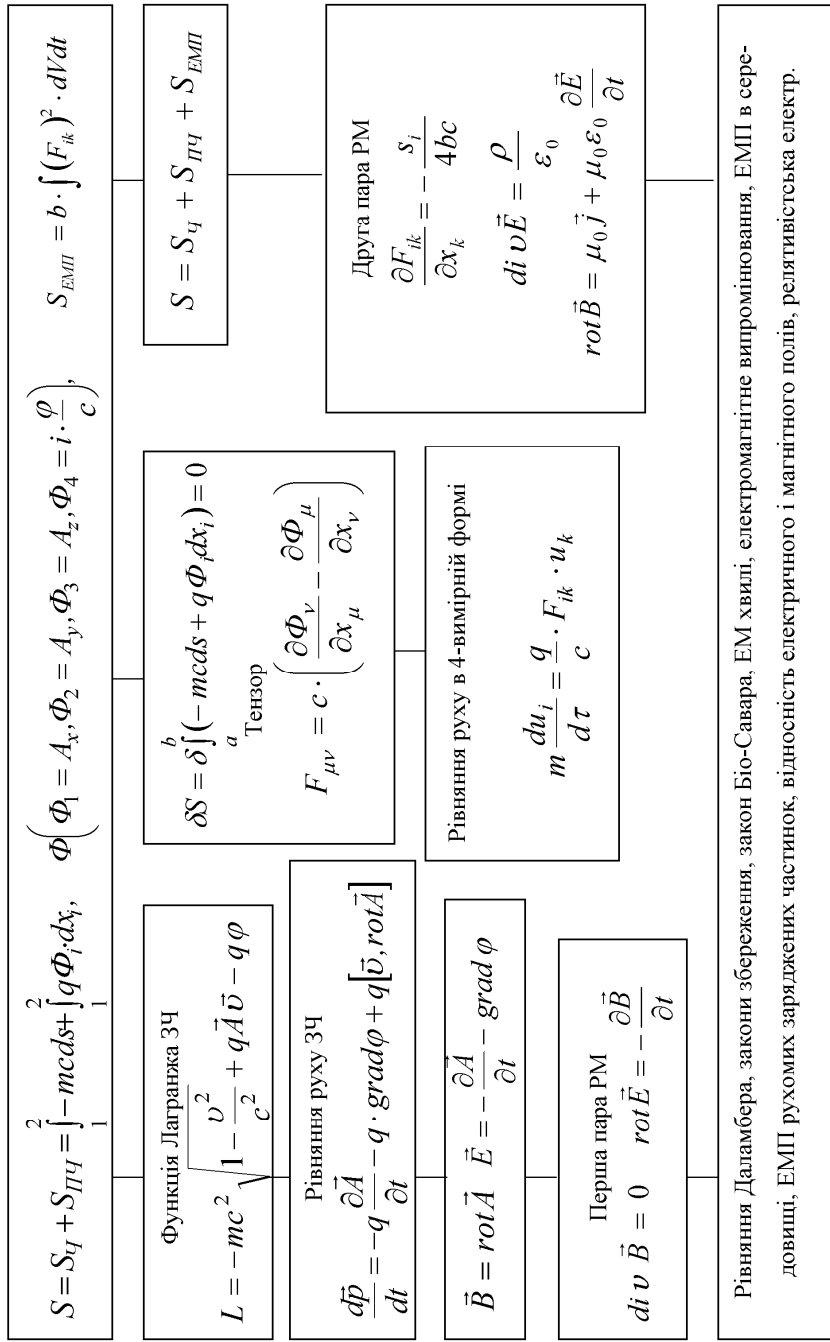


Рис. 1.2. Структура змістового компоненту навчання електродинаміки на основі принципу найменшої дії

1.2. Недоліки і протиріччя методик навчання електродинаміки

В посібниках І. В. Савельєва, Д. В. Сивухіна в основу методики вивчення магнітного поля постійних струмів покладений вираз для магнітного поля повільно рухомої ЗЧ (який обґрунтовується з допомогою деяких правдоподібних міркувань, але які в той же час «не мають доказової сили» [59, с. 113]) та принцип суперпозиції [59, с. 116].

І все ж, незважаючи на розуміння того, що закон Біо-Савара

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{i \cdot [d\vec{l}, \vec{r}]}{r^3} \quad (1.4)$$

принципово недоступний дослідній перевірці, він у переважній більшості сучасних навчально-методичних посібників тлумачиться, як експериментальний.

Але аналіз суті цього закону та історичних джерел свідчать про некоректність такого підходу при вивченні та інтерпретації співвідношення, сформульованого у законі (1.4) [18; 17; 38].

До того ж наші дослідження показали, що в деяких випадках застосування закону Біо-Савара (1.4) приводить до результатів, що суперечать основним положенням релятивістської електродинаміки [27; 38; 31; 39].

Тобто, застосування виразу для індукції магнітного поля рухомої зарядженої частинки, $\vec{B} = \epsilon_0 \mu_0 [\vec{v}, \vec{E}]$ (який може розглядатися як наслідок закону Біо-Савара (1.4)) та $\vec{E} = \frac{q\vec{r}}{4\pi\epsilon_0 r^3}$ для аналізу однієї і тієї ж електродинамічної задачі приводить до висновків, що суперечать принципу відносності.

Дійсно, розглянемо уявний експеримент, схема якого зображена на рис. 1.3. ЗЧ рухається з постійною швидкістю \vec{v} в площині контуру L .

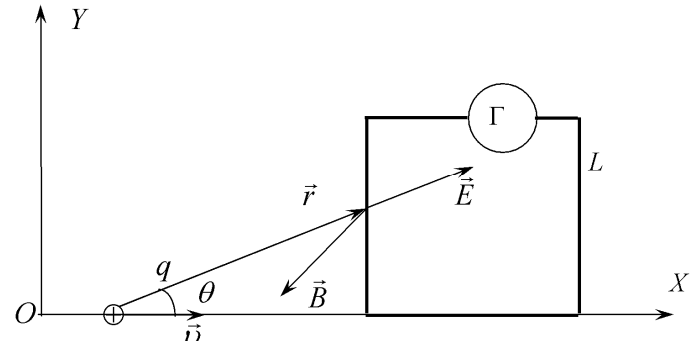


Рис. 1.3. Схема уявного експерименту із визначення ЕРС індукції в контурі L

Згідно з традиційною інтерпретацією явища ЕМІ в контурі, внаслідок зміни за часом індукції магнітного поля в кожній точці плоскої поверхні, обмеженої контуром L (а значить і зміни магнітного потоку в часі), виникне ЕРС індукції.

Але такий висновок суперечить принципу відносності: при переході в систему відліку, яка пов'язана з ЗЧ, контур буде рухатися в центрально-симетричному кулонівському полі. Таке поле потенціальне, тому відсутні фізичні причини, які могли б породжувати ЕРС в контурі L .

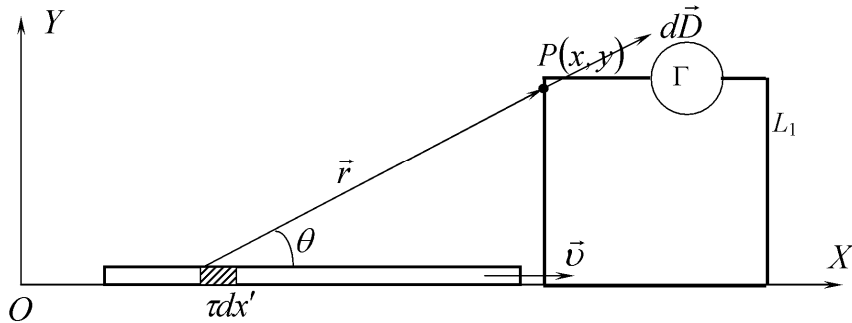


Рис. 1.4. При русі зарядженої нитки зі швидкістю \vec{v} в контурі L ЕРС відсутня

Аналогічно в задачі, яка зображена на рис. 1.4 використання класичного закону Біо-Савара призводить до результату, що суперечить принципу відносності.

Згідно із законом Біо-Савара (1.4) та традиційною інтерпретацією явища ЕМІ, в контурі L_1 (див. задачі, які показані на рис. 1.5 та рис.1.6) слід чекати появи певної ЕРС індукції. Такий висновок впливає із наступних міркувань.

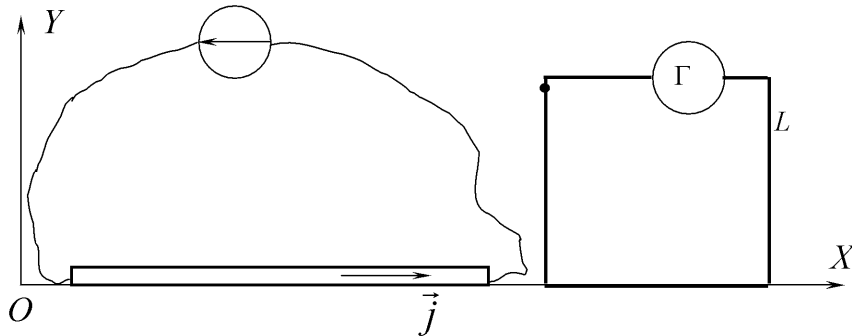


Рис. 1.5. В дрютяному контурі L , який знаходиться в околі нескінченно довгого провідника з постійним струмом, ЕРС відсутня

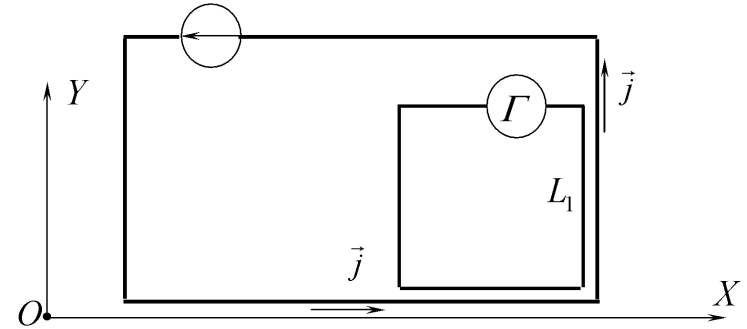


Рис. 1.6. У провідному контурі L_1 , який знаходиться поряд з колом постійного струму, ЕРС відсутня

Кожний із електронів провідності, який рухається з дрейфовою швидкістю в провідниках електричного кола створює в кожній точці плоскої поверхні, обмеженої контуром L_1 , змінне магнітне поле. Це змінне магнітне поле, в свою чергу, в кожній точці поверхні породжує вихрове електричне поле ($rot\vec{E} \neq 0$). Інтегральний ефект повинен проявитися у виникненні індукційного струму в контурі L_1 . Але досліди показують, що ЕРС в контурі L_1 не виникає.

Значить, застосування закону Біо-Савара і його еквіваленту – виразу для МП, яке породжується окремою рухомою ЗЧ – $\vec{B}_1 = \epsilon_0 \mu_0 [\vec{v}, \vec{E}_1] = \frac{\mu_0 q \cdot [\vec{v}, \vec{r}]}{4\pi r^3}$ в подібних задачах дає результат, що суперечить фізичній реальності.

Таким чином, будь-яке одночасне використання названих формул (або одночасне застосування класичного закону Біо-Савара і виразу для напруженості електричного поля) призводить до принципових помилок.

Отже, традиційна методика вивчення електродинаміки, яка основана, зокрема, і на класичному законі Біо-Савара неспроможна пояснити відсутність ЕРС в контурах на рисунках 1.3, 1.4, 1.5, 1.6. В той же час у стандартних посібниках та в науково-методичних публікаціях ці дві формули використовуються разом, що є грубою фізичною помилкою.

Очевидно, необхідна зміна догматичної методики навчання електродинаміки.

Отже, добре видно, що існує потреба у розробці теоретичних і методичних основ навчання електродинаміки, які базувалися б на послідовно релятивістських засадах і не мали б зазначених вище недоліків.

Таким чином, можна зробити наступні узагальнення.

1. Метод обґрунтування рівнянь Максвелла та методики навчання

класичної і релятивістської електродинаміки, основані на принципі найменшої дії у фаховій підготовці вчителя фізики в рамках базової вищої освіти у педагогічних університетах, слід вважати надто важким для розуміння з огляду на їх абстрактність, формальність і деяку відірваність від тих фізичних уявлень, які формуються у студентів-фізиків педагогічних університетів. Зокрема, мова йде про зміст індукції електричного та магнітного полів, а також їх означення через \vec{A} і φ як наслідок рівняння руху.

Ця методика, крім того, потребує попереднього введення досить формально поняття векторного та скалярного потенціалів ЕМП як компонент 4-вимірної потенціалу.

Все це разом взяте справляє враження чогось штучного і дещо відірваного від експерименту. Такий шлях не можна вважати виправданим при навчанні електродинаміки, тому що він не дає детальної фізичної інтерпретації електродинамічних явищ, що вивчаються.

2. Кращим для засвоєння і розуміння максвеллівської теорії, на нашу думку, є підхід в обґрунтуванні рівнянь Максвелла, заснований на експериментально-дослідних законах. Оскільки він є більш наочним на відміну від підходу, що базується на принципі найменшої дії, містить набагато менше елементів векторної алгебри.

Крім того, в рамках цього методу можна доступніше пояснювати фізичну суть таких понять, як електромагнітне поле, напруженість електромагнітного поля, індукція тощо.

3. В той же час традиційна методика вивчення електродинаміки у педагогічних ВНЗ характеризується рядом недоліків. Перш за все вона, на нашу думку, носить електротехнічний характер. Надмірне узагальнення емпіричних фактів, непослідовність викладу, нехтування релятивістськими поправками в обґрунтуванні явищ, що безпосередньо належать до галузі СТВ, призводить до деякої відчуженості змісту електродинаміки як навчальної дисципліни від релятивістської фізики.

4. Не знаходить також адекватного відображення при вивченні студентами електродинаміки характерна тенденція розвитку сучасної фізики: спираючись на невелике число основних принципів пояснювати всю сукупність фізичних явищ та законів цього розділу фізики.

Відтак, при вивченні електродинаміки за традиційною методикою не реалізований принцип фундаменталізації.

5. При аналізі навчального матеріалу з'ясована необхідність коректування «традиційних» підходів до засвоєння базових понять і явищ електродинаміки студентами, зокрема:

Закон ЕМІ потребує такого узагальнення, щоб локальна форма його відображала дві фізичні причини, які лежать в основі явища ЕМІ.

Закон Біо-Савара та закон Кулона не повинні використовуватися одночасно при аналізі електромагнітних явищ, адже це призводить до принципів помилок і суперечностей.

Закони Біо-Савара, Ампера-Грассмана, у свою чергу, самі потребують обґрунтування, оскільки вони не є суто експериментальними.

Традиційна методика і методика, заснована на ПНД, подають формальне і непереконливе обґрунтування рівняння Максвелла, переобтяжене великою кількістю «незалежних фундаментальних експериментальних фактів».

6. Показано, що в структурі викладання класичної електродинаміки за традиційною методикою виникає ряд суперечностей між теоретичним обґрунтуванням та дослідними факторами. Перш за все, воно стосується фізичного пояснення явища виникнення МП постійних струмів.

Дійсно, в посібниках з електродинаміки як для вищої школи, так і для СНЗ взагалі не обговорюється питання про механізм виникнення МП постійних струмів. Обговорення та фізичне пояснення зводиться до словосполучень типу «електричний струм супроводжується магнітним полем», «з рухом заряджених частинок зв'язане магнітне поле», «навколо рухомих зарядів (струмів) існує магнітне поле».

Як відомо, МП в просторі поза постійними струмами є полем потенціальним ($rot \vec{B} = 0$). Цей висновок не узгоджується з уявленням про МП струмів як поле вихрове, адже це можливе за умови, коли $rot \vec{B} \neq 0$.

Але розрахунки індукції МП в просторі навколо провідника з постійним струмом з використанням рівняння $rot \vec{B} = 0$ та його еквіваленту $\nabla^2 \vec{A} = 0$, наведені у п. 1.5, дають результати, що співпадають з експериментальними.

Таким чином, здійснений аналіз показав, що при «традиційному» підході до вивчення електродинаміки у педагогічному ВНЗ, а також за методикою, основаною на ПНД, виникає низка нерозв'язаних науково-методичних проблем, суперечностей та непослідовностей. Відтак, пошук оптимальної методики обґрунтування рівнянь Максвелла й методики навчання класичної електродинаміки є актуальною науково-методичною проблемою. Розв'язання даної проблеми показано у наступних пунктах цього розділу.

1.3. Електричне поле рухомої зарядженої частинки та його властивості

Дослідження механізмів породження МП, пояснення релятивістської природи магнітного поля варто розпочати з аналізу властивостей електричного поля рухомої зарядженої частинки (ЗЧ).

Заряджені частинки, які рухаються відносно лабораторної СВ взаємодіють не так як нерухомі. Цей висновок впливає із аналізу експериментального факту щодо взаємодії двох паралельних струмів

Але очевидно, що результуюча взаємодія провідників зі струмами зумовлена додатковою (*не електричною*) взаємодією між сукупностями рухомих заряджених частинок (двома прецесіями ЗЧ).

Слід звернути увагу й на той факт, що на базі ньютонівської механіки неможливо пояснити походження магнітних сил. У ньютонівській механіці сила є функцією відстані між взаємодіючими тілами та їхніми відносними швидкостями. Але відстані між електронами провідності в двох паралельних лінійних провідниках зі струмами не змінюються; їхня швидкість відносно один одного залишається рівною нулеві, Здавалося б, що й ніякі допоміжні сили виникнути не повинні. Тобто, згідно з основними положеннями класичної механіки сили взаємодії між ЗЧ, що рухаються рівномірно, не повинні були б відрізнятися від сил взаємодії між нерухомими ЗЧ.

Але такий висновок суперечить реальності. Досвід свідчить про те, що при русі електронів у паралельних лінійних провідниках між ними виникають сили, яких не було при відсутності струму. Тим самим показана обмеженість ньютонівської механіки й непридатність її подань для трактування магнітної взаємодії [53, с. 103; 57]. Виходить, що на основі уявлень класичної фізики ми не в змозі пояснити експериментальні прояви магнітної взаємодії.

Таким чином, щоб описати й зрозуміти взаємодію між рухомими зарядженими частинками (а фактично взаємодію між елементами струмів та провідниками зі струмами) необхідно описати на засадах теорії відносності взаємодію двох рухомих заряджених частинок.

Але спочатку слід знайти вираз для напруженості електричного поля окремої точкової зарядженої частинки, яка рухається з постійною швидкістю.

Використовуючи закон Кулона та положення спеціальної теорії відносності можна знайти вираз для напруженості електричного поля рівномірно рухомої зарядженої частинки [55; 65; 33; 22; 38]:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{q\vec{r} \left(1 - \frac{V^2}{c^2}\right)}{4\pi\epsilon_0 \left[(x - Vt)^2 + (y^2 + z^2) \left(1 - \frac{V^2}{c^2}\right) \right]^{3/2}} = f(\beta, \theta) \frac{q\vec{r}}{4\pi\epsilon_0 r^3}, \quad (1.5)$$

де $\vec{r} = (x - Vt) \cdot \vec{i} + y \cdot \vec{j} + z \cdot \vec{k}$ – радіус-вектор, проведений від миттєвого положення ЗЧ до точки поля, r – це віддаль точки поля від миттєвого

положення ЗЧ, а θ – кут між напрямком руху ЗЧ (вектором швидкості \vec{v} ЗЧ) та радіус-вектором проведеним із миттєвого положення ЗЧ в дану

$$f(\beta, \theta) = \frac{\left(1 - \frac{V^2}{c^2}\right)}{\left(1 - \frac{V^2}{c^2} \cdot \sin^2 \theta\right)^{3/2}}.$$

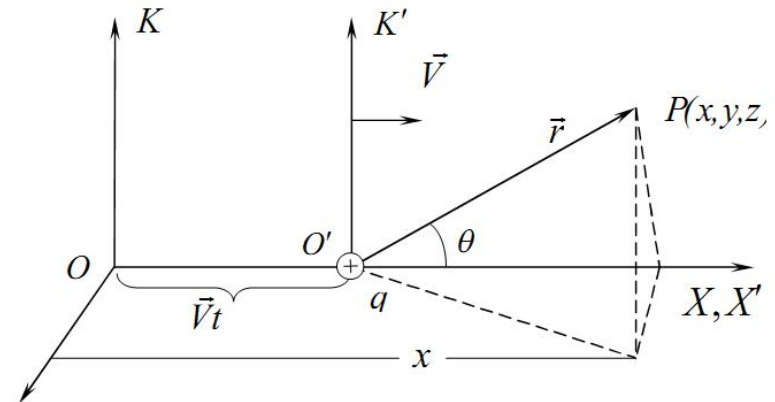


Рис. 1.7. До ілюстрації формули напруженості електричного поля РЗЧ

В наявних навчально-методичних виданнях принципова відмінність між електричним полем рухомої ЗЧ і електричним полем нерухомої ЗЧ, не аналізується, більш того на неї не звертається увага. Такий підхід може призводити принаймні до помилок в розрахунках і некоректних висновків.

В авторських виданнях [33; 22; 38], нами зроблений порівняльний аналіз способів обґрунтування формули (1.5) та вперше детально проаналізовані властивості електричного поля РЗЧ а також розроблена комп'ютерна модель ЕМП рівномірно рухомої зарядженої частинки (див. п. 1.8).

Як буде видно із наступного аналізу навіть незначна відмінність електричного поля РЗЧ (при $v \ll c$) від електричного поля нерухомої ЗЧ носить принциповий характер.

1.4. Магнітна взаємодія й СТВ. Закон Біо-Савара в релятивістській формі

Наші дослідження стосовно вивчення електродинаміки на засадах СТВ, методики формування поняття «магнітне поле» та пояснення реля-

тивістської природи МП були зніційованні використанням релятивістських ідей при вивченні фізики, які пропонувалися в посібнику [75]. Вже після завершення основних досліджень по даній темі автору вдалося ознайомитися з дисертаційною роботою А. Пінського [57].

Вважаємо, що наш підхід щодо пояснення релятивістської природи МП є більш загальним, ніж в [57], оскільки в нашій моделі радіус-вектор, що з'єднує дві ЗЧ *орієнтований довільно* відносно вектора швидкості \vec{V} . І це відкриває нам більш широкі можливості у трактуванні багатьох явищ електродинаміки А в роботах [57; 75] рухомі ЗЧ знаходяться на осі OY .

Крім того в роботах А. Пінського розглядається один-єдиний випадок (із безлічі можливих інших) коли в момент $t = 0$ початки координат двох систем відліку співпадають. Це спрощення не дає можливості, на наш погляд, одержати в роботах [57; 75] функціональну залежність $\vec{E}(\vec{r}, t)$ та $\vec{B}(\vec{r}, t)$ РЗЧ і, крім того, в роботі [57] розглядаються тільки поперечні складові векторів поля \vec{E} та \vec{B} .

В нашому дослідженні ми формулюємо зовсім по-іншому проблемну ситуацію, що виникає під час опису взаємодії двох ЗЧ. По-перше, радіус-вектор, який визначає положення однієї ЗЧ по відношенню до іншої ЗЧ, орієнтований довільно відносно вектора \vec{V} – швидкості руху двох ЗЧ. А в роботі [57] цей радіус-вектор перпендикулярний \vec{V} (тобто обидві ЗЧ лежать в площині, перпендикулярній \vec{V});

По-друге, ми детально аналізуємо взаємодію двох рухомих ЗЧ на основі методів СТВ [38, с. 23–27], а в [57] вираз $F_y = F'_y \cdot \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}$ шляхом алгебраїчних перетворень зводиться до

$$F_y = \frac{F'_y \cdot \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}} \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \left(F'_y - F'_y \frac{V^2}{c^2} \right). \quad (1.6)$$

І другий доданок в останньому виразі $\left(-\frac{F'_y \frac{V^2}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \right)$ в дисертації

А. Пінського [57] називають (просто так, безпідставно) силою Лорентца.

Оскільки електричний струм в провідниках – це напрямлений рух електронів провідності, тому із спостережень за взаємодією паралельних

провідників зі струмами, як уже відмічалось, впливає очевидний висновок: між двома прецесіями рухомих електронів виникає додаткова сила, якої не було між нерухомими електронами.

Отже, природу цієї сили ми можемо з'ясувати, аналізуючи взаємодію двох заряджених частинок, які рухаються паралельно одна одній з однаковими або різними за величиною швидкостями.

Тому в основу вивчення і розуміння магнітної взаємодії повинен бути покладений аналіз взаємодії двох ЗЧ, що рухаються. Для простоти та ясності аналізу розглянемо взаємодію двох ЗЧ, які рухаються паралельно одна одній з постійними швидкостями.

Зазначимо, що при коректному розгляді будь-якого явища з точки зору систем відліку, які знаходяться у відносному русі, слід спиратися на принцип відносності. Тобто в процесі встановлення співвідношення між довільною фізичною величиною, вимірюваною в різних системах відліку слід використовувати тільки методи спеціальної теорії відносності. Адже, як наголошував А. Ейнштейн, тільки теорія може сказати, що ж вимірюється в експерименті.

Таким чином, аналіз взаємодії двох рухомих ЗЧ будемо проводити з урахуванням точних співвідношень між фізичними величинами, що характеризують рух та взаємодію ЗЧ [34; 38].

Приклад 1.1. Нехай в системі відліку K' в площині $X'Y'$ знаходяться в спокої дві заряджені частинки (далі – протони), величина заряду яких q_1 і q_2 , а віддаль між ними r' (рис. 1.8). СВ K' рухається зі швидкістю $\vec{V} = const$ відносно лабораторної СВ K уздовж вісі OX . Описати взаємодію між зарядженими частинками.

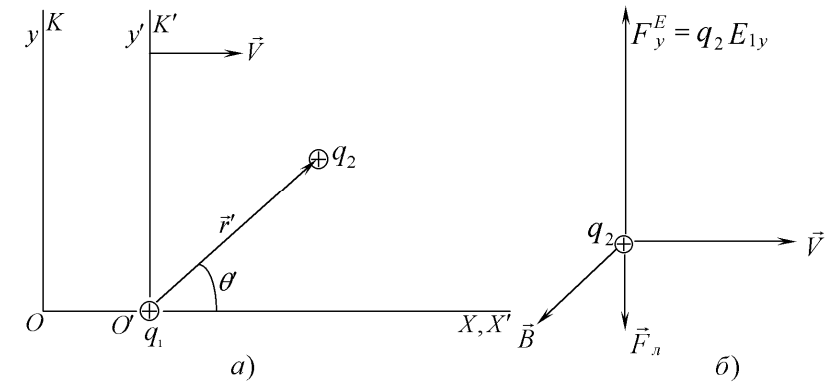


Рис. 1.8. Взаємодія двох заряджених частинок, які рухаються з постійною швидкістю \vec{V} відносно ЛСВ (а) і поперечна складова сили, що діє на другу ЗЧ (б)

Розв'язання: В СВ K' існує тільки електрична взаємодія між ЗЧ. Тобто на другу ЗЧ (величина заряду якої q_2) діє сила $\vec{F}'_2 = q_2 \vec{E}'_1$, де \vec{E}'_1 – напруженість електричного поля, що створюється першою ЗЧ в точці знаходження заряду q_2 :

$$\vec{E}'_1 = \frac{q_1 \vec{r}'}{4\pi\epsilon_0 r'^3}.$$

Але у СВ K напруженість електричного поля визначається формулою (1.5).

Неважно впевнитися, використовуючи перетворення Лорентца, що поздовжна складова сили взаємодії між зарядами q_1 і q_2 не змінюється при переході від СВ K' до СВ K .

Тепер переходимо до аналізу поперечної складової взаємодії між цими ЗЧ. Як видно з виразу для напруженості електричного поля рухомої ЗЧ (5), поперечна складова сили електричної взаємодії між ЗЧ в СВ K зростає, тобто:

$$F_y^E = q_2 E_{1y} > q_2 E'_{1y},$$

де E_{1y} , E'_{1y} – поперечні складові напруженості електричного поля, що створюється першою ЗЧ в точці знаходження другої ЗЧ в СВ K і СВ K' відповідно.

Як відомо, принцип відносності стверджує, що фізичні явища протікають однаково (при тотожних початкових умовах) у всіх інерціальних СВ. Іншими словами, математична форма основних законів фізики не повинна змінюватися при переході від однієї інерціальної системи відліку до іншої: рівняння фізики повинні бути лорентцковаріантними; при цьому просторові і часова координати (x, y, z, t) будь-якої події в СВ K і СВ K' пов'язані перетвореннями Лорентца.

Щоб основні рівняння фізики мали однакову математичну форму в СВ K і СВ K' , проєкції сили (зокрема) на координатні осі повинні перетворюватися згідно з формулами (1.20) монографії [38].

Оскільки ЗЧ нерухомі в СВ K' , то $v'_x = 0$, в нашому випадку (рис. 1.8) маємо для ігркової компоненти сили взаємодії між рухомими ЗЧ в СВ K :

$$F_y = \frac{F'_y \sqrt{1 - B^2}}{1 + \frac{V v'_x}{c^2}} = F'_y \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}.$$

Тоді $F_y < F'_y$, бо $\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}} < 1$.

Тобто, незважаючи на те, що поперечна складова сили електричної

взаємодії між ЗЧ в СВ K зростає, принцип відносності вимагає, щоб поперечна складова сили взаємодії між ЗЧ в нашій задачі була меншою, ніж поперечна складова сили взаємодії між ЗЧ в СВ K' , і дорівнювала

$$F_y = F'_y \cdot \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}. \quad (1.7)$$

Таким чином, маємо: електрична сила взаємодії в напрямку осі OY збільшується в СВ K , а принцип відносності вимагає, щоб сумарна сила взаємодії між рухомими ЗЧ зменшилася згідно з формулою (1.7). Це означає лише одне – в СВ K з'явилася додаткова взаємодія між рухомими зарядженими частинками, якої не було в системі K' .

Іншими словами, ми повинні допустити виникнення такої поперечної сили взаємодії між рухомими ЗЧ в СВ K , існування якої необхідно для виконання принципу відносності. Коли ЗЧ нерухомі в СВ K' , між ними існує тільки електрична сила $\vec{F}'_2 = q_2 \cdot \vec{E}'_1$, коли ж вони рухаються зі швидкістю \vec{V} відносно СВ K , ми змушені припустити появу (очевидно, внаслідок руху ЗЧ) деякої додаткової поперечної сили, що діє на другу ЗЧ.

Позначимо цю, невідому, поки що, силу \vec{F}_L . Ця сила зменшує електричну складову сили, яка діє на другу ЗЧ, F_y^E , до значення

$$F_y = F'_y \cdot \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}, \text{ яке вимагається принципом відносності.}$$

Таким чином, можемо записати

$$q_2 E_{1y} - F_L = F'_y \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}. \quad (1.8)$$

Значення абсолютної величини сили знаходимо із (1.8)

$$F_L = \frac{q_1 q_2 \left(1 - \frac{V^2}{c^2}\right) \sin \theta \cdot V^2}{4c^2 \pi \epsilon_0 r^2 \left(1 - \frac{V^2}{c^2} \sin^2 \theta\right)^{\frac{3}{2}}} = q_2 V \frac{V}{c^2} E_1 \sin \theta. \quad (1.9)$$

Ця сила завжди перпендикулярна до швидкості руху ЗЧ q_2 (див. рис. 1.8б) і паралельна осі OY , де б не знаходився заряд q_2 в площині XOY .

Причому, поперечна складова сили, що діє на q_2 , нами повинна трактуватися як сила, що діє на другу рухому ЗЧ в деякому фізичному полі, існування та появу якого вимагає принцип відносності. Властивості та

характеристики цього поля впливають із (1.8) та (1.9).

Ураховуючи просторове розташування сил та швидкості руху \vec{V} заряджених частинок, а також інваріантність повздовжнього компоненту електричного поля (та інваріантність повздовжньої складової сили, яка діє на q_2), яке створюється зарядом q_1 , вираз у векторній формі тієї сили \vec{F}_L , існування якої вимагає СТВ, необхідно записати в такому вигляді (рис. 1.8)

$$\vec{F}_L = q_2 \left[\vec{V}, \left[\frac{\vec{V}}{c^2}, \vec{E}_1 \right] \right]. \quad (1.10)$$

Говорять, що \vec{F}_L – це сила, що діє на заряд q_2 , який рухається з швидкістю \vec{V} в полі, яке характеризується величиною $\left[\frac{\vec{V}}{c^2}, \vec{E}_1 \right]$, і яке, в свою чергу, створюється рухом першої ЗЧ, величина заряду якої q_1 . Тобто (1.10) подають у вигляді

$$\vec{F}_L = q_2 \left[\vec{V}, \left[\frac{\vec{V}}{c^2}, \vec{E}_1 \right] \right] = q_2 [\vec{V}, \vec{B}_1]. \quad (1.11)$$

Це поле називають магнітним, а індукція магнітного поля \vec{B}_1 рухомої ЗЧ дорівнює

$$\vec{B}_1 = \frac{1}{c^2} [\vec{V}, \vec{E}_1] = \varepsilon_0 \mu_0 [\vec{V}, \vec{E}_1] = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{q_1 \cdot \left(1 - \frac{V^2}{c^2}\right)}{r^3 \cdot \left(1 - \frac{V^2}{c^2} \cdot \sin^2 \theta\right)^{\frac{3}{2}}} \cdot [\vec{V}, \vec{r}]. \quad (1.12)$$

Якщо швидкість руху зарядів q_1 і q_2 різні (\vec{v}_1 та \vec{v}_2 відповідно), то узагальнюючи (1.11), одержуємо силу, що діє на рухому електрично заряджену частинку q_2 в полі рухомого заряду q_1

$$\vec{F}_L = q_2 \left[\vec{v}_2, \left[\frac{\vec{v}_1}{c^2}, \vec{E}_1 \right] \right] = q_2 [\vec{v}_2, \vec{B}_1]. \quad (1.13)$$

Очевидно, що коли рухається електрон, то індукція його МП визначається формулою

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = -\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q_1 \left(1 - \frac{V^2}{c^2}\right)}{r^3 \left(1 - \frac{V^2}{c^2} \sin^2 \theta\right)^{\frac{3}{2}}} [\vec{V}, \vec{r}]. \quad (1.14)$$

Таким чином, наведений вище аналіз взаємодії двох рухомих заряджених частинок приводить до наступних результатів.

1. Необхідність введення поняття «магнітне поле» зумовлена вимогами теорії відносності, а саме: щоб рівняння руху матеріальної точки мали однаковий вигляд в СВ K і в СВ K' , сили при переході від однієї СВ до іншої повинні перетворюватися за певними формулами, а із врахуванням виразу для напруженості електричного поля рухомої ЗЧ (1.5) додаткова сила, що забезпечує виконання цих вимог визначається

$$\vec{F}_L = q_2 \left[\vec{V}, \left[\frac{\vec{V}}{c^2}, \vec{E}_1 \right] \right] = q_2 [\vec{V}, \vec{B}].$$

Тобто, магнітне поле з індукцією $\vec{B} = \left[\frac{\vec{V}}{c^2}, \vec{E} \right]$ уводиться для того,

щоб забезпечити виконання принципу відносності в електродинаміці.

Але при цьому нічого не можна сказати про механізм виникнення, створення чи породження цього магнітного поля.

Із вимог СТВ впливає тільки необхідність існування такого, пов'язаного з рухомою ЗЧ, поля, яке характеризується властивостями (1.11), (1.12).

2. Магнітна взаємодія – суттєво релятивістський ефект, який виникає при будь-якій швидкості руху заряджених частинок, навіть при $v \ll c$. Але при цьому аналіз слід проводити у відповідності з точними релятивістськими співвідношеннями, бо якщо не враховувати точні релятивістські формули (десь знехтувати швидкістю руху ЗЧ v порівняно з швидкістю світла у вакуумі c) магнітної взаємодії ми не отримаємо.

3. Такий підхід дає можливість відразу отримати вираз для сили Лорентца, (формули (1.11) і (1.13)), що діє на заряд q_2 з боку МП, породженого рухом першої ЗЧ (величина заряду q_1).

І, як бачимо, сила Лорентца виникає не при «русі відносно магнітного поля», а при русі зарядженої частинки в магнітному полі, бо з точки зору СВ K заряди q_1 і q_2 нерухомі один відносно одного.

Обґрунтування виразу (1.11) для сили Лорентца в загальному випадку ми матимемо тоді, коли одна із ЗЧ рухається в магнітному полі, яке створюється не рухом іншої ЗЧ, а довільними зовнішніми джерелами

МП (наприклад, лінійною процесією інших ЗЧ).

4. Визначення виразу для сили Ампера можна отримати на основі розгляду лінійної процесії ЗЧ (наприклад, провідник зі струмом I) в магнітному полі \vec{B} , створеному рухом інших ЗЧ.

Оскільки на кожний з електронів провідності, які реалізують елемент струму, діє сила Лорентца, то для сили Ампера, що діє на елемент струму $I \cdot d\vec{l}$ в МП з індукцією \vec{B} знаходимо

$$d\vec{F} = -q[\vec{v}, \vec{B}]N = I \cdot [d\vec{l}, \vec{B}], \quad (1.15)$$

бо $I \cdot d\vec{l} = -N \cdot q \cdot \vec{v}$, де N – число електронів, що реалізують елемент струму $I \cdot d\vec{l}$; \vec{v} – дрейфова швидкість руху електронів провідності.

5. Доходимо висновку, що в одній і тій самій просторово-часовій точці напруженість електричного та індукція магнітного поля ЕМП, яке зв'язане з рухом ЗЧ, взаємозумовлені та пов'язані співвідношенням:

$$\vec{B}_1 = \frac{1}{c^2} [\vec{V}, \vec{E}_1] = \varepsilon_0 \mu_0 [\vec{V}, \vec{E}_1].$$

Узагальнюючи останній вираз можна стверджувати, що будь-яке електричне поле, яке «переміщується» зі швидкістю \vec{V} , породжує в тій самій просторово-часовій точці магнітне поле, величина і напрям якого визначаються формулою:

$$\vec{B} = \left[\frac{\vec{V}}{c^2}, \vec{E} \right]. \quad (1.16)$$

Аналізуючи більш детально цю модель, можна обґрунтувати і формули перетворення компонент електромагнітного поля при переході від однієї СВ до іншої.

6. Одержуємо закон Біо-Савара в релятивістській формі використовуючи вираз (1.14) та принцип суперпозиції для магнітних полів, що породжуються окремими електронами, і які входять до елементу струму $I \cdot d\vec{l}$

$$d\vec{B} = N \cdot \vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi r^3} \frac{I [d\vec{l}, \vec{r}] (1-\beta^2)}{(1-\beta^2 \cdot \sin^2 \theta)^{3/2}} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I [d\vec{l}, \vec{r}] (1-\beta^2)}{[(x-ut)^2 + (y^2 + z^2)(1-\beta^2)]^{3/2}}, \quad (1.17)$$

де I – сила струму, \vec{r} – радіус-вектор, проведений від елементу струму $I d\vec{l}$ в дану точку поля, $\vec{r} = (x-ut)\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k}$, $\sin^2 \theta = \frac{\rho^2}{r^2}$,

$\rho^2 = y^2 + z^2$, $\beta = \frac{v}{c}$, v – дрейфова швидкість руху електронів провідності в провіднику зі струмом I ; c – швидкість світла в вакуумі, θ – кут

між \vec{r} та елементом струму $I \cdot d\vec{l}$ [34; 27].

Очевидно, що при $\beta = \frac{v}{c} \ll 1$ закон (1.17) переходить в звичайний закон Біо-Савара (1.4)

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I [d\vec{l}, \vec{r}]}{r^3}. \quad (1.18)$$

Таким чином, можна стверджувати, що закон (1.17) – закон Біо-Савара у релятивістській формі, є більш загальним і точним. У всякому разі для рівномірного і прямолінійного руху заряджених частинок тільки він надає адекватний і коректний опис магнітної взаємодії (див. нижче та додатки А, Б).

7. На основі застосованого авторського підходу виявляється, що суперечності, які виникають при сумісному застосуванні класичного закону Біо-Савара та виразу для напруженості електричного поля (див. рис. 1.3-1.6) природно спростовуються шляхом використання виведеного вище закону Біо-Савара в релятивістській формі (1.17) та виразу для напруженості електричного поля рівномірно рухомої ЗЧ (1.5).

8. Вектор магнітної індукції перпендикулярний напруженості електричного поля та швидкості руху ЗЧ. Тому силові лінії вектора магнітної індукції утворюють сукупність концентричних кіл, що лежать в площині перпендикулярній \vec{V} , а центри яких знаходяться на лінії руху ЗЧ (див. п. 1.8).

До речі, цей висновок, що впливає і із виразів для \vec{E} та \vec{B} РЗЧ призводить до формулювання «правила свердлика» для визначення в курсі фізики середньої школи напрямку силових ліній магнітного поля струмів.

9. Таким чином, закон Біо-Савара в релятивістській формі (1.17) впливає як наслідок закону Кулона та принципу відносності.

Іншими словами, нами показано, що вираз для індукції МП, яке створюється елементом струму при довільній величині швидкості руху носіїв заряду визначається законом (1.17).

Наскільки точно закон (1.17) відповідає реальності? Експериментально перевірити (1.17) дуже непросто, тим більше що і класичний закон Біо-Савара (1.18) врят чи можна перевірити безпосередньо шляхом прямого експерименту.

Крім того, в цьому розділі 1 (п. 1.2) нами показано, що при аналізі ЕМП, (яке створюється рівномірно рухомими зарядженими частинками) з використанням класичного закону Біо-Савара приходимо до хибних висновків. Ці висновки суперечать як фундаментальному принципу від-

носності так і експериментальним спостереженням.

В той же час у навчально-методичній літературі вважається, що непрямым підтвердженням класичного закону Біо-Савара (1.18) є несуперечність результатів розрахунків магнітного поля на його основі і відповідних дослідних фактів. Але є й інші критерії. Порівняємо результати проведеного нами аналізу [17; 27] деяких фізичних ситуацій, застосовуючи закон Біо-Савара в класичній і релятивістській формах.

Для цього використаємо закон Біо-Савара в релятивістській формі для знаходження індукції МП, яке створюється: нескінченно довгим лінійним провідником постійного струму (ППС) та відрізком лінійного провідника з постійним струмом i [38].

У п. 3.3.1 монографії [38] показано, що індукції МП, створеного нескінченно довгим лінійним провідником постійного струму та відрізком лінійного провідника з постійним струмом i довжиною l дають, відповідно, наступні результати:

$$B = \frac{\mu_0 i}{2\pi R}, \quad (1.19)$$

$$B = \frac{\mu_0 i}{4\pi R} \cdot \left\{ \frac{l - l_1}{\sqrt{(l - l_1)^2 + R^2(1 - \beta^2)}} + \frac{l_1}{\sqrt{l_1^2 + R^2(1 - \beta^2)}} \right\}. \quad (1.20)$$

Ми одержали вираз (1.20), що відрізняється від добре відомого, але при $\beta \ll 1$ дорівнює йому.

А якщо в останній формулі взяти $l - l_1 \gg R$, $l_1 \gg R$, то маємо $B_z = \frac{2\mu_0 i}{4\pi R}$ – звичайний вираз для індукції магнітного поля нескінченно довгого прямолінійного провідника зі струмом i .

Далі, при обчисленні напруженості електричного та індукції магнітного полів рівномірно зарядженої нитки, яка рухається з постійною швидкістю, результати, які одержані (див. нижче) на основі (1.5) та на основі закону Біо-Савара в релятивістській формі (1.17), збігаються з тими, що отримуються з допомогою абсолютно точних формул (*).

Дійсно, розглянемо **Задачу**: Нехай рівномірно заряджена нитка рухається з швидкістю $\vec{V} = const$ уздовж вісі OX системи відліку K . Лінійна густина заряду на нитці у власній СВ K' дорівнює τ' , довжина l' . Знайти електричне та магнітне поля в точці A СВ K , відносно якої K' – система рухається зі швидкістю \vec{V} (рис. 1.9).

Розв'язання: З одного боку ці поля можна знайти за допомогою формул перетворення компонентів ЕМП ([17; 27]) при переході від СВ K' до СВ K

$$\left. \begin{aligned} E_z &= \frac{1}{\sqrt{1 - B^2}} \cdot (E'_z - VB'_y); \\ B_y &= \frac{1}{\sqrt{1 - B^2}} \cdot \left(B'_y - \frac{V}{c^2} E'_z \right), \end{aligned} \right\} \quad (*)$$

де E'_z , B'_y – відповідні складові електромагнітного поля у СВ K' .

$$B'_y = 0, \quad E'_z = \frac{\tau'}{4\pi\epsilon_0 d} \cdot \left\{ \frac{l' - x'}{\sqrt{(x' - l')^2 + d^2}} + \frac{x'}{\sqrt{x'^2 + d^2}} \right\},$$

де x' – іксова координата точки поля в СВ K' , d – відстань точки поля A від нитки.

З іншого боку, ці величини можуть бути знайдені за допомогою принципу суперпозиції та виразів для полів dE_z , dB_y , які створюються елементарним відрізком dl рухомої зарядженої нитки

$$dE_z = \frac{dq \cdot (1 - B^2) \cdot \sin\theta}{4\pi\epsilon_0 r^2 \cdot (1 - B^2 \sin^2\theta)^{3/2}} = \frac{dq(1 - B^2)r \sin\theta}{4\pi\epsilon_0 \left\{ (x - Vt)^2 + (y^2 + z^2)(1 - B^2) \right\}^{3/2}},$$

де $dq = \tau dl$ – величина заряду на елементарному відрізку dl ; $\vec{r} = (x - Vt)\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k}$ – радіус-вектор, проведений від миттєвого положення заряду $dq = \tau dl$ в дану точку поля $A(x, y, z)$; $\tau = \frac{\tau'}{\sqrt{1 - B^2}}$; $B = \frac{V}{c}$, θ – кут між вектором \vec{r} та напрямком руху нитки (рис. 1.9).

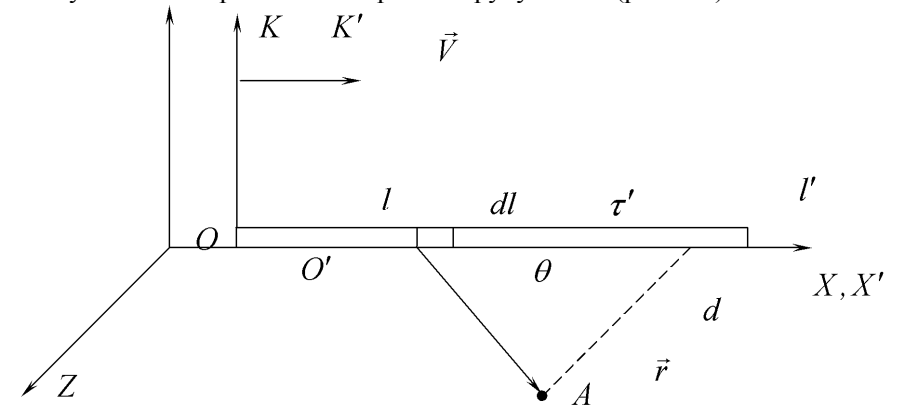


Рис. 1.9. Обчислення напруженості електричного та індукції магнітного поля рівномірно зарядженої нитки, яка рухається зі швидкістю $\vec{V} = const$

Оскільки ми шукаємо напруженість електричного поля, яке створюється в дану мить всією рухомою зарядженою ниткою (а це означає, що в дану мить інтегрувати необхідно по довжині нитки в СВ K), то попередній вираз слід подати у формі

$$dE_z = \frac{\tau dl \cdot (1 - B^2) \cdot d}{4\pi\epsilon_0 \left\{ (x - l)^2 + d^2(1 - B^2) \right\}^{3/2}},$$

де l – змінна координата елементарного відрізка dl .

Інтегрування будемо проводити для моменту часу, коли початки координат систем відліку K та K' збігаються. Якщо ввести нову змінну $x - l = u$, то одержуємо

$$\begin{aligned} E_z &= \int_{x=0}^{x=l'\sqrt{1-B^2}} dE_z = -\frac{\tau \cdot d \cdot (1 - B^2)}{4\pi\epsilon_0} \int_{x=0}^{x=l'\sqrt{1-B^2}} \frac{du}{\left\{ u^2 + d^2(1 - B^2) \right\}^{3/2}} = \\ &= -\frac{\tau \cdot d \cdot (1 - B^2)}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{u}{d^2(1 - B^2)\sqrt{u^2 + d^2(1 - B^2)}} \right) \Bigg|_{x=0}^{x=l'\sqrt{1-B^2}}. \end{aligned}$$

Підстановка меж інтегрування дає величину напруженості шуканого електричного поля

$$E_z = \frac{\tau}{4\pi\epsilon_0 d} \left(\frac{x}{\sqrt{x^2 + d^2(1 - B^2)}} + \frac{l'\sqrt{1 - B^2} - x}{\sqrt{(x - l'\sqrt{1 - B^2})^2 + d^2(1 - B^2)}} \right). \quad (1.21)$$

Знайдемо індукцію магнітного поля, яке породжується зарядженою ниткою, що рівномірно рухається, використовуючи релятивістську форму закону Біо-Савара (1.17)

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{i \cdot [d\vec{l}, \vec{r}] \cdot (1 - B^2)}{r^3 \cdot (1 - B^2 \cdot \sin^2 \theta)^{3/2}} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{i \cdot [d\vec{l}, \vec{r}] \cdot (1 - B^2)}{\left\{ (x - l)^2 + (y^2 + z^2)(1 - B^2) \right\}^{3/2}}.$$

Ігрекова компонента індукції магнітного поля в довільній точці площини XOZ дорівнює

$$dB_y = -\frac{\mu_0 \cdot idl \cdot (1 - B^2) \cdot z}{4\pi \left\{ (x - l)^2 + d^2(1 - B^2) \right\}^{3/2}} = \frac{\mu_0 i \cdot du(1 - B^2) \cdot z}{4\pi \left\{ u^2 + d^2(1 - B^2) \right\}^{3/2}}, \quad (1.22)$$

де $x - l = u$, $du = -dl$, $i = \tau V = \frac{\tau'}{\sqrt{1 - B^2}} V$.

Інтегруючи (1.22) за довжиною рухомої зарядженої нитки, одержуємо

$$\begin{aligned} B_y &= \int_{x=0}^{x=l'\sqrt{1-B^2}} dB_y = \frac{\mu_0 \tau' V \cdot d(1 - B^2)}{4\pi \sqrt{1 - B^2}} \int_{x=0}^{x=l'\sqrt{1-B^2}} \frac{du}{\left\{ u^2 + d^2(1 - B^2) \right\}^{3/2}} = \\ &= \frac{\mu_0 \tau' V \cdot d(1 - B^2)}{4\pi \sqrt{1 - B^2}} \cdot \left(\frac{u}{d^2(1 - B^2)\sqrt{u^2 + d^2(1 - B^2)}} \right) \Bigg|_{x=0}^{x=l'\sqrt{1-B^2}}. \end{aligned}$$

Таким чином, одержуємо величину індукції магнітного і напруженості електричного поля, яке створюється рухомою зарядженою ниткою в довільній точці площини XOZ :

$$\begin{aligned} B_y &= \frac{\mu_0 \tau' V}{4\pi \cdot d \sqrt{1 - B^2}} \cdot \left(\frac{x - l'\sqrt{1 - B^2}}{\sqrt{(x - l'\sqrt{1 - B^2})^2 + d^2(1 - B^2)}} - \frac{x}{\sqrt{x^2 + d^2(1 - B^2)}} \right) = \\ &= -\frac{\mu_0 \tau' V}{4\pi \cdot d \sqrt{1 - B^2}} \cdot \left(\frac{l'\sqrt{1 - B^2} - x}{\sqrt{(x - l'\sqrt{1 - B^2})^2 + d^2(1 - B^2)}} + \frac{x}{\sqrt{x^2 + d^2(1 - B^2)}} \right), \\ E_z &= \frac{\tau}{4\pi\epsilon_0 d} \left(\frac{x}{\sqrt{x^2 + d^2(1 - B^2)}} + \frac{l'\sqrt{1 - B^2} - x}{\sqrt{(x - l'\sqrt{1 - B^2})^2 + d^2(1 - B^2)}} \right). \end{aligned}$$

Якщо початок координат СВ K розташувати так, щоб вісь OZ проходила через точку поля A , тоді межі інтегрування будуть від $-x$ до $l'\sqrt{1 - B^2} - x$ й інтегрування за довжиною рухомої нитки дає той же результат

$$\begin{aligned} E_z &= \int_{-x}^{l'\sqrt{1-B^2}-x} dE_z = \frac{\tau'}{4\pi\epsilon_0 d \sqrt{1 - B^2}} \cdot \left\{ \frac{l'\sqrt{1 - B^2} - x}{\sqrt{(l'\sqrt{1 - B^2} - x)^2 + d^2(1 - B^2)}} + \frac{x}{\sqrt{x^2 + d^2(1 - B^2)}} \right\}, \\ B_y &= -\frac{V \cdot \tau' \mu_0}{4\pi \cdot d \sqrt{1 - B^2}} \cdot \left\{ \frac{l'\sqrt{1 - B^2} - x}{\sqrt{(l'\sqrt{1 - B^2} - x)^2 + d^2(1 - B^2)}} + \frac{x}{\sqrt{x^2 + d^2(1 - B^2)}} \right\}. \end{aligned}$$

Значення напруженості електричного та індукції магнітного полів E' , B' , E , B у всіх формулах цієї задачі беруться для однієї і тієї ж просторово-часової точки. Якщо взяти момент часу, коли початки координат СВ K і СВ K' співпадають ($t = t' = 0$, тоді $x = x'\sqrt{1 - \beta^2}$) і із останніх двох формул одержуємо

$$E_z = \frac{E'_z}{\sqrt{1-B^2}};$$

$$B_y = -\frac{VE'_z}{c^2\sqrt{1-B^2}}.$$
(1.23)

Але, як би ми при знаходженні B_y користувалися законом Біо-Савара в класичній формі то одержали б результат, що протирічить (*) і (1.23).

Це означає, що застосування класичного закону Біо-Савара (1.18) для знаходження ЕМП зарядженої нитки, що рухається рівномірно і поступально, дає результати, які суперечать вимогам релятивістської електродинаміки.

Натомість, при знаходженні сумарної сили взаємодії між двома зарядженими рухомими паралельними нитками (додаток А) в результаті використання формул (1.5) та (1.17) одержуємо результат, що не суперечить вимогам СТВ: $F_z = F_z^E - F_z^B = F'_z \cdot \sqrt{1-\beta^2}$.

Очевидно, що при знаходженні сили взаємодії між нитками на основі класичного закону Біо-Савара, ця вимога не була б виконана.

Таким чином, розглянуті приклади показують, що закон Біо-Савара в релятивістській формі дає коректний опис фізичних явищ, в той час як застосування класичного закону Біо-Савара (1.18) не дає релятивістськи інваріантного опису цих явищ.

Відтак, його застосування в процесі навчання класичної електродинаміки не дає можливість здійснити повний та вичерпаний аналіз явищ, що виникають при прямолінійному та рівномірному русі носіїв заряду.

1.5. Механізм породження магнітного поля квазістаціонарними струмами та еквівалентні описи явищ в електродинаміці

В рамках запропонованої методики формування поняття МП, нами одержана сукупність важливих науково-методичних результатів (пп. 1.3, 1.4).

Так, результати одержані в п. 1.4 є наслідком вимог СТВ щодо опису електромагнітної взаємодії, але СТВ не може надати чи пояснити механізм виникнення магнітного поля струмів. Вона, зокрема, тільки вказує, які повинні бути співвідношення між величинами, щоб опис і аналіз електродинамічних явищ був коректним.

Ще раз відмітимо основні положення «традиційної», ортодоксальної методики опису властивостей магнітного поля стаціонарних та квазістаціонарних струмів.

Як уже відзначалося (див [44; 56; 50; 33]), рівняння Максвелла

$$\text{rot } \vec{B} = \mu_0 \vec{j} \quad (1.24)$$

означає, що вихрове магнітне поле породжується струмами провідності. Причому в точках простору де існує густина струму $\vec{j}(\vec{r})$ вихор вектора індукції МП дорівнює $\mu_0 \vec{j}$. Тобто, в точках простору, в яких відсутні струми провідності $\text{rot } \vec{B} = 0$, магнітне поле не дорівнює нулеві, незважаючи на те, що густина струму, як джерело МП, в цих точках дорівнює нулю.

Відмітимо й таку наявну методологічну складність: як фізично пояснити виникнення МП в точках простору, в яких відсутні струми провідності; як може бути, що струми провідності не рівні нулю в одній частині простору, а МП з'являється в тих точках простору, де відсутні струми? То чим же і як створюється в цих точках МП?!

Відповіді на деякі з цих питань може надати методичний підхід запропонований спочатку Г. В. Ніколаєвим [53], а потім розвинений нами в роботах [15; 24; 37] і нарешті реалізований у навчальних посібниках [13; 14; 26; 33] у випадку нерелятивістського руху заряджених частинок.

Так в посібниках І. С. Іродова [13; 14] вираз для індукції магнітного поля РЗЧ при $v \ll c$ одержується в результаті застосування інтегрального рівняння Максвелла для струмів зміщення.

Причому тут ніяк не аналізується механізм чи причина виникнення МП внаслідок руху ЗЧ. Просто в результаті розрахунків ([13; 14]) показується, що циркуляція вектора індукції МП, яке створюється рівномірно рухомою ЗЧ, уздовж колового контуру, який симетрично охоплює лінію руху ЗЧ, пов'язана з струмом зміщення через поверхню, що спирається на цей контур.

Натомість у запропонованому нами підході [15; 29; 24; 37; 26; 33] для нерелятивістського руху ЗЧ вперше в науково-методичній літературі з'являється ідея про породження МП рухомих ЗЧ струмами зміщення.

А от в роботах [29; 24; 15], нами вперше, показано, що фізичною причиною виникнення МП внаслідок руху ЗЧ (причому, при довільній величині швидкості руху ЗЧ) є густина струму зміщення $\vec{j}_{zm} = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$.

В п. 1.4 показано, що із вимог принципу відносності та закону Кулона, напруженість електричного та індукція магнітного полів за умови рівномірного руху ЗЧ з довільною за величиною швидкістю визначаються (1.5) та (1.12). Але, як уже відзначалося, щодо фізичного механізму виникнення магнітного поля при русі ЗЧ СТВ нічого сказати не може.

Виходячи із властивостей ЕМП рівномірно рухомої зарядженої частинки (1.5) та (1.12), можна впевнитися, що між величинами, які характеризують ЕМП РЗЧ в однорідному та ізотропному середовищі, існують зв'язки

$$\text{rot } \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (1.25)$$

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}. \quad (1.26)$$

Зауважимо, що фундаментальне рівняння (1.25), слід розглядати як наслідок властивостей ЕМП ЗЧ, що рухається рівномірно і прямолінійно (або, іншими словами, як наслідок принципу відносності і закону Кулона).

Нами показано, що магнітне поле протона в будь-якій точці простору поза межами заряду, який рухається з довільною за величиною постійною швидкістю, породжується тільки струмами зміщення. При нерелятивістському русі ЗЧ часткове обговорення подібного питання подано в [53; 13; 14] та у авторському навчальному посібнику [33].

Дійсно, розглянемо **Приклад 1.2**. Протон рухається вздовж вісі OX з постійною швидкістю $v < c$, (рис. 1.10). Використовуючи (1.25), знайти МП в довільній точці простору за межами зарядженої частинки.

Розв'язання: Магнітне поле в т. $P(x, y, z)$ не може породжуватися струмами переносу (струмами провідності), оскільки сила струму переносу через плоску поверхню круга радіуса ρ_0 , на периферії якого знаходиться т. P , дорівнює нулю ($i_{\text{пер}} = \int_{S_0} \vec{j} d\vec{s} = 0$, бо $\vec{j} = 0$).

Використаємо (1.25) для знаходження напруженості МП РЗЧ по відомій напруженості електричного поля (1.5).

Згідно з (1.25) поява магнітного поля в точці $P(x, y, z)$ зумовлена струмами зміщення.

Дійсно, оскільки в довільній точці простору (т. $P(x, y, z)$) напруженість електричного поля, що створюється рухом ЗЧ ($\vec{v} = \text{const}$), визначається (1.5), то для густини струму зміщення в цій точці простору маємо

$$\vec{j}_{\text{зм}} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \left[\frac{3qv(1-\beta^2)(x-vt)^2}{4\pi\{(x-vt)^2 + \rho_0^2(1-\beta^2)\}^{\frac{3}{2}}} - \frac{qv(1-\beta^2)}{4\pi\{(x-vt)^2 + \rho_0^2(1-\beta^2)\}^{\frac{3}{2}}} \right] \vec{i} + \frac{3qv(1-\beta^2)(x-vt)}{4\pi\{(x-vt)^2 + \rho_0^2(1-\beta^2)\}^{\frac{5}{2}}} \vec{j} + \frac{3qv(1-\beta^2)(x-vt)}{4\pi\{(x-vt)^2 + \rho_0^2(1-\beta^2)\}^{\frac{5}{2}}} \vec{k}. \quad (1.27)$$

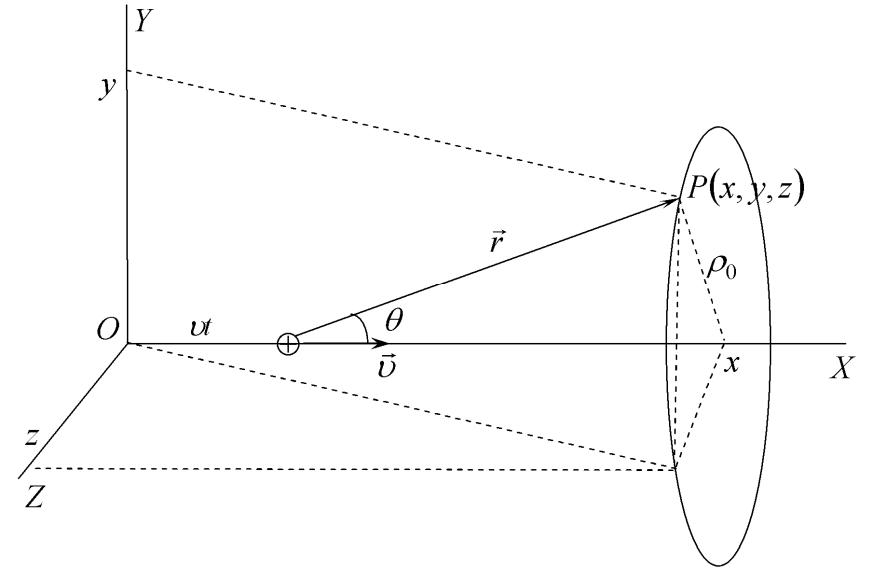


Рис. 1.10. Струм зміщення і магнітне поле протона, який рухається з $\vec{v} = \text{const}$

Для струму зміщення $i_{\text{зм}}$ через плоску поверхню S_0 одержуємо

$$i_{\text{зм}} = \int_{S_0} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \cdot d\vec{s} = \frac{1}{2} \int_0^{\rho_0} \left[\frac{3qv(1-\beta^2) \cdot (x-vt)^2}{\{(x-vt)^2 + \rho_0^2(1-\beta^2)\}^{\frac{5}{2}}} - \frac{qv(1-\beta^2)}{\{(x-vt)^2 + \rho_0^2(1-\beta^2)\}^{\frac{3}{2}}} \right] \cdot \rho \cdot d\rho = \frac{qv(1-\beta^2) \cdot \rho_0^2}{2 \cdot \{(x-vt)^2 + \rho_0^2(1-\beta^2)\}^{\frac{3}{2}}}.$$

При застосуванні рівняння $\oint_L \vec{H} \cdot d\vec{l} = \int_{S_0} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \cdot d\vec{s}$ теорема про циркуляцію вектора \vec{H} набуває вигляду

$$2\pi\rho_0 \cdot H = \frac{qv \cdot (1-\beta^2) \cdot \rho_0^2}{2 \cdot \{(x-vt)^2 + \rho_0^2(1-\beta^2)\}^{\frac{3}{2}}}$$

Звідси

$$H = \frac{qv \cdot (1-\beta^2) \cdot \rho_0}{4\pi \cdot \{(x-vt)^2 + \rho_0^2(1-\beta^2)\}^{\frac{3}{2}}},$$

що в точності відповідає формулі (1.12) і яка підтверджується до-

слідними фактами.

З огляду на локальний характер основних законів класичної та релятивістської електродинаміки знайдемо тепер напруженість магнітного поля в т. $P(x, y, z)$ користуючись рівнянням Максвелла в диференційній формі (1.25). Зауважимо, що згідно з (24) $H_x = 0$, тому вихор вектора \vec{H} дорівнює

$$\text{rot}\vec{H} = \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \vec{i} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \vec{j} + \frac{\partial H_y}{\partial x} \vec{k}.$$

Тоді, враховуючи (1.27) одержуємо систему диференціальних рівнянь в частинних похідних відносно невідомих $H_z(x, y, z)$ та $H_y(x, y, z)$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = \frac{3qv \cdot (1 - \beta^2)(x - vt)^2}{4\pi \cdot \left\{ (x - vt)^2 + \rho_0^2(1 - \beta^2) \right\}^{\frac{5}{2}}} - \frac{qv \cdot (1 - \beta^2)}{4\pi \cdot \left\{ (x - vt)^2 + \rho_0^2(1 - \beta^2) \right\}^{\frac{3}{2}}}, \quad (1.28)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial x} = - \frac{3qv \cdot (1 - \beta^2) \cdot y(x - vt)}{4\pi \cdot \left\{ (x - vt)^2 + \rho_0^2(1 - \beta^2) \right\}^{\frac{5}{2}}},$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} = \frac{3qv \cdot (1 - \beta^2) \cdot z(x - vt)}{4\pi \cdot \left\{ (x - vt)^2 + \rho_0^2(1 - \beta^2) \right\}^{\frac{5}{2}}}.$$

Інтегруючи два останні рівняння знаходимо $H_z(x, y, z)$ та $H_y(x, y, z)$

$$H_z(x, y, z, t) = \frac{qv \cdot (1 - \beta^2) \cdot y}{4\pi \cdot \left\{ (x - vt)^2 + \rho_0^2(1 - \beta^2) \right\}^{\frac{3}{2}}}; \quad (1.29)$$

$$H_y(x, y, z, t) = - \frac{qv \cdot (1 - \beta^2) \cdot z}{4\pi \cdot \left\{ (x - vt)^2 + \rho_0^2(1 - \beta^2) \right\}^{\frac{3}{2}}}. \quad (1.30)$$

Безпосередньою перевіркою можна впевнитися, що останні два розв'язки задовольняють рівнянню (1.28).

Сила струму переносу через поверхню S_0 , вважаючи, що субстанція, яка відповідальна за властивості заряду, розподілена рівномірно по поверхні зарядженої частинки радіуса r_0 , дорівнює

$$i_{\text{пер}} = \frac{dq}{dt} = \frac{d}{dt}(\sigma 2\pi r_0 dx) = \frac{qv}{2r_0}.$$

Цей струм переносу буде створювати МП тільки в точках простору, обмеженого розмірами зарядженої частинки. А поза межами зарядженої частинки магнітне поле створюється тільки струмами зміщення.

У всякому разі це правильно при рівномірному та прямолінійному русі протона.

Згідно із сучасною фізичною парадигмою будь-яка взаємодія розпо-

всюджується з кінцевою швидкістю, від однієї точки простору до іншої нескінченно близької точки. Значить, закони фізики, і зокрема електродинаміки, повинні буди сформульовані в локальній формі.

В нашому випадку це означає, що причиною виникнення магнітного поля \vec{H} в т. $P(x, y, z)$ є явище, яке відбувається в цій же точці чи в околі її.

Зважаючи на польову концепцію взаємодії, причиною виникнення МП в деякій точці простору, пов'язаного з рухом заряджених частинок, слід визнати зміну за часом вектора \vec{D} ($\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$) в цій же точці простору.

Закон Біо-Савара, теорема про циркуляцію вектора напруженості МП та інші інтегральні закони з допомогою яких визначають магнітні поля постійних струмів не пояснюють причину виникнення МП в точках простору, де немає ані зарядів, ані струму переносу.

Оскільки в сучасній науково-методичній літературі з електродинаміки відсутнє фізичне обґрунтування механізму виникнення МП при русі заряджених частинок, то вище наведені пояснення цього явища в методичному і в методологічному відношенні є актуальними і важливими в контексті фахової підготовки вчителів фізики.

Розглянемо більш загальну задачу і в практичному сенсі більш актуальну. А саме: покажемо, що магнітне поле лінійного провідника зі струмом (кінцевої чи нескінченної довжини) в будь-якій точці простору поза межами провідника зі струмом породжується тільки струмами зміщення.

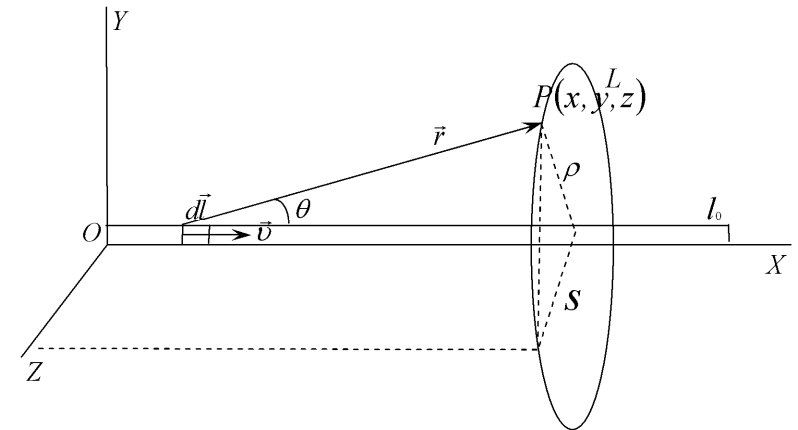


Рис. 1.11. Пояснення щодо знаходження густини струму зміщення в точці P відрізка постійного струму

Приклад 1.3. Для цього розглянемо провідник довжиною l_0 зі струмом, який зумовлений рухом заряджених частинок з постійною дрейфовою швидкістю (рис. 1.11). Вперше розв'язання цієї задачі подано нами в [15].

Розв'язання: Кожен елементарний відрізок лінійного провідника з струмом можна розглядати як заряд величиною $dq = \tau dl$, що рухається з $\vec{v} = const$ (де $\tau = \frac{qnS}{\sqrt{1-\beta^2}}$ – лінійна густина заряду, q – величина заряду

кожної із частинок, які внаслідок руху утворюють струм, n – концентрація їх, S – площа поперечного перерізу провідника).

Тоді, сумарна густина струму зміщення в довільній т. $P(x, y, z)$ дорівнює

$$\vec{J}_{zm} = \int_0^{l_0} \vec{J}_{zm} \cdot dl = \left[-\frac{\nu\tau u^3}{4\pi \cdot \rho^2 \cdot \{u^2 + \rho^2 \cdot (1-\beta^2)\}^{\frac{3}{2}}} + \frac{\nu\tau u}{4\pi \cdot \rho^2 \cdot \{u^2 + \rho^2 \cdot (1-\beta^2)\}^{\frac{1}{2}}} \right]_0^{l_0} \cdot \vec{i} + \left[\frac{\nu\tau(1-\beta^2)}{4\pi \cdot \{u^2 + \rho^2 \cdot (1-\beta^2)\}^{\frac{3}{2}}} \cdot (\vec{y}\vec{j} + z\vec{k}) \right]_0^{l_0}, \quad (1.31)$$

де $u = x - l_0$.

Узявши, наприклад, тільки складову $(\vec{J}_{zm})_y$, і використовуючи (1.24) для знаходження H_z після інтегрування відповідного рівняння одержуємо

$$H_z = \frac{\nu\tau y}{4\pi\rho^2} \left[\frac{l_0 - x}{\sqrt{(x-l_0)^2 + \rho^2(1-\beta^2)}} + \frac{x}{\sqrt{x^2 + \rho^2(1-\beta^2)}} \right]. \quad (1.32)$$

Для напруженості магнітного поля в т. $P(x, y, z)$, оскільки $H_z = H \cdot \frac{y}{\rho}$, яке виникає внаслідок руху носіїв заряду по відрітку провідника довжиною l_0 , одержуємо вираз

$$H = \frac{\nu\tau}{4\pi \cdot \rho} \left[\frac{l_0 - x}{\sqrt{(x-l_0)^2 + \rho^2(1-\beta^2)}} + \frac{x}{\sqrt{x^2 + \rho^2(1-\beta^2)}} \right], \quad (1.33)$$

що в нерелятивістському випадку співпадає з загальновідомою формулою для величини вектора \vec{H} відрізка провідника довжиною l_0 зі струмом $i = \nu\tau$ (див. також формулу (1.20)).

Сила струму зміщення через плоску поверхню круга радіуса ρ

$$I'_{zm} = \int_0^{l_0} dx \cdot \int_0^{\rho} \vec{J}_{zm} \cdot 2\pi\rho \cdot d\rho \cdot \vec{i} = \frac{\nu\tau}{2} \cdot \left[\frac{l_0 - x}{\sqrt{(x-l_0)^2 + \rho^2(1-\beta^2)}} + \frac{x}{\sqrt{x^2 + \rho^2(1-\beta^2)}} \right]. \quad (1.34)$$

Тільки в тому випадку, коли провідник нескінченно довгий, то $I'_{zm} = \nu\tau$ (при довільній величині радіуса ρ) і дорівнює $I_{пер}$ – так званому струму переносу.

А струм зміщення через всю поверхню $S = \pi\rho^2$, що межує з $\pi\rho^2$ дорівнює:

$$I''_{zm} = -\frac{\nu\tau}{2} \cdot \left[\frac{l_0 - x}{\sqrt{(x-l_0)^2 + \rho^2(1-\beta^2)}} + \frac{x}{\sqrt{x^2 + \rho^2(1-\beta^2)}} \right]. \quad (1.35)$$

Таким чином, $I'_{zm} = -I''_{zm}$, струм зміщення I'_{zm} через поверхню $S = \pi\rho^2$ замикається струмом I''_{zm} через поверхню $S = \pi\rho^2$, що межує з $\pi\rho^2$.

Цей висновок справедливий для плоскої поверхні будь-якого радіуса і при довільній швидкості носіїв заряду.

Аналіз цих задач в нерелятивістському випадку проведений в навчальному посібнику [33, с. 86–92], впровадження якого в навчальний процес відбувалося протягом останніх 10 років.

Для швидкостей $v \ll c$ ця властивість струмів зміщення вперше відмічена в [53]. Але на відміну від ситуації, зображеної на мал. 2 в роботі [37], в якій струм переносу і струм зміщення через S_0 додаються, при розгляді провідника зі струмом (рис. 1.11) реальний (фізичний) струм через поверхню $S = \pi\rho^2$ дорівнює тільки струму зміщення (1.34) (див. також [53; 33, с. 86–92]).

Таким чином, показано, що *фізичною причиною виникнення МП стаціонарних і квазістаціонарних струмів є тільки струм зміщення.*

Ситуацію, коли одну і ту ж предметну галузь фізики або деякі її частини описують дві і більше теорій, або фрагменти теорій, і які приводять до однакових емпіричних наслідків, називають «еквівалентними описами» [71, с. 42]. В принципі, висновок про існування еквівалентних описів впливає, взагалі кажучи, із гносеологічних позицій А. Ейнштейна. Він стверджував, що один і той самий аспект фізичної реальності може бути описаний різними теоретичними конструкціями: «Для одного і того ж самого комплексу дослідних фактів може існувати кілька теорій, що значно розрізняються одна від одної. Але відносно висновків із теорій, які доступні для дослідної перевірки, узгодження між теоріями може бути настільки повним, що важко знайти такі наслідки, які дозво-

лили б відрізнити ці теорії одна від одної» [74, с. 593].

При цьому він часто наголошував, що фундаментальні поняття і закони фізичної теорії – це «вільні творіння людського розуму» [73, с. 183]. «Не існує ніякого індуктивного методу, який міг би призвести до фундаментальних понять фізики» [73, с. 213]. «...пізнання не може розцвісти з голої емпірії. Такий розквіт можливий тільки з порівняння того, що придумане, з тим, що спостерігається» [73, с. 124]. «...тільки теорія може сказати, що ж вимірюється в експерименті». «Фізика є логічною системою мислення, що розвивається, основи якої можна одержати не виділенням їх якими-небудь індуктивними методами з досліду, а лише вільною вигадкою» [73, с. 226].

Тобто, принципова незвідність теорії до фізичних дослідів означає, що одну і ту ж галузь фактів можна описати декількома теоретичними моделями.

Прикладом такого еквівалентного опису є три формулювання нерелятивістської квантової механіки – подання Шредінгера, подання Гейзенберга та формулювання квантової механіки на мові інтегралів за траєкторіям (Р. Фейнман) [71; 30]. Другим прикладом еквівалентного опису є формулювання СТВ – в лорентцевих та галілеєвих координатах [71; 45].

Як правило, хоч еквівалентні описи і призводять до однакових емпіричних наслідків, вони інколи дають різні, і навіть несумісні між собою, уявлення про фізику явищ та об'єктивну картину світу.

Але якщо певний комплекс дослідних фактів може бути описаним різними, але еквівалентними теоріями, то важко відповісти на питання, яка із них відповідає реальності і що є істиною?

Цю проблему можна сформулювати більш вузько, говорячи тільки про різні описи ряду електродинамічних задач. Тому із більш простих прикладів еквівалентних описів електродинамічних процесів наведемо наступні:

А. Задача про розрядку конденсатора.

У традиційній методиці вона описується II-м законом Кірхгофа, але без особливих фізичних пояснень. Але, з точки зору польових уявлень цей процес розрядки зумовлений міграцією енергії поля із об'єму конденсатора в зовнішній простір, а потім втіканням її в провідник, яким закорочено пластини конденсатора. При цьому не обійтися без рівняння Максвелла, уявлень про струми зміщення, вектор Пойнтінга. Хоч кінцевий результат одержується однаковим, очевидно, що фізична інтерпретація зовсім різна.

Б. Задача щодо фізичного механізму протікання змінного струму через конденсатор, рис. 1.12.

Можна вказати на два еквівалентні описи цього процесу. Перший –

оснований на розв'язку II-го правила Кірхгофа, другий – ґрунтується на уявленні, що струм, який протікає через конденсатор, повністю зумовлений струмами зміщення, а амперметр саме і вимірює силу струму зміщення.

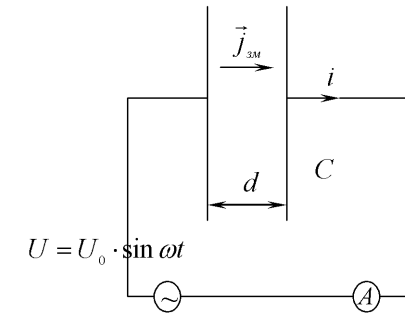


Рис. 1.12. Явище протікання змінного струму через конденсатор

На відміну від першого, другий спосіб дає адекватне фізичне пояснення механізму цього процесу (детальніше див. посібник автора [33, с. 66–70]).

В. Задача щодо розрахунку кількості теплоти, яка виділяється в провіднику з активним опором R , $-i^2R$.

На електротехнічному рівні викладання і пояснення цього явища, ця кількість теплоти зумовлюється зіткненням електронів провідності з іонами кристалічної ґратки і передачею цим іонам своєї кінетичної енергії. З точки зору адекватних фізичних уявлень, ця кількість теплоти дорівнює енергії електромагнітного поля, що втікає в провідник із зовнішнього простору.

Знову ж таки, незважаючи на однаковий кінцевий результат фізичні пояснення принципово різні. Причому, як свідчить досвід викладання у педагогічному ВНЗ, електротехнічний рівень пояснення цих явищ суттєво спотворює розуміння студентами цих (та й інших) електродинамічних процесів. Уявлення, що носієм енергії струму є електромагнітне поле, яке локалізоване як в провіднику, так і в оточуючому його просторі, а не носії струму (заряджені частинки) сприймається студентами з певними труднощами.

Г. Задача щодо розрахунку індукції магнітного поля $ЗЧ$, яка рівномірно рухається.

Її розв'язок може бути отриманий такими способами:

1. Використовуючи далекодійний закон Біо-Савара, який справедливий при швидкості руху носіїв струму $v \ll c$ [14; 33];

2. На основі рівняння Максвелла $rot\vec{H} = \frac{\partial\vec{D}}{\partial t} + q\vec{v} \cdot \delta(\vec{r} - \vec{r}'(t))$, де \vec{v} –

швидкість руху ЗЧ, q – величина заряду, $\delta(\vec{r} - \vec{r}'(t))$ – дельта-функція Дірака, \vec{r} – радіус-вектор, проведений від миттєвого положення ЗЧ в дану точку поля [44; 26].

3. За допомогою потенціалів Ліенара-Віхерта [2; 33; 26];

4. Спираючись тільки на концепцію струмів зміщення та рівняння (25) [24; 29];

5. На основі закону Кулона та принципу відносності [38].

Зупинимося більш детально на способі Г4, з тим, щоб порівняти його потім з описом цієї задачі на основі способу Г1.

У роботах [29; 38] (див. також п. 1.5) на основі концепції струмів зміщення, знайдено, що напруженість МП рівномірно рухомою ЗЧ (при довільній величині швидкості руху її) дорівнює

$$\vec{H}(x, y, z, t) = \frac{q[\vec{v}, \vec{r}] \cdot (1 - \beta^2)}{4\pi \left\{ (x - vt)^2 + (y^2 + z^2)(1 - \beta^2) \right\}^{\frac{3}{2}}}.$$

Тому, для знаходження індукції МП в довільній точці простору, яке створюється «елементом струму», очевидно, можемо записати

$$d\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \cdot N = \frac{\mu_0 \cdot i \cdot [d\vec{l}, \vec{r}] \cdot (1 - \beta^2)}{4\pi r^3 (1 - \beta^2 \sin^2 \theta)^{\frac{3}{2}}}, \quad (1.36)$$

де N – число ЗЧ, що реалізують «елемент струму».

Таким чином, з допомогою очевидних алгебраїчних перетворень нам вдалося один опис трансформувати в інший опис.

Тобто, в кожній точці простору в деякий момент часу вихор вектора \vec{H} зумовлений (породжується) густиною струму зміщення в цій же точці і в цей же момент часу.

Узагальнюючи рівняння (1.25) та (1.26) на ЕМП, що створюються рівномірними упорядкованими рухами заряджених частинок, приходимо до такого висновку.

Рівняння (1.25) та (1.26) не тільки пояснюють фізичний механізм породження векторів поля \vec{D} та \vec{B} ЕМП, яке пов'язане з рівномірними переміщеннями в просторі ЗЧ, але дозволяють знайти і самі значення

цих векторів за відомими похідними $\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}$ і $\frac{\partial\vec{D}}{\partial t}$.

Д. Задача щодо знаходження індукції МП, що створюється лінійним провідником з постійним струмом (кінцевої, або нескінченної довжини) у довільній точці простору поза межами ППС знаходиться, як відомо,

1) за допомогою закону Біо-Савара та принципу суперпозиції;

2) шляхом розв'язання рівняння Лапласа $\nabla^2 \vec{A} = 0$, де $\vec{B} = rot \vec{A}$, $\vec{A}(x, y, z)$ – векторний потенціал [26; 33];

3) використовуючи рівняння (25), як це показано нами в [33; 37; 38].

Порівняємо спосіб розв'язання цієї задачі Д. 3. з способами Д. 1. і Д. 2. Оскільки розв'язання способами Д. 1. і Д. 2. описано в стандартних посібниках з електродинаміки і на ньому зупиняться не варто.

Опис попередньої задачі показав, що при русі ЗЧ в кожній точці простору створюється МП, яке (згідно з принципом близькодії) породжується змінним в часі електричним полем (тобто, струмами зміщення) в цій самій точці простору. Тому виходячи із принципу суперпозиції і магнітне поле провідника з постійним струмом повинно породжуватися тільки струмами зміщення.

Тобто ґрунтуючись на концепції струмів зміщення, і вважаючи, що в довільній точці простору поза межами ППС $rot \vec{H} \neq 0$ (Приклад 1.2), ми одержали той же результат (33), що і при традиційному опису цієї задачі. Але традиційний опис в принципі, не в змозі пояснити механізм і природу МП, він надає результати, які підтверджуються дослідами та досвідом, мовою величин, що експериментально безпосередньо вимірюються: сили струмів, напруги, активні опори.

І у свідомості студентів формується враження, що фізика має справу переважно з феноменологічними задачами і є суто експериментально-дослідною наукою.

Проте, і в цьому випадку (як і в інших, розглянутих вище) ми знову бачимо, що тільки теорія може сказати, що ж вимірюється чи спостерігається на досліді.

«Забобон, який зберігся і до цих пір, полягає в переконанні, ніби факти самі по собі, без вільної теоретичної побудови, можуть і повинні призвести до наукового пізнання. Такий самообман можливий тільки тому, що нелегко усвідомити, що і ті поняття, які завдяки перевірці і тривалому вживанню здаються безпосередньо пов'язаними з емпіричним матеріалом, насправді вільно обрані» [73, с. 276].

Як бачимо, фізичною причиною виникнення МП в околі ППС являється тільки струм зміщення і саме усвідомлення студентами цього факту й може забезпечити формування в них правильної наукової картини світу. Звичайно можна говорити, що кожен із описів в рамках окремої задачі доповнює один одного. Але природно поставити питання: який із описів відповідає реальності.

Відтак, необхідно створити таку методику навчання електродинаміки, яка б забезпечила усвідомлення глибоких відмінностей між еквівалентними описами взагалі і між еквівалентними описами, основаними

на фундаментальних неемпіричних підходах в уявленні про об'єктивну фізичну реальність. Досить влучно з цього приводу зазначив Є Чудинов: «Зміна мови наукової теорії на відміну від перекладу тексту з однієї природної мови на іншу відбивається на баченні істотних аспектів структури об'єктивного світу» [71, с. 47].

І наведені приклади, розглянуті вище, на нашу думку, й забезпечують реалізацію такого підходу.

1.6. Принцип відносності і явище електромагнітної індукції

У результаті обговорення у навчальній та методичній літературі [14; 47; 66] фізичних причин виникнення ЕРС індукції прийнята точка зору про подвійну природу ЕРС індукції. Якщо в лабораторній системі відліку K існує постійне, але неоднорідне магнітне поле, то ЕРС індукції, що виникає в контурі, який рухається в цьому полі, зумовлена силою Лорентца. А у власній СВ контура (СВ K'), ЕРС зумовлена виникненням електричного поля, яке породжується рухом відносно K' магнітного поля СВ K . Спостерігач СВ K' може також інтерпретувати «свою» ЕРС як наслідок зміни магнітної індукції з часом.

Власне, у першій роботі А. Ейнштейна зі спеціальної теорії відносності «До електродинаміки рухомих тіл» [74] й наголошується на цьому: «Відомо, що електродинаміка Максвелла в сучасному її вигляді у застосуванні до рухомих тіл приводить до асиметрії, яка невластива, мабуть, самим явищам. Пригадаємо, наприклад, електродинамічну взаємодію між магнітом і провідником зі струмом. Спостережуване явище залежить тут тільки від відносного руху провідника і магніту, тоді як, згідно зі звичайними уявленнями, два випадки, в яких рухається або одне, або інше з цих тіл, повинні бути строго розмежовані» [74, с. 7].

Як показує аналіз (див. п. 3.1, п. 3.2, монографії автора [38] та [14; 33]), в більшості випадків ЕРС визначається швидкістю зміни магнітного потоку через контур і не залежить від того, яким чином реалізується зміна магнітного потоку Φ («правило потоку»)

$$\varepsilon = \frac{d\Phi}{dt}. \quad (1.37)$$

«Ми не знаємо у фізиці жодного іншого такого прикладу, коли б простий і точний загальний закон вимагав для свого справжнього розуміння аналізу в термінах двох різних явищ. Зазвичай таке красиве узагальнення виявляється таким, що впливає з єдиного глибокого основоположного принципу. Але в цьому випадку якого-небудь особливо глибокого принципу не видно. Ми повинні сприймати «правило» як сумісний ефект двох абсолютно різних явищ» (Р. Фейнман [66, с. 53]).

Але при аналізі конкретних фізичних ситуацій, в яких спостерігається явище електромагнітної індукції, завжди слід звертати увагу на фізичну причину виникнення ЕРС.

В посібнику [14] повторюється слова Р. Фейнмана [66, с. 53] щодо відсутності єдиного принципу, який лежить в основі закону електромагнітної індукції: «Зважаючи на те що ніякого єдиного глибокого принципу, об'єднуючого обидва явища, не видно, ми повинні сприймати закон електромагнітної індукції як сумісний ефект двох абсолютно різних явищ. Обидва ці явища, взагалі кажучи, незалежні один від одного, і проте – що дивно – ЕРС індукції в контурі завжди дорівнює зміні магнітного потоку крізь контур» [14, с. 230].

В курсі загальної фізики при вивченні явища електромагнітної індукції теж, як правило, акцентується увага на двох фізичних причинах виникнення індукованої ЕРС в замкнутому контурі або в окремих його частинах [47; 14; 66; 55]: дія сили Лорентца на вільні електрони провідника, який рухається в магнітному полі, та виникнення вихрового електричного поля у нестационарному МП.

У стандартних методиках вивчення фізики у СНЗ пропонується вивчати закономірності цього явища теж у два етапи [71; 46; 1; 93; 37]. Спочатку аналізується явище ЕМІ в рухомих провідниках з використанням традиційної моделі (рис. 1.13), а потім, спираючись на відомі досліди, що ілюструють це явище, у студентів формуються уявлення про вихрове електричне поле [93; 72].

Аналіз науково-методичних публікацій з питань інтерпретації явища електромагнітної індукції та методик його вивчення показує цілу низку проблем методичного характеру [8; 1; 22] (див. також п. 3.1 монографії [38]).

Дійсно, при обґрунтуванні локальної форми закону ЕМІ в ряді посібників з електродинаміки [55, с. 233; 40, с. 350; 56, с. 107] залишається незрозумілим і *необґрунтованим* перехід від повної похідної до частинної, і навпаки. Некоректним і непослідовним виявляється виведення рівняння $rot\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}$ із «правила потоку» (1.37).

Висновок у фізичній енциклопедії [68] відносно того, що співвідношення

$$rot\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}, \text{ або } \oint_L \vec{E}d\vec{l} = -\frac{\partial}{\partial t} \int_S \vec{B}d\vec{S} = -\frac{\partial\Phi}{\partial t}$$

універсально застосовні [68, с. 537] і до довільних *рухомих* середовищ і систем, суперечить відповідним положенням посібника Д. В. Сивухіна [61, с. 271–272] і суті цих рівнянь Максвелла.

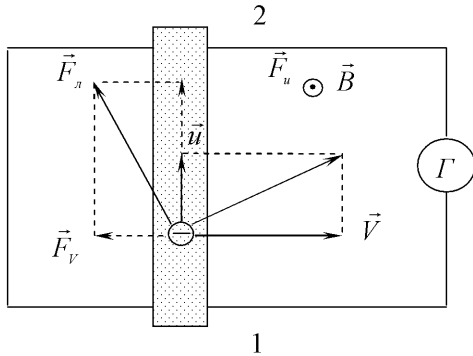


Рис. 1.13. Традиційна модель, яка використовується для обґрунтування «правила потоку» (1.37)

Тобто, такий висновок є помилковим, оскільки дані рівняння Максвелла описують явище ЕМІ в нерухомих середовищах та контурах.

В той час як електростатичній теоремі Гаусса, теоремі про циркуляцію вектора \vec{B} , і іншим рівнянням Максвелла в інтегральній формі відповідають рівняння Максвелла в диференційній формі, для «правила потоку» (37), як видно із аналізу науково-методичної літератури [38], не сформульовано відповідного локального закону.

Один із аспектів сучасної фізичної парадигми припускає, що інтегральний закон є наслідком локального закону. Тобто, виходячи із суті електродинаміки як локальної і польової теорії, інтегральна форма закону ЕМІ повинна бути наслідком локальної форми цього закону. Вихідним законом слід вважати визначення $rot\vec{E}$ в довільно рухомій точці простору, а не тільки в нерухомій ($rot\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}$). Але стосовно рівняння

Максвелла $rot\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}$ в навчально-методичній літературі прийнятий зовсім інший підхід (див. п. 3.1 монографії [38]).

Далі, усталене твердження, що закон ЕМІ в інтегральній формі («правило потоку») (1.37) є експериментальним законом, вважаємо помилковим.

Розуміння, що закон (1.37) не є експериментальним законом являється надзвичайно важливим як у науковому, так і методичному значенні. Цей висновок важливий для усвідомлення співвідношення теоретичного і емпіричного в процесі пізнання фізичних явищ та формулювання законів і принципів, які описують ці явища.

В навчально-методичній літературі «правило потоку» (1.37) виво-

диться, із аналізу рис. 1.13 та виходячи із виразу для сили Лорентца як сторонньої сили. Саме через математичну простоту та прозорість цей спосіб обґрунтування (37) є найбільш поширеним в науково-методичній літературі.

У той же час, незважаючи на те, що електродинаміка по суті своїй належить до релятивістської фізики, аналіз значної частини навчальних моделей електродинаміки проводиться в рамках класичної механіки.

Так, при розгляді традиційної моделі (див. рис. 1.13) [1, с. 24; 49, с. 12] формули додавання швидкостей, а також формули перетворення компонентів електромагнітного поля беруться тільки в нерелятивістському наближенні [55; 46; 1; 37]. Останнє не сприяє глибокому розумінню суті явища та принципу відносності, а інколи приводить і до фактичних помилок.

Таким чином, можна сказати, що при описі явища ЕМІ ряд положень (як фізичних так і методичних) є не достатньо чітко сформульованими, і не є послідовними. Все це вимагає більш уважного і глибокого аналізу явища ЕМІ та методики його вивчення.

Покажемо, що явище ЕМІ та закон електромагнітної індукції є наслідком принципу відносності та закону Кулона.

Для вектора $\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E}$ електричного поля рівномірно рухомої зарядженої частинки [23; 35; 22; 38] маємо:

$$\vec{D} = \frac{q(1-\beta^2)\vec{r}}{4\pi^3(1-\beta^2\sin^2\theta)^{\frac{3}{2}}} = \frac{q(1-\beta^2)\vec{r}}{4\pi} \frac{1}{\{(x-\mathcal{U})^2 + (y^2+z^2)(1-\beta^2)\}^{\frac{3}{2}}} \quad (1.38)$$

У СВ К, що зв'язана з контуром, ЗЧ рухається з деякою швидкістю. Але електричне поле рухомої ЗЧ є *непотенціальним*, і це має принципове значення (див. нижче).

Дійсно, використовуючи (38), для ротора вектора \vec{D} знаходимо:

$$rot\vec{D} = \left(\frac{\partial D_z}{\partial y} - \frac{\partial D_y}{\partial z}\right)\vec{i} + \left(\frac{\partial D_x}{\partial z} - \frac{\partial D_z}{\partial x}\right)\vec{j} + \left(\frac{\partial D_y}{\partial x} - \frac{\partial D_x}{\partial y}\right)\vec{k} = \frac{3q(1-\beta^2)(x-\mathcal{U}) \cdot z \cdot \beta^2}{4\pi\{(x-\mathcal{U})^2 + (y^2+z^2)(1-\beta^2)\}^{\frac{5}{2}}}\vec{j} - \frac{3q(1-\beta^2)y(x-\mathcal{U}) \cdot \beta^2}{4\pi\{(x-\mathcal{U})^2 + (y^2+z^2)(1-\beta^2)\}^{\frac{5}{2}}}\vec{k}. \quad (1.39)$$

З метою спрощення виразів та для більшої прозорості розрахунків і висновків, ЕМП будемо розглядати в площині XOY (рис. 1.15). Тоді

$$rot_z\vec{D} = -\frac{3q(1-\beta^2)y(x-\mathcal{U}) \cdot \beta^2}{4\pi\{(x-\mathcal{U})^2 + (y^2+z^2)(1-\beta^2)\}^{\frac{5}{2}}}\vec{k}. \quad (1.40)$$

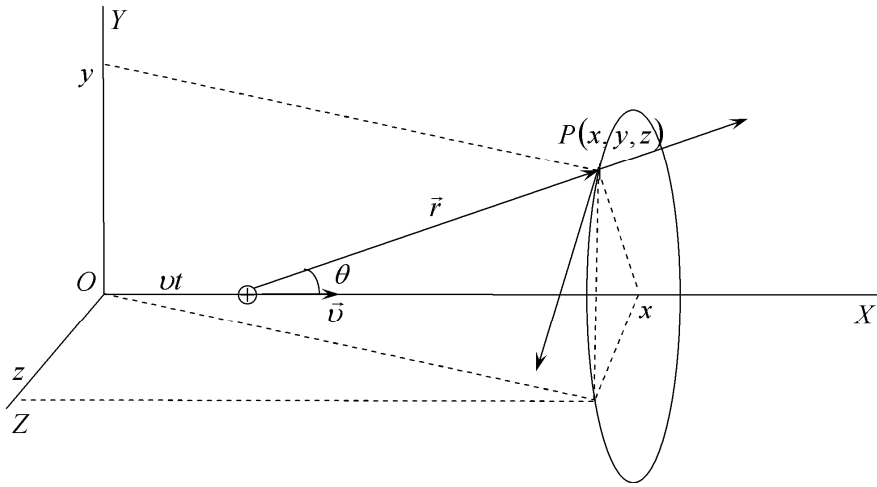


Рис. 1.14. Електромагнітне поле ЗЧ, що рухається рівномірно і прямолінійно

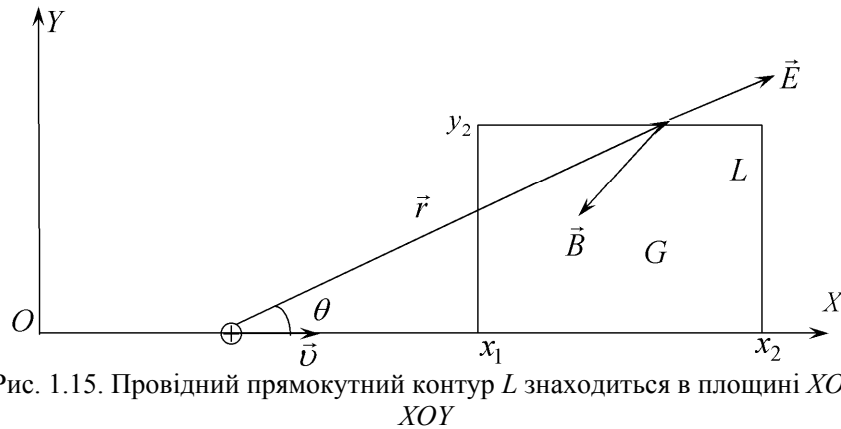


Рис. 1.15. Провідний прямокутний контур L знаходиться в площині XOY

Для циркуляції вектора \vec{D} вздовж контуру L (рис. 1.15) одержуємо [22; 38]

$$\oint \vec{D} d\vec{l} = \frac{q\beta^2}{4\pi} \left(\frac{1}{x_2 - vt} - \frac{1}{x_1 - vt} \right) + \frac{q\beta^2}{4\pi} \left(\frac{1}{(x - vt)^2 + y_2^2(1 - \beta^2)} \right) \Big|_{x_1}^{x_2}. \quad (1.41)$$

Тобто $\oint \vec{D} d\vec{l} \neq 0$ – поле вектора \vec{D} є непотенціальним. Тобто прямокутний провідний контур знаходиться в непотенціальному електричному полі.

Тому циркуляція цього непотенціального поля вздовж нерухомого в СВ K контура L не дорівнює нулю: $\varepsilon = \oint \vec{E} d\vec{l} \neq 0$ (див. вираз (1.41)).

Тобто, в будь-якому контурі, відносно якого рухаються ЗЧ (навіть з швидкостями $v \ll c$), повинна виникати ЕРС, що чисельно дорівнює циркуляції вектора \vec{E} непотенціального поля РЗЧ.

Але цей висновок суперечить принципу відносності, а принцип відносності – один із фундаментальних принципів не тільки фізики, а й сучасного світогляду та методології наукового пізнання.

Дійсно, у власній системі відліку зарядженої частинки, (СВ K'), контур L рухається в кулонівському потенціальному полі нерухомої ЗЧ. В цьому випадку ЕРС в контурі $\varepsilon' = \oint \vec{E}' d\vec{l} = 0$. Згідно з принципом відносності ЕРС в цьому контурі повинна бути рівною нулю і в будь-якій іншій системі відліку.

Тому для виконання принципу відносності слід припустити існування в СВ K додаткової ЕРС, яка компенсує в будь-який момент часу циркуляцію непотенціального поля $\oint \vec{E} d\vec{l}$ в контурі L .

Приклад 1.4. Заряджена частинка рухається у вакуумі зі швидкістю \vec{v} у СВ K . Показати, що непотенціальне електричне поле РЗЧ в кожній точці простору і в довільний момент часу в СВ K компенсується вихровим електричним полем, яке породжується змінним магнітним полем цієї ж РЗЧ.

Розв'язання: Оскільки електромагнітне поле РЗЧ визначається формулами (1.5) та (1.12), то вихор вектора напруженості електричного поля РЗЧ дорівнює

$$\text{rot } \vec{E} = \frac{3q\beta^2(1 - \beta^2)(x - vt)z}{4\pi\varepsilon_0 \left\{ (x - vt)^2 + (y^2 + z^2)(1 - \beta^2) \right\}^{\frac{5}{2}}} \vec{j} - \frac{3q\beta^2(1 - \beta^2)(x - vt)y}{4\pi\varepsilon_0 \left\{ (x - vt)^2 + (y^2 + z^2)(1 - \beta^2) \right\}^{\frac{5}{2}}} \vec{k},$$

а частинна похідна вектора \vec{B} [32]

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = - \frac{3q\beta^2(1 - \beta^2)(x - vt)z}{4\pi\varepsilon_0 \left\{ (x - vt)^2 + (y^2 + z^2)(1 - \beta^2) \right\}^{\frac{5}{2}}} \vec{j} + \frac{3q\beta^2(1 - \beta^2)(x - vt)y}{4\pi\varepsilon_0 \left\{ (x - vt)^2 + (y^2 + z^2)(1 - \beta^2) \right\}^{\frac{5}{2}}} \vec{k}.$$

Порівнюючи ці два останні вирази одержуємо фундаментальне рі-

вняння закону електромагнітної індукції

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}.$$

Таким чином, аналіз властивостей електромагнітного поля РЗЧ приводить до однозначної відповіді: непотенціальне вихрове електричне поле РЗЧ в кожній точці простору, в кожний момент часу компенсується вихровим електричним полем, яке породжується змінним магнітним полем, $\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ [32; 36]:

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}. \quad (1.42)$$

Ще раз підкреслимо, що для виконання ПВ необхідно вимагати, щоб в системі відліку, яка зв'язана з контуром L (рис. 1.14, рис. 1.15), циркуляція вектора \vec{E} по цьому контуру повністю компенсувалася ЕРС зумовленою зміною магнітного потоку через поверхню, що обмежена контуром L . Тобто, щоб і з точки зору СВ K і з точки зору СВ K' в контурі L не виникало ЕРС.

Власне ця вимога ПВ та непотенціальність електричного поля РЗЧ з однозначністю призводять до рівняння (1.42). Це і дає можливість зробити висновок, що закон електромагнітної індукції (1.42) є наслідком ПВ та закону Кулона.

Іншими словами, явище електромагнітної індукції «з'являється» для того, щоб компенсувати появу в лабораторній системі відліку циркуляцію вектора E по довільному замкненому контурі непотенціального електричного поля рухомої зарядженої частинки. Виникнення ЕРС індукції згідно з (1.42) необхідно для виконання принципу відносності.

З методичною метою впевнімося, що ЕРС в контурі, зображеному на рис. 1.15, який знаходиться в ЕМП РЗЧ, визначається $\varepsilon_{\text{інд}} = -\frac{\partial \Phi}{\partial t}$.

Приклад 1.5. Показати, що при русі зарядженої частинки зміна в часі магнітного потоку через нерухомий контур L (рис. 1.15) дорівнює зі знаком мінус циркуляції вектора напруженості \vec{E} електричного поля РЗЧ по контуру L .

Розв'язання. Знайдемо потік $\int_s \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{S}$ через поверхню обмежену прямокутним контуром L (рис. 1.15)

$$\int_s \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{S} = \frac{\partial}{\partial t} \int_s \vec{B} d\vec{S},$$

де $\vec{B}(\vec{r}, t)$ – індукція магнітного поля РЗЧ в точках цієї поверхні.

$$\vec{B}(r, t) = \frac{\mu_0 q [\vec{v} \cdot \vec{r}] (1 - \beta^2)}{4\pi \left\{ (x - vt)^2 + (y^2 + z^2)(1 - \beta^2) \right\}^{\frac{3}{2}}},$$

$$B_z = \frac{\mu_0 q (1 - \beta^2) v \cdot r \sin \theta}{4\pi \left\{ (x - vt)^2 + (y^2 + z^2)(1 - \beta^2) \right\}^{\frac{3}{2}}} = \frac{\mu_0 q \cdot (1 - \beta^2) \cdot v \cdot \sqrt{y^2}}{4\pi \left\{ (x - vt)^2 + (y^2)(1 - \beta^2) \right\}^{\frac{3}{2}}},$$

де $\sin^2 \theta = \frac{\rho^2}{r^2}$, див. рис. 1.15.

Оскільки рівняння поверхні S , яка обмежена контуром L , має вигляд $z = f(x, y) = 0$, то величина магнітного потоку через цю поверхню в довільний момент часу дорівнює

$$\Phi = \int_s \vec{B} d\vec{S} = \int_s B_z dS = \int_G B_z \cdot dx dy = \frac{\mu_0 q (1 - \beta^2) v}{4\pi} \int_{x_1}^{x_2} dx \int_0^{y_2} \frac{y dy}{\left\{ (x - vt)^2 + y^2 (1 - \beta^2) \right\}^{\frac{3}{2}}} =$$

$$= \frac{\mu_0 q v}{4\pi} \left(\ln \frac{x_2 - vt}{x_1 - vt} - \ln \frac{x_2 - vt + \sqrt{(x_2 - vt)^2 + y_2^2 (1 - \beta^2)}}{x_1 - vt + \sqrt{(x_1 - vt)^2 + y_2^2 (1 - \beta^2)}} \right).$$

Таким чином, для величини $-\frac{\partial \Phi}{\partial t}$ одержуємо

$$-\frac{d\Phi}{dt} = \frac{\mu_0 q v^2}{4\pi} \left(\frac{1}{x_2 - vt} - \frac{1}{x_1 - vt} + \frac{1}{\sqrt{(x_1 - vt)^2 + y_2^2 (1 - \beta^2)}} - \frac{1}{\sqrt{(x_2 - vt)^2 + y_2^2 (1 - \beta^2)}} \right),$$

що збігається з виразом (41) для вакууму.

Важливо наголосити, що при використанні нерелятивістських виразів для векторів поля \vec{E} та \vec{B} ЕМП РЗЧ:

$$\vec{E}_{\text{нр}} = \frac{q\vec{r}}{4\pi\varepsilon_0 r^3}; \quad \vec{B}_{\text{нр}} = \frac{\mu_0 [\vec{v}, \vec{r}] q \varepsilon_0}{4\pi\varepsilon_0 r^3} = \frac{[\vec{v}, \vec{r}] \varepsilon_0 \mu_0}{4\pi\varepsilon_0 r^3} = \frac{1}{c^2} [\vec{v}, \vec{E}_{\text{нр}}],$$

одержуємо результат, що суперечить ПВ:

$$\text{rot } \vec{E}_{\text{нр}} = 0, \text{ але } \frac{\partial \vec{B}_{\text{нр}}}{\partial t} \neq 0,$$

де $\vec{r} = (x - vt)\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k}$ – радіус-вектор проведений із миттєвого положення ЗЧ в дану точку поля.

Дійсно, для ситуації, зображеної на рис. 1.15 маємо:

$$\frac{\partial \vec{B}_{\text{нр}}}{\partial t} = \frac{\partial B_{\text{нр}}^x}{\partial t} \vec{i} + \frac{\partial B_{\text{нр}}^y}{\partial t} \vec{j} + \frac{\partial B_{\text{нр}}^z}{\partial t} \vec{k};$$

$$\frac{\partial B_{np}^z}{\partial t} = \frac{3\mu_0 q v^2 y(x-ut)}{4\pi \left\{ (x-ut)^2 + y^2 + z^2 \right\}^{\frac{5}{2}}}.$$

А тому

$$-\frac{\partial \Phi}{\partial t} = \frac{\mu_0 q v^2 \varepsilon_0}{4\pi \varepsilon_0} \left(\frac{1}{x_2-ut} - \frac{1}{x_1-ut} - \frac{1}{\sqrt{(x_2-ut)^2 + y^2}} + \frac{1}{\sqrt{(x_1-ut)^2 + y^2}} \right).$$

В той же час циркуляція вектора \vec{E}_{np} по контуру L дорівнює нулеві (оскільки $rot \vec{E}_{np} = 0$).

Тобто, з точки зору СВ, яка зв'язана із ЗЧ, ЕРС в контурі дорівнює нулю, а з точки зору СВ, яка зв'язана із контуром ЕРС дорівнює $-\frac{\partial \Phi}{\partial t}$.

Явне порушення принципу відносності.

Таким чином, при аналізі будь-яких електромагнітних явищ для одержання коректних несуперечливих результатів, слід користуватися формулами та методами теорії відносності.

Фундаментальне рівняння $rot \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ ми обґрунтували в резуль-

таті аналізу окремої нелокальної електродинамічної задачі. Узагальнюючи (2.38) на випадок змінного магнітного поля створеного довільними його джерелами, можна стверджувати:

Локальна форма закону ЕМІ впливає як наслідок закону Кулона та ПВ.

Рівняння $rot \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ обґрунтовано нами для довільної точки простору,

в якому існує змінне магнітне поле, але для точки нерухомої в даній системі відліку.

Якщо трохи ускладнити задачу і розглянути рух «точки спостереження» в довільному МП $\vec{B}(\vec{r}, t)$ зі швидкістю \vec{V} , то знайдемо, що [36]

$$rot \vec{E} = -\frac{d\vec{B}}{dt}, \quad (1.43)$$

де $\frac{d\vec{B}}{dt} = \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + (\vec{V}\nabla)\vec{B}$ – це зміна в часі вектора \vec{B} з точки зору СВ K в тілі

(середовищі), яке рухається зі швидкістю \vec{V} відносно СВ K .

При русі «точки спостереження» в полі $\vec{B}(\vec{r}, t)$ субстанціональна,

або повна похідна $\frac{d\vec{B}}{dt}$ (як уже відмічалось) описує зміну в часі поля \vec{B} не тільки тому, що це поле нестационарне, а і тому, що точка рухається через неоднорідне поле.

Тобто, ми можемо узагальнити закон (1.43) на довільні магнітні поля $\vec{B}(\vec{r}, t)$, створені іншими джерелами, а не тільки РЗЧ.

При узагальненні цього результату на змінні в часі магнітні поля довільної природи та використовуючи теорему Стокса й принцип суперпозиції ми одержуємо вираз для ЕРС індукції в нерухомому контурі, рівняння (1.37).

Тобто, якщо в неоднорідному та нестационарному полі $\vec{B}(\vec{r}, t)$ із швидкістю \vec{V} рухається «точка спостереження», то для повної похідної вектора індукції магнітного поля ми повинні, згідно з (1.43), записати:

$$\frac{d\vec{B}}{dt} = \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} - rot[\vec{V}, \vec{B}] + (\vec{B}\nabla)\vec{V} + \vec{V} \cdot div \vec{B} - \vec{B} \cdot div \vec{V}.$$

В цих задачах $div \vec{B} = 0$ завжди, а при русі тіла як цілого $div \vec{V} = 0$ (при $\vec{V} = const$). Іншими словами, $div \vec{V} = 0$ означає «нестисливість» тіла [43, с. 264].

Тому попередня формула спрощується

$$\frac{d\vec{B}}{dt} = \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} - rot[\vec{V}, \vec{B}] + (\vec{B}\nabla)\vec{V}. \quad (1.44)$$

Доданок $(\vec{B}\nabla)\vec{V}$ враховує зміну орієнтації вектора \vec{B} по відношенню до тіла [43, с. 264]. Цей доданок дорівнює нулю при поступальному русі з $\vec{V} = const$ і дорівнює $[\vec{\omega}, \vec{B}]$ при обертанні тіла ($\vec{v} = [\vec{\omega}, \vec{r}]$, де $\vec{\omega}$ – кутова швидкість).

Тобто, при русі зі швидкістю \vec{V} «точки спостереження» в МП з індукцією \vec{B} рівняння (43) набуває вигляду:

$$rot \vec{E} = -\frac{d\vec{B}}{dt} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + rot[\vec{V}, \vec{B}]. \quad (1.45)$$

Якщо поле стаціонарне, то $\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0$ і тоді напруженість індукційного електричного поля в провіднику, відповідно до (1.45), дорівнює:

$$\vec{E} = [\vec{V}, \vec{B}],$$

що й інтерпретується як напруженість сили Лорентца в традиційних методах вивчення закону ЕМІ (див. п. 3.1 монографії [38]).

У випадку простого розподілу поля в просторі зміст доданку $(\vec{V}\nabla)\vec{B}$ можна пояснити з допомогою рис. 1.16, де зображені стаціонарні, неоднорідні поля $B_y(x) = a + bx$, $B_y(x) = B_0 x^{\frac{1}{2}}$ та $B_y(x) = B_1 x^n$, де a, b, B_0, B_1 – деякі постійні величини.

Рухомий чи нерухомий контур – відносні твердження, а характеристика будь-якого векторного поля як постійного чи змінного носить, взагалі кажучи, відносний характер.

Наприклад, з точки зору СВ K поле B_y постійне, але неоднорідне, а з точки зору СВ K' , яка рухається зі швидкістю $\vec{V} = const$ вздовж осі OX поле $B'_y(t')$ є функцією часу (рис. 1.16).

В існуючих методиках вивчення і пояснення явища ЕМІ якраз і акцентують увагу на виникненні ЕРС в нерухомому і в рухомому контурі в довільному магнітному полі. А потім дивуються, що для пояснення цього явища доводиться використовувати різні фізичні причини, незважаючи на те, що практично у всіх випадках має місце «правило потоку».

Ці фізичні причини об'єднуються в одну, якщо закон ЕМІ записати у формі $rot\vec{E} = -\frac{d\vec{B}}{dt}$, яка впливає із принципу відносності та закону Кулона [32; 36; 22; 38].

І тоді, ця дивина – ЕРС індукції в контурі – завжди рівна зміні магнітного потоку крізь контур, як показано в [32; 36; 22; 38], взагалі зникає, якщо уважніше подивитися на закон ЕМІ (1.43) або (1.45).

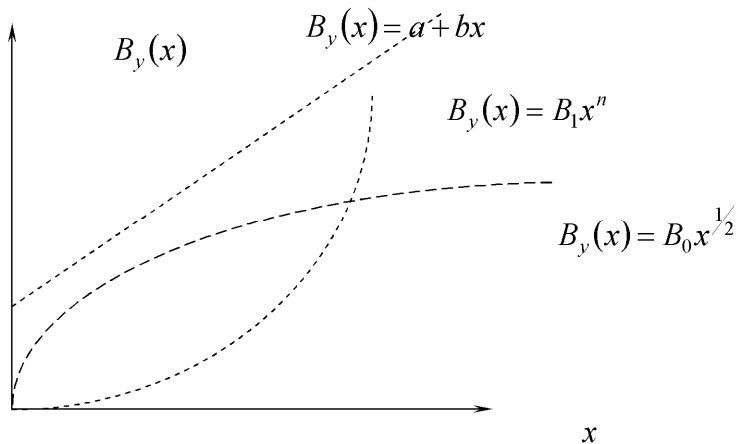


Рис. 1.16. Ілюстрація зміни магнітного поля в часі при русі «точки спостереження», в стаціонарних, неоднорідних полях $B_y(x)$.

У таких полях МП спостерігається як змінне поле: $\frac{\partial B_y}{\partial t} = V \frac{\partial B_y}{\partial x}$

Дійсно, уявимо контур будь-якої форми, який рухається в довільному магнітному полі $\vec{B}(\vec{r}, t)$ зі швидкістю \vec{V} .

Тоді, оскільки ЕРС дорівнює циркуляції вектора \vec{E} , то, згідно з теоремою Стокса, ця циркуляція повинна дорівнювати потоку ротора вектора \vec{E} . А тому із врахуванням закону (1.43), (1.45) маємо:

$$\varepsilon_i = \oint_L \vec{E} d\vec{l} = \int_S rot\vec{E} \cdot d\vec{S} = - \int_S \frac{d\vec{B}}{dt} \cdot d\vec{S} = - \frac{d\Phi}{dt} = - \frac{\partial\Phi}{\partial t} + \oint [\vec{V}, \vec{B}] \cdot d\vec{l}. \quad (1.46)$$

Таким чином, на основі узагальненого закону ЕМІ (43) ми одержали закон (1.46), який об'єднує в собі дві фізичні причини виникнення ЕРС індукції.

Вихрове електричне поле повністю визначається повною похідною за часом від індукції магнітного поля.

Таким чином, в результаті проведених досліджень показано, що твердження: «Співвідношення $IR - \varepsilon = -\frac{d\Phi_m}{dt}$ є незалежним законом,

одержаним експериментально, який жодним чином не може бути виведений із співвідношень, що приводилися раніше. Всупереч деяким твердженням закон індукції не виводиться також і із закону збереження енергії повної системи струмів в магнітному полі» [54, с. 159] є помилковим.

Тобто принцип відносності лежить в основі об'єднання «двох причин виникнення ЕРС індукції». На феноменологічному, явищному, рівні ці дві причини зумовлені самим процесом пізнання. Вихрове електричне поле породжується тільки повною похідною за часом індукції МП, $\frac{d\vec{B}}{dt}$.

Індукційне електричне поле в будь-якому випадку непотенціальне в цілому, а лінії вектора напруженості індукційного електричного поля завжди замкнені.

Аналізуючи модель, в якій відрізок провідника рухається з швидкістю $\vec{V} = const$ в МП мимовільно формується уявлення про однорідність індукційного електричного поля в цій моделі. Зумовлене воно тим, що в цьому випадку аналіз проводиться локально, без урахування картини електромагнітного поля в цілому.

Індукційний струм, що виникає в контурі при русі його в неоднорідному, стаціонарному магнітному полі, зумовлений вихровим електрич-

ним полем, яке породжується в кожній точці контура (локально) полем сили Лорентца. А більш точно задача описується рівнянням (1.43) з урахуванням (1.44) (див. рис. 1.17).

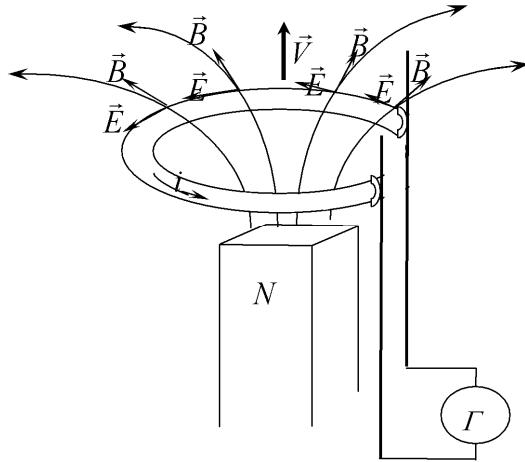


Рис. 1.17. Вихрове електричне поле, яке породжується в кожній точці контура (локально) полем сили Лорентца

Покажемо, що локальна форма узагальненого закону ЕМІ (1.43) описує всі ті явища, які в традиційній методиці вивчення інтерпретуються на основі уявлень про подвійну природу ЕРС індукції.

Приклад 1.6. Нехай в площині XOY СВ K в однорідному магнітному полі $\vec{B} = \vec{k}B_z$ знаходиться контур (рис. 1.18). Перемичка AB рухається зі швидкістю $\vec{v} = \vec{i}v$. Знайти напруженість індукційного електричного поля, яке виникає в кожній точці перемички.

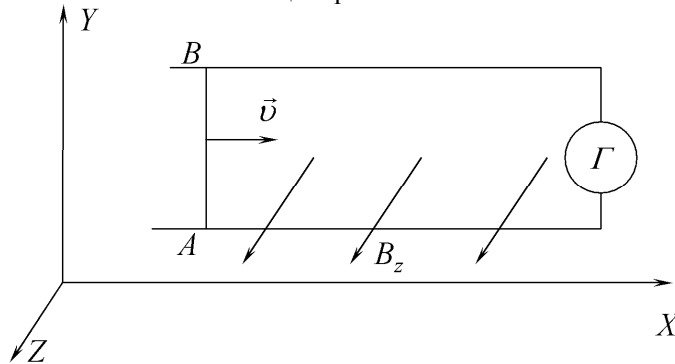


Рис. 1.18. В однорідному МП $\vec{k}B_z$ рухається перемичка AB

Розв'язання: Оскільки МП стаціонарне, то закон ЕМІ (1.43) для цього випадку має вигляд

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{d\vec{B}}{dt} = -(\vec{v}\nabla)\vec{B} = \text{rot}[\vec{v}, \vec{B}].$$

Тобто в кожній точці перемички маємо індукційне електричне поле напруженістю

$$\vec{E} = [\vec{v}, \vec{B}], \quad E_i = -vB_z j.$$

В цій задачі, згідно з умовою, у кожній точці перемички електричне поле не вихрове ($\text{rot}\vec{E} = 0$). В цьому можна впевнитися безпосереднім обчисленням величин $\text{rot}[\vec{v}, \vec{B}]$ або $-(\vec{v}\nabla)\vec{B}$.

Приклад 1.7. Геометрія задачі така ж, як і в **Прикладі 1.6**, але МП неоднорідне, $\vec{B} = \vec{k}B_z(x) = \vec{k}B_1x^2$, де B_1 – деяка стала. Знайти напруженість індукційного електричного поля, яке виникає в кожній точці перемички.

Розв'язання: Використаємо закон ЕМІ (1.43)

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{d\vec{B}}{dt} = -(\vec{v}\nabla)\vec{B} = \text{rot}[\vec{v}, \vec{B}].$$

Перш за все впевнімося безпосереднім обчисленням, що

$$-(\vec{v}\nabla)\vec{B} = \text{rot}[\vec{v}, \vec{B}].$$

Дійсно, в цьому прикладі

$$(\vec{v}\nabla)\vec{B} = v_x \frac{\partial \vec{B}}{\partial x} + v_y \frac{\partial \vec{B}}{\partial y} + v_z \frac{\partial \vec{B}}{\partial z} = v\vec{k} \frac{\partial B_z}{\partial x} = \vec{k}2xvB_1;$$

$$[\vec{v}, \vec{B}] = -\vec{j}vB_z = -\vec{j}vB_1x^2,$$

$$\text{rot}[\vec{v}, \vec{B}] = -\left[\left(-\vec{i} \frac{\partial}{\partial z} vB_z \right) + \vec{k} \frac{\partial}{\partial x} vB_z \right] = -\vec{k} \frac{\partial}{\partial x} vB_z = -\vec{k}2xvB_1.$$

Таким чином,

$$\text{rot}\vec{E} = -\frac{d\vec{B}}{dt} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} - (\vec{v}\nabla)\vec{B} = -(\vec{v}\nabla)\vec{B} = -2\vec{k}xvB_1.$$

Внаслідок геометрії задачі останнє диференціальне рівняння набуває вигляду

$$\text{rot}_z \vec{E} = \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) = \frac{\partial E_y}{\partial x} = -2\vec{k}xvB_1;$$

$$dE_y = -2\vec{k}xvB_1 \cdot dx;$$

$$E_y = -vB_1x^2 + C = -vB_1x^2.$$

Одержуємо добре відомий зі шкільного та загального курсу фізики результат: напруженість стороннього електричного поля визначається силою Лорентца і дорівнює

$$\vec{E} = [\vec{v}, \vec{B}(x)] = -\vec{j}vB_1x^2.$$

Отже, аналіз вивчення явища електромагнітної індукції та наявного стану його тлумачення виявив неоднозначність та нечіткість у більшості підходів щодо його формулювання. Таке становище є наслідком усталеного у науково-методичній літературі підходу до аналізу значної частини навчальних моделей електродинаміки в рамках класичної механіки, незважаючи на те, що електродинаміка по суті своїй належить до релятивістської фізики. З іншого боку, у параграфі показано, на якій підставі не слід відносити власне закон електромагнітної індукції до експериментальних.

Виходячи із здійсненого аналізу, нами реалізований підхід, який дає можливість отримати закон електромагнітної індукції як наслідок принципу відносності та закону Кулона. Запропоновані задачі, ілюстративні малюнки й спосіб обґрунтування закону ЕМІ мають слугувати основою методики навчання електродинаміки у педагогічному університеті.

1.7. Система рівнянь Максвелла у вакуумі як наслідок принципу відносності й закону Кулона

В запропонованому в попередніх пунктах цього розділу методичному підході щодо вивчення електродинаміки з використанням методів СТВ нами обґрунтовано ряд основних законів та співвідношень класичної електродинаміки.

Так, із аналізу взаємодії двох рухомих ЗЧ одержані:

1. Вираз для індукції МП рівномірно рухомої ЗЧ (1.12);
2. Закон Біо-Савара в релятивістській формі (1.17);
3. Вираз для сили Лорентца (1.10) і (1.11);
4. Формула Ампера (1.15).

Застосування закону Біо-Савара в релятивістській формі дає можливість знайти:

5. Індукцію МП нескінченно довгого прямолінійного провідника з постійним струмом (1.19);
6. Індукцію МП відрізка прямолінійного провідника з постійним струмом (20).

Причому аналіз формул (1.12) (1.20) як і сам закон Біо-Савара в релятивістській формі (1.17) при швидкостях руху заряджених частинок $v \ll c$ можна розглядати в якості ілюстрації принципу відповідності.

7. В рамках запропонованого методичного підходу порівняно прос-

то обґрунтовується система рівнянь Максвелла у вакуумі.

Першу пару РМ одержуємо із аналізу властивостей ЕМП рівномірно рухомої ЗЧ (як основного модельного об'єкту в запропонованій методичній системі навчання електродинаміки на засадах СТВ).

Локальна форма закону ЕМІ впливає як наслідок закону Кулона та ПВ

$$\text{rot}\vec{E} = -\frac{d\vec{B}}{dt}. \quad (1.43)$$

Рівняння $\text{div}\vec{B} = 0$ підтверджується при знаходженні дивергенції вектора індукції магнітного поля \vec{B} , створеного (породженого) будь-яким розподілом струмів, або рухомих ЗЧ (наприклад, $\text{div}\vec{B} = 0$, де \vec{B} визначається (1.12)).

Перше рівняння Максвелла другої пари РМ обґрунтовується на основі таких міркувань. Оскільки як для нерухомої так і для рівномірно рухомої зарядженої частинки, величина заряду якої q , потік вектора \vec{E} через довільну замкнену поверхню визначається теоремою Гаусса

$\oint_S \vec{E} d\vec{S} = \frac{q}{\epsilon_0}$ [33, с. 19, с. 41–42], то звідси одержуємо перше РМ в локальній формі:

$$\text{div}\vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}.$$

Що стосується другого рівняння другої пари РМ, то, як відзначалося, аналіз властивостей ЕМП ЗЧ, що рухається рівномірно, дає можливість відразу записати

$$\text{rot}\vec{B} = \epsilon_0\mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (1.25)$$

де (1.25) має місце для будь-якої нерухомої точки простору «точки спостереження» поза межами розмірів рухомої зарядженої частинки.

А тепер знайдемо вихор вектора індукції магнітного поля \vec{B} РЗЧ в тому випадку коли ЗЧ перетинає поверхню, яка спирається на вибраний контур.

Перш за все зауважимо, що згідно з (1.16) маємо:

$$\text{rot}\vec{B} = \text{rot}(\epsilon_0\mu_0 [\vec{V}, \vec{E}]) = \epsilon_0\mu_0 \text{rot}[\vec{V}, \vec{E}].$$

Вихор вектора $[\vec{V}, \vec{E}]$, знаходиться із формули:

$$\frac{d\vec{E}}{dt} = \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + (\vec{V}\nabla) \cdot \vec{E} = \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - \text{rot}[\vec{V}, \vec{E}] + (\vec{E}\nabla)\vec{V} + \vec{V} \cdot \text{div}\vec{E} - \vec{E} \cdot \text{div}\vec{V}.$$

Але оскільки для будь-якої точки простору нерухомої відносно СВ K' (тобто нерухомої відносно ЗЧ, «точка спостереження» рухається зі швидкістю \vec{V} відносно лабораторної СВ K) повна похідна $\frac{d\vec{E}}{dt} = 0$, тому для ротора вектора $[\vec{V}, \vec{E}]$ одержуємо:

$$\text{rot}[\vec{V}, \vec{E}] = (\vec{E}\nabla)\vec{V} + \vec{V} \cdot \text{div} \vec{E} - \vec{E} \cdot \text{div} \vec{V} + \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}.$$

До речі згідно з

$$\frac{d\vec{E}}{dt} = \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + (\vec{V}\nabla) \cdot \vec{E} = 0,$$

для частинної похідної $\frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ одержуємо (див. також [33, с. 82–83]):

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = -(\vec{V}\nabla) \cdot \vec{E}.$$

Значить, для довільної точки простору, яка нерухома в СВ K , зміна за часом вектора \vec{E} буде зумовлена «переносом» електричного поля ЗЧ (2.1), що і використовується доволі часто в електродинамічних розрахунках [33, с. 41].

Тепер обґрунтуємо рівняння Максвелла для вихору вектора індукції МП використовуючи властивості ЕМП РЗЧ

$$\text{rot} \vec{B} = \text{rot} \varepsilon_0 \mu_0 [\vec{V}, \vec{E}] = \varepsilon_0 \mu_0 \left\{ (\vec{E}\nabla)\vec{V} + \vec{V} \cdot \text{div} \vec{E} - \vec{E} \cdot \text{div} \vec{V} + \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right\}.$$

Оскільки $\text{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}$, а $(\vec{E}\nabla)\vec{V} - \vec{E} \cdot \text{div} \vec{V} = 0$, то

$$\text{rot} \vec{B} = \varepsilon_0 \mu_0 \left\{ \vec{V} \cdot \frac{\rho}{\varepsilon_0} + \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right\} = \mu_0 \vec{j} + \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t},$$

де $\vec{j} = \vec{V}\rho$ – густина струму, зумовленого рухом зі швидкістю \vec{V} заряду розподіл якого в просторі визначається (дається) густиною заряду $\rho(\vec{r})$.

Таким чином, аналізуючи властивості ЕМП РЗЧ, ми одержали рівняння Максвелла

$$\text{rot} \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}. \quad (1.47)$$

Отже, із конкретної задачі – аналізу взаємодії двох рухомих ЗЧ та аналізу властивостей ЕМП рівномірно рухомої ЗЧ – одержана сукупність законів і формул класичної електродинаміки.

Правомірність розповсюдження одержаних таким способом (для одного окремого випадку) законів на довільні електродинамічні системи основана на:

а) використанні принципу суперпозиції. Тобто вважаємо при цьому, що електричне і магнітне поле струмів як і взагалі електромагнітна взаємодія струмів є сумарним (інтегральним) проявом взаємодії рухомих заряджених частинок;

б) експериментальному підтвердженні результатів розрахунків за допомогою одержаних таким чином формул і законів.

Наш підхід знаходиться в руслі загальноприйнятих дидактичних шляхів обґрунтування загальних законів із результату одержаного при аналізі окремого випадку.

Незважаючи на те, що Р.Фейнман досить скептично ставився до ідеї, згідно з якою «весь електромагнетизм можна вивести із закону Кулона та перетворень Лорентца» [66, с. 261] ми вважаємо, що оскільки аналіз окремого електродинамічного прикладу на послідовних релятивістських засадах привів до основних законів електродинаміки, то і для довільної електродинамічної ситуації одержані результати мають силу.

Всі ці, строго доведені для окремої електродинамічної ситуації закони і співвідношення можна використовувати в загальному випадку, спираючись як на практичне підтвердження, так і на теорему про єдиність розв'язання [63, с. 435–436].

Запропоновані нами способи обґрунтування основних положень електродинаміки та рівнянь Максвелла слід розглядати не як абсолютно точне доведення їх, а як певний дидактичний шлях, методичний прийом (спосіб) одержання РМ та інших основних співвідношень електродинаміки.

Тим більше, на наш погляд, в принципі неможливо абсолютно точно, в найзагальнішому вигляді, довести (вивести) наприклад, рівняння Максвелла. Існують, як уже наголошувалося, декілька більш-менш загальних способів обґрунтування рівнянь Максвелла. Кожен із них має свої переваги перед іншими, та свої недоліки.

Отримані нами рівняння Максвелла як наслідок принципу відносності та закону Кулона можуть слугувати серйозною підставою для побудови методики навчання електродинаміки на більш стрункій, менш обтяженій емпіричними фактами й необґрунтованими положеннями, теорії.

Тому, на основі дослідження проведеного в цьому розділі, нами за-

пропонована структура змістового компоненту методики навчання електродинаміки на засадах спеціальної теорії відносності (рис. 1.28).

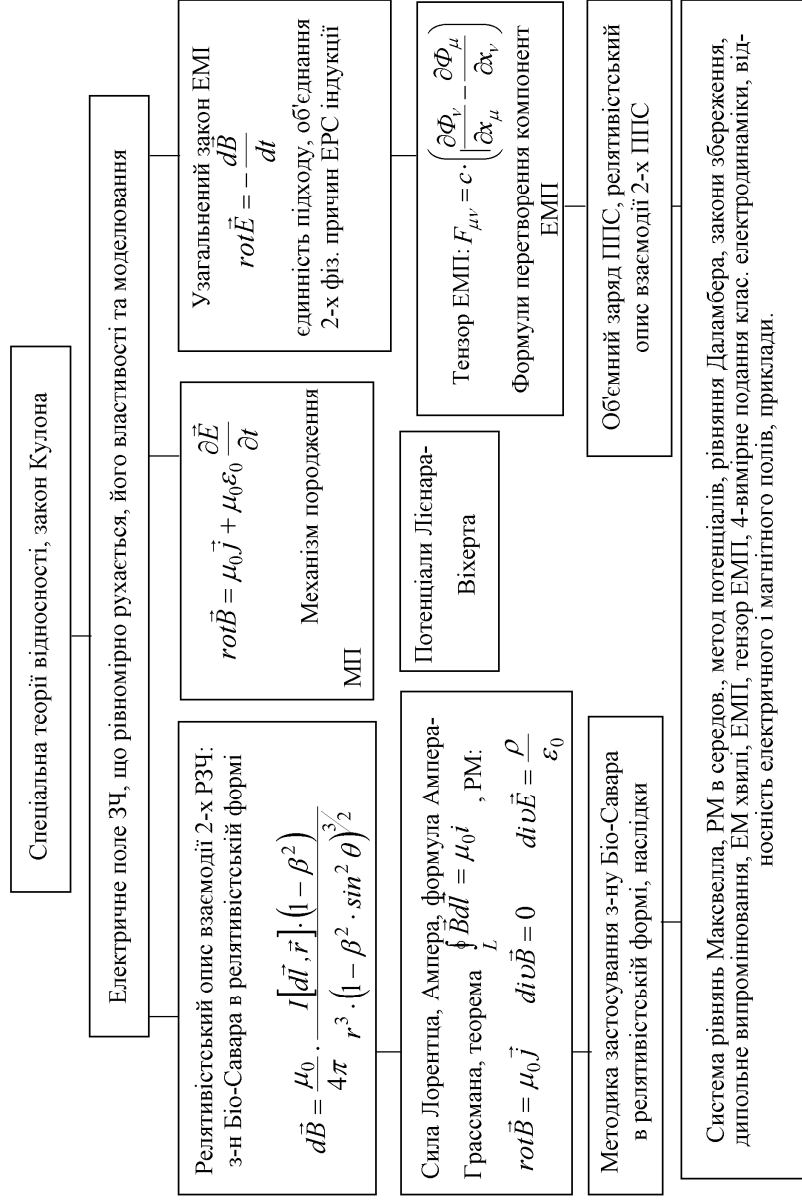


Рис. 1.28. Структура змістового компоненту навчання електродинаміки на засадах спеціальної теорії відносності

1.8. Використання комп'ютерних моделей при навчанні електродинаміки

Ознайомлення студентів з методами наукових досліджень – одна з найважливіших вимог принципу науковості у вивченні фізики. Серед багатьох методів наукового пізнання вагоме місце займає метод моделювання, який використовується не лише у фізиці, а й у багатьох інших галузях науки.

Комп'ютерні моделі легко вписуються в структуру традиційних форм навчання, дають змогу викладачу моделювати природні явища, створювати абстрактні моделі, які в процесі вивчення електродинаміки описувались словесно, або в суто формальному вигляді.

Комп'ютерні моделі є також ефективним засобом активізації пізнавальної діяльності студентів, що відкриває перед викладачем широкі можливості щодо удосконалення навчально-виховного процесу.

Взагалі, застосування методу моделювання в навчальному процесі – одне з актуальних питань сучасної педагогіки і відповідних методик. І це цілком закономірно, оскільки сам процес формування знань пов'язаний з перетворенням у свідомості студента одних моделей на інші, які є похідними від перших, але точнішими, з більшим наближенням до фізичної реальності [24].

Використання моделей з навчальною метою допомагає виділити і відобразити найважливіші для пізнання зв'язки в явищах, які часто бувають недоступними для безпосереднього спостереження, розкрити механізм протікання відповідних процесів, ознайомити студентів з експериментальною базою сучасної фізики.

Крім названих дидактичних можливостей метод моделювання може бути використаний також для самостійної роботи студентів при вивченні відповідних розділів фізики, і зокрема, електродинаміки.

Метод математичного моделювання, який дозволяє звести дослідження явищ зовнішнього світу до математичних задач, займає провідне місце серед інших методів дослідження, особливо в зв'язку з бурхливим розвитком обчислювальної техніки. Математичні моделі проявили себе також як важливий засіб управління пізнавальною діяльністю студентів.

Одним з можливих напрямків застосування методу математичного моделювання (зокрема) є дослідження відносності електричного і магнітного полів (див. [39]). Програма дає можливість наочно уявити та представити електромагнітне поле і перетворення його компонент при переході від однієї системи відліку до іншої, причому не лише якісно – у вигляді відповідних зображень, але й кількісно, оскільки значення векторів \vec{E} і \vec{B} можуть бути розраховані з будь-якою точністю за відомими по-

лями \vec{E}' і \vec{B}' та швидкості руху СВ K' відносно СВ K . Розроблений програмний продукт дає можливість моделювати також поведінку компонент тензора f_{ik} електричного та магнітного полів в середовищі, а також компонент тензора поляризації та намагнічування m_{ik} .

Використання даного програмного продукту в навчальному процесі, як показує досвід навчання студентів, надає можливості більш ґрунтовно і наглядно ілюстрування основні наслідки ФПКЕМП.

В [21] детально описана методика використання програмного продукту «Компонент», його можливості щодо вивчення явища відносності електричного і магнітного полів.

Для кращого розуміння механізму «протікання» струмів зміщення, та розподілу в просторі векторного поля $\vec{j}_{зм}$ і, таким чином, з метою більш повного пояснення властивостей поля $\vec{j}_{зм}$ нами створена імітаційна модель, яка ілюструє розподіл та зміну в просторі густини струму зміщення РЗЧ, рис. 1.20 та рис. 1.21 [30].

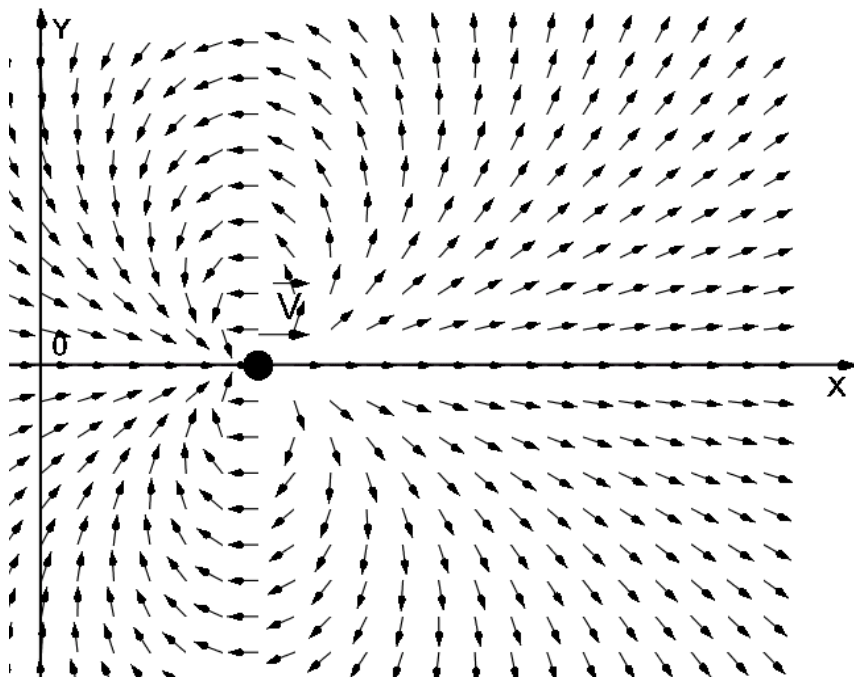


Рис. 1.20. Розподіл в площині XOY поля $\vec{j}_{зм}$ ЗЧ, що рухається рівномірно і прямолінійно

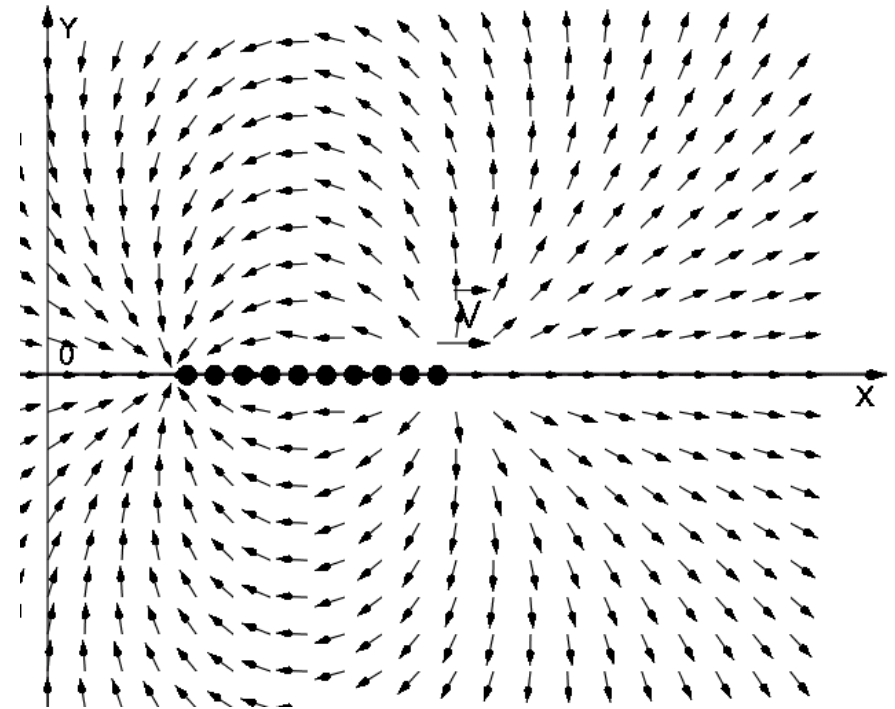


Рис. 1.21. Розподіл в площині XOY поля $\vec{j}_{зм}$ при русі сукупності заряджених частинок зі швидкістю \vec{v} [30]

За допомогою комп'ютерних імітаційних моделей можна продемонструвати, а значить і уявити, в деяких межах, основні властивості об'єкту, що вивчається.

Так, зокрема, із рис. 1.20 видно, що в будь-якій точці площини, що перпендикулярна вектору швидкості руху ЗЧ \vec{v} і яку в дану мить перетинає заряджена частинка, вектор $\vec{j}_{зм}$ направлений протилежно осі OX

$$\vec{j}_{зм} = -\frac{qv}{4\pi \cdot \sqrt{1-\beta^2} \cdot \rho^3} \cdot \vec{i}$$

Більш детально властивості струму зміщення та струму переносу, які зумовлені рівномірно рухомою ЗЧ, описані в [39].

Для моделювання властивостей ЕМП рівномірно рухомої зарядженої частинки була використана мова програмування «TURBO PASCAL» [51].

Використовуючи комп'ютерну модель як засіб пізнання, удається проілюструвати залежність напруженості електричного та індукції маг-

нітного полів від швидкості руху зарядженої частинки та кута спостереження.

Властивості та комп'ютерне моделювання електромагнітного поля рівномірно рухомої зарядженої частинки.

1. Напруженість електричного поля рухомої ЗЧ залежить від напрямку знаходження точки поля (кута θ) та від швидкості руху ЗЧ.

Величина напруженості електричного поля ЗЧ, що рухається з довільною за величиною швидкістю V зменшується в напрямку руху й збільшується в площині перпендикулярній до \vec{V} .

При релятивістських швидкостях напруженість поля рухомого заряду на заданій відстані від нього мала за лінією руху ЗЧ та велика в перпендикулярному напрямку, тобто поле начебто концентрується поблизу площини, проведеної через миттєве положення ЗЧ перпендикулярно її швидкості.

У зв'язку з цим говорять, що електричне поле рухомої ЗЧ «сплющується» в напрямі руху.

2. Електричне поле РЗЧ не є сферично-симетричним, хоча і характеризується значними симетріями, зокрема поле вектора \vec{E} дзеркально симетричне відносно відносно будь-якої площини, що проходить через вісь OX (див. результати моделювання електричного та електромагнітного поля РЗЧ).

3. Електричне поле рухомої ЗЧ є, взагалі кажучи, непотенціальним полем [23; 32; 35]:

$$\text{rot } \vec{E} \neq 0, \quad (1.48)$$

хоча можна вказати на безліч контурів у цьому полі, циркуляція вектора \vec{E} вздовж яких дорівнює нулю.

Так, наприклад, $\oint_L \vec{E} d\vec{l} = 0$:

а) вздовж будь-якого контуру, що лежить у площині YOZ , яка проходить через миттєве положення ЗЧ;

б) вздовж симетричного контуру, який, в свою чергу, симетрично розташований відносно площини YOZ , яка проходить через миттєве положення ЗЧ;

в) вздовж симетричного контуру, який симетрично й перпендикулярно розташований відносно будь-якої площини, що проходить через вісь OX (наприклад, вздовж симетричного контуру, що симетрично розташований відносно площини YOX).

Тобто, з одного боку, в будь-якій точці поля поза межами ЗЧ електричне поле є вихровим полем $\text{rot } \vec{E} \neq 0$, з іншого – являється потенці-

альним (якщо за критерій потенціальності поля брати $\oint_L \vec{E} d\vec{l} = 0$). Завдяки певній симетрії ЕП РЗЧ (рис. 1.22) можна знайти форми замкнутих контурів, циркуляція $\oint_L \vec{E} d\vec{l}$ вздовж яких дорівнює нулю.

Але по суті своїй поле вектора \vec{E} рухомої ЗЧ є вихровим, оскільки, як показано в розділі 2, $-\text{rot } \vec{E}$ в довільній точці поля РЗЧ повністю визначається швидкістю зміни за часом вектора індукції магнітного поля РЗЧ $\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ в цій же точці простору. Аналогічно може бути показано, що

$$\text{rot } \vec{H} \text{ породжується } \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}.$$

У зв'язку з цим виникає питання, як може бути потенціальним електричне поле, яке утворене суперпозицією електричних полів сукупності рухомих ЗЧ (наприклад, електричне поле провідника з постійним струмом)?! Розв'язанню цього протиріччя присвячений розділ 5 в [39].

4. Для кращого розуміння властивостей електромагнітного поля рівномірно рухомої ЗЧ нами була створена комп'ютерна програма, для моделювання та пояснення особливостей електричного поля РЗЧ [22; 23; 35; 38] (детальніше див. монографію автора [38]).

Дещо несподіваними виявилися результати моделювання ЕП рухомої ЗЧ.

Картина ЕП, яку ми отримали (див. рис. 1.22) не описана в існуючих посібниках з електродинаміки. З тексту вказаних посібників випливає, що нібито електричне поле РЗЧ сплющується в напрямку руху таким же чином, як і еквіпотенціальні поверхні Хевісайда (див. наприклад, [42, с. 125; 55, с. 184]).

Комп'ютерне моделювання ЕП РЗЧ та дослідження функції (3.10)

$$f(\beta, \theta) = \frac{\left(1 - \frac{V^2}{c^2}\right)}{\left(1 - \frac{V^2}{c^2} \cdot \sin^2 \theta\right)^{\frac{3}{2}}} \quad (1.49)$$

показало (рис. 1.23), що полярна діаграма напруженості ЕП РЗЧ при великих швидкостях руху частинки не має вигляду сплющеного еліпсоїда.

При $V \rightarrow c$ в області значення кутів $\theta \approx 0$ спостерігається ніби «перетяжка» (див. рис. 1.22). На полярній діаграмі напруженості електричного поля і в площині XOY полярна діаграма має вигляд «вісімки» (рис. 1.22б, 1.22в, 1.22г).

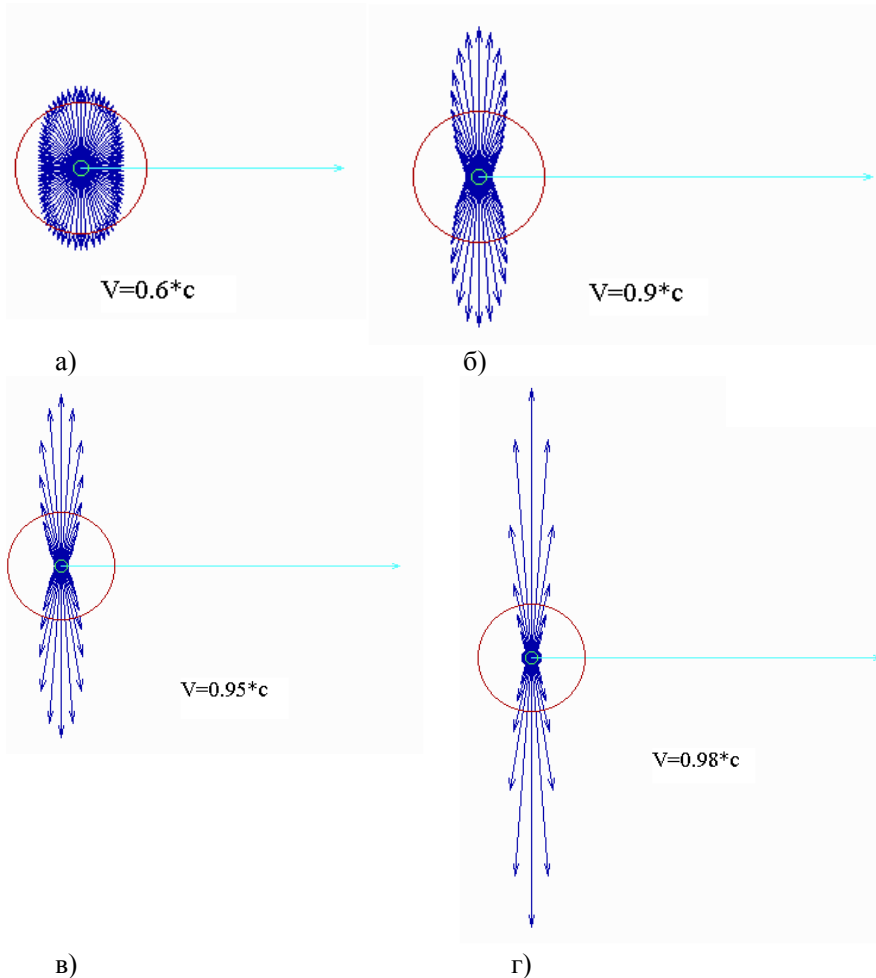


Рис. 1.22. Полярні діаграми напруженості електричного поля РЗЧ в площині XOY при різних значеннях швидкості руху ЗЧ

Таким чином, аналіз формули (5) та комп'ютерне моделювання ЕП РЗЧ показало, що «сплюснення» електричного і магнітного полів в напрямку руху суттєво залежить від кута θ . А саме, при $\theta \approx 0$ та $V > 0,95 c$ $E_{\parallel} \rightarrow 0$.

Іншими словами, в будь-якій площині, в якій знаходиться вісь OX величина вектора \vec{E} на полярній діаграмі утворює картину електричного поля, що нагадує «вісімку».

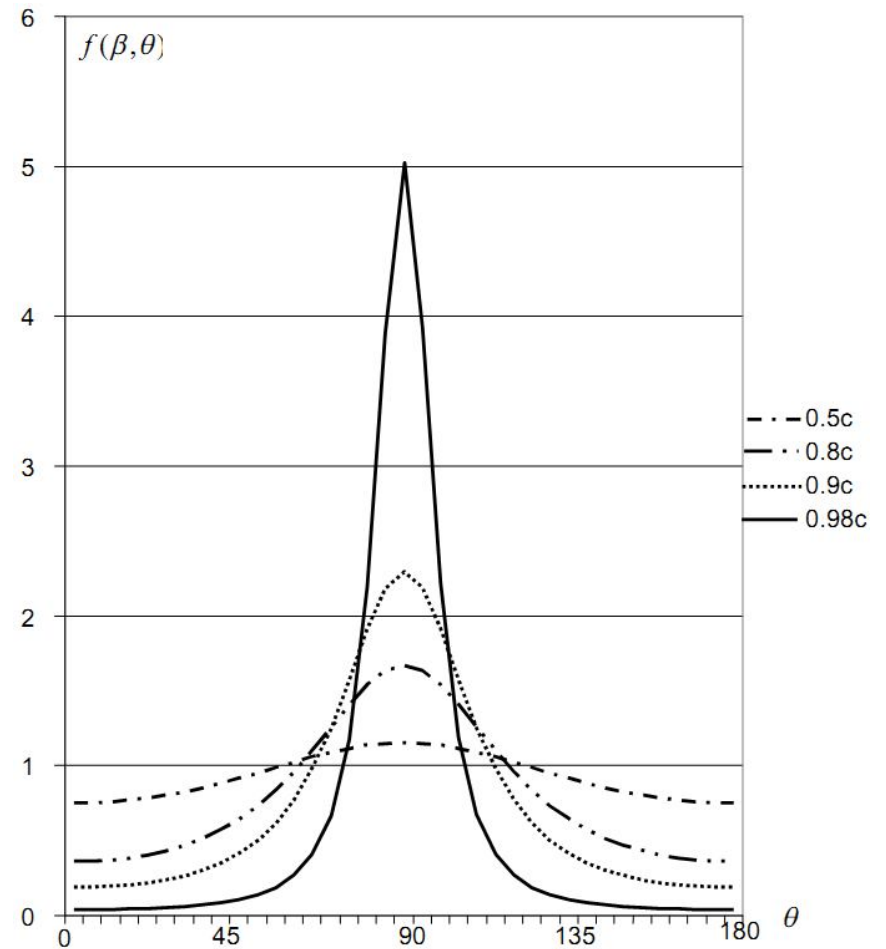


Рис. 1.23. Залежність функції $f(\beta, \theta) = \frac{\left(1 - \frac{V^2}{c^2}\right)}{\left(1 - \frac{V^2}{c^2} \cdot \sin^2 \theta\right)^{\frac{3}{2}}}$ від кута θ при різних значеннях швидкості руху ЗЧ

В навчально-методичній літературі відсутні коментарі з приводу такої картини ЕП РЗЧ.

Крім того, в посібнику [55, с. 163–164] та деяких методичних статтях [71] картина поля, яка подана з допомогою силових ліній не тільки

невдало ілюструє властивості електричного поля та сплющення його в напрямку руху ЗЧ, а і є помилковою.

Картина електричного поля (1.5) в тривимірній моделі має вигляд, зображений на рис. 1.24, 1.25, 1.26. В центрі знаходиться заряджена частинка, а віддаль від центру до точок на моделі дорівнює, в певному масштабі, величині напруженості ЕП в точках простору рівновіддалених від миттєвого положення ЗЧ.

Так, при $V = 0$ ми одержуємо модель, що відображає електричне поле нерухомої, або повільно рухомої ($V \ll c$), ЗЧ (рис. 1.24).

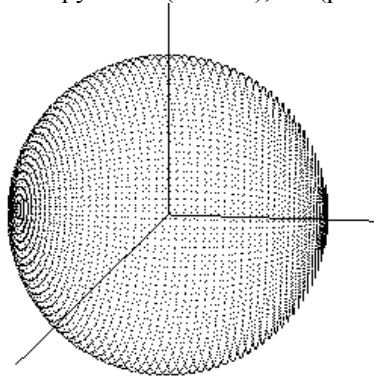


Рис. 1.24

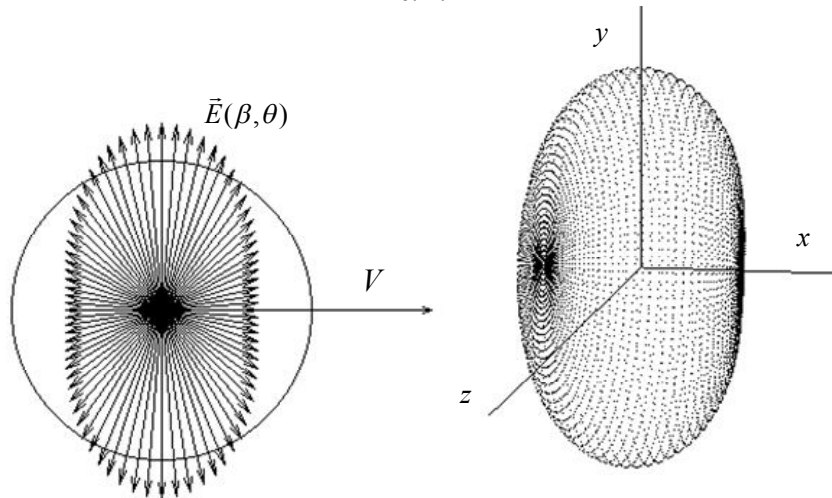


Рис. 1.25

З рисунку 1.24 видно, що вектори напруженості електричного поля на однаковій відстані від заряду однакові по величині. Але цей висновок

справедливий тільки при малих швидкостях руху ЗЧ, або коли ЗЧ нерухома.

При збільшенні швидкості поле зарядженої частинки начебто сплющується в напрямку її руху. Це й спостерігається під час роботи програми, наприклад, $V = 0,6c$ (рис. 1.25). Зліва на рис. 1.25 зображена картина ЕП в площині XOY , справа – просторова картинка.

При швидкості руху ЗЧ ($V = 0,9c$) картина поля суттєво змінюється, рис. 1.26.

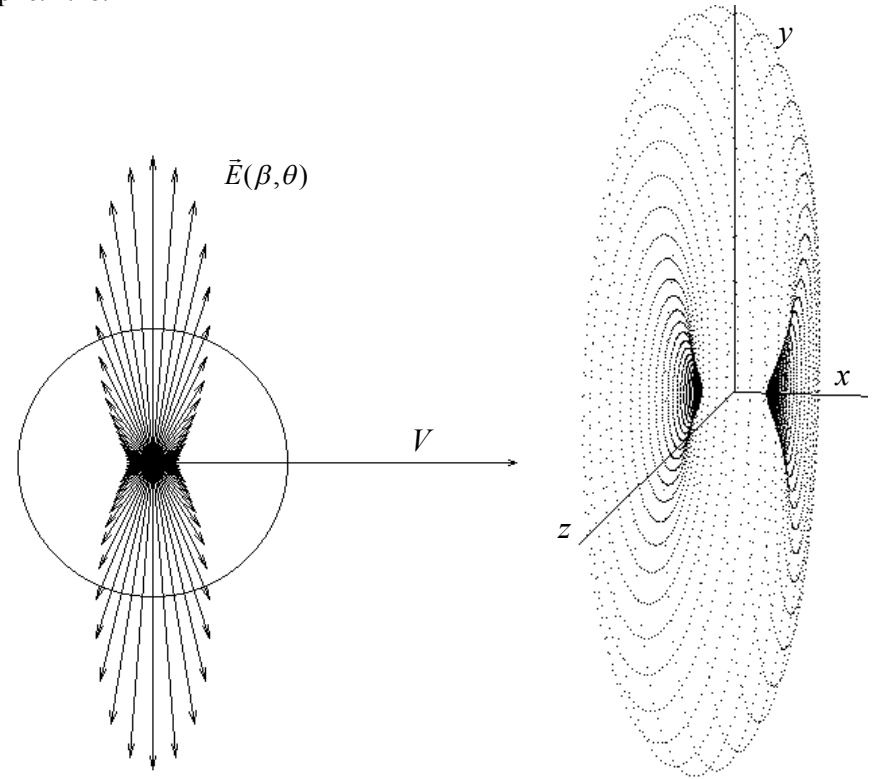


Рис. 1.26. Картина електричного поля РЗЧ при швидкості руху $V=0,9c$

Згідно (1.15), $\vec{B} = \frac{1}{c^2} [\vec{v}, E]$, вектори напруженості електричного та індукції магнітного полів взаємно перпендикулярні, крім того, це ілюструють наступні рисунки, що відображають орієнтацію векторів \vec{E} та \vec{B} в даній моделі при швидкостях руху зарядженої частинки $V \ll c$, $V = 0,6c$ та $V = 0,9c$, відповідно, рис. 1.27.

Видно, що лінії \vec{B} утворюють концентричні кола з центром на вісі

ОХ, вздовж якої рухається заряджена частинка q .

Конфігурація електромагнітного поля заряду, що рухається рівномірно та прямолінійно, з плином часу не змінюється, а змінюється лише положення цієї конфігурації відносно нерухомої системи координат K , тобто незмінна конфігурація поля рухається разом з ЗЧ.

Але якщо зафіксувати довільну точку простору, то в ній і напруженість електричного \vec{E} і індукція магнітного полів \vec{B} є функцією часу.

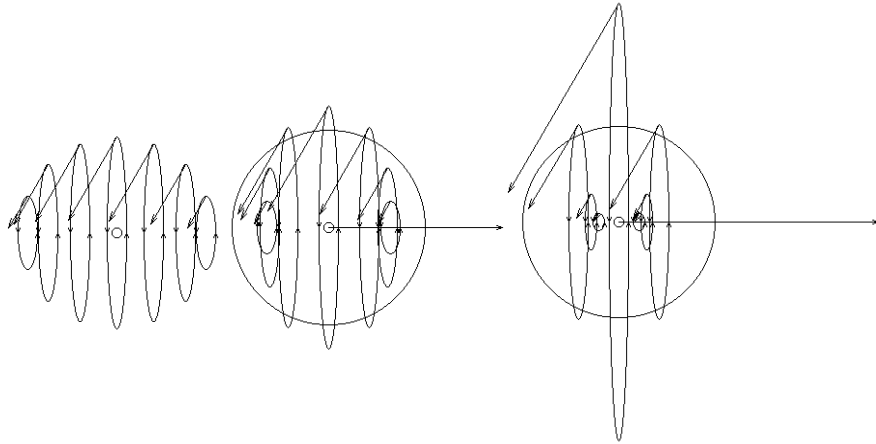


Рис. 1.27. Залежність індукції магнітного поля $\vec{B}(\beta, \theta)$ РЗЧ від швидкості руху ЗЧ $\beta = \frac{V}{c}$ та кута спостереження θ

При цьому можна спостерігати, як змінюється вигляд ЕМП в цілому, порівняти величини полів при різних швидкостях руху та в різних напрямках по відношенню до напрямку швидкості руху ЗЧ [23].

Відомо, що динамічні моделі більш повно передають інформацію про властивості об'єкту, і з психологічної точки зору краще запам'ятовуються, оскільки дію моделі можна розглядати і вивчати необхідну кількість разів, повертаючись до різних аспектів механізму, часового перебігу явища.

Досвід використання наших імітаційних моделей в навчальному процесі показав, що вони виконують не лише пояснювальну функцію, а й сприяють кращому розумінню властивостей ЕМП РЗЧ та поглибленому вивченню особливостей ЕМП РЗЧ, реалізуючи таким чином принцип наочності в навчанні.

Як показав досвід використання цієї програми, вона є легкою для сприйняття як студентами, так і учнями.

Крім того, в результаті моделювання, нам вдалося вперше в науково-методичній літературі адекватно зобразити картину електричного поля РЗЧ і вказати на типові помилки в наочному уявленні цієї картини, які зустрічаються в науково-методичній літературі.

На нашу думку, створені програми добре ілюструють основні властивості ЕМП РЗЧ і їх можна рекомендувати учням, студентам і викладачам фізики у навчальних закладах всіх рівнів.

Для того, щоб більш наочно подати безглуздість твердження про експериментальний характер закону Біо-Савара, нами створена комп'ютерна модель можливих дослідів Біо та Савара. Комп'ютерна програма показує істину залежність індукції магнітного поля від довжини ППС l та від віддалі точки поля ППС, R (див. формулу (1.20))

$$B \approx \frac{\mu_0 i}{4\pi R} \cdot \frac{l}{\sqrt{\frac{l^2}{4} + R^2 \left(1 - \frac{V^2}{c^2}\right)}}$$

в порівнянні із залежністю, яку, згідно з історичними джерелами, одержали Біо та Савар. Порівняльний аналіз графіків цих двох залежностей показує, що тільки при $R \ll l$ вони співпадають. Обговорення та висновки з цих порівнянь див. у п. 1.3 розділу 1 у [39].

В процесі вивчення електродинаміки за методикою, запропонованою нами, демонструється евристичне значення як уявного експерименту, так і моделювання, оскільки при цьому одержуються нові науково-методичні результати, і які підтверджують тезу: «Під моделлю розуміють, таку мислено уявлювану, або матеріально реалізовану систему, яка, відображаючи чи відтворюючи об'єкт дослідження, здатна замішувати його так, що її вивчення дає нову інформацію про цей об'єкт» [22]. Одержані на цьому шляху результати сприяють розкриттю природи фізичних явищ (релятивістська природа магнітного поля, властивості електричного поля провідника з постійним струмом, знаходження єдиного принципу, що лежить в основі «правила потоку», фізичний механізм породження МП постійних струмів, уніполярна індукція, природа потенціальності СЕППС).

Досвід роботи з цими програмами в рамках методики навчання електродинаміки як релятивістської теорії та впровадження їх в навчальний процес у вищих педагогічних навчальних закладах показав їх ефективність.

Висновки до розділу 1

1. На основі принципу фундаменталізації теоретично і методологічно обґрунтовано підхід щодо структурування змістової частини курсу

теоретичної фізики (розділ електродинаміка). Запропоновано змістову структуру методики навчання електродинаміки на засадах спеціальної теорії відносності.

2. У розділі розкрито теоретичні основи навчання електродинаміки студентів педагогічних університетів на засадах теорії відносності, концептуальні засади вивчення електродинаміки як релятивістської теорії, і трактування основних законів електродинаміки.

3. Обґрунтовано висновок про те, що в логічному і в методичному відношеннях основи електродинаміки необхідно викладати використовуючи послідовно релятивістські ідеї і методи.

4. На основі послідовного аналізу моделі взаємодії двох заряджених частинок, які рухаються з постійною швидкістю (рис. 1.8), з урахуванням принципів спеціальної теорії відносності, дедуктивного та проблемного підходів обґрунтовано:

- формулу для сили Лорентца;
- вираз для індукції МП зарядженої частинки, що рівномірно рухається;
- формулу для сили Ампера;
- закон Біо-Савара в релятивістській й класичній формах;
- закон електромагнітної індукції.

5. Здійснений аналіз надав можливість упевнено вважати формули (1.10), (1.15), та класичний закон Біо-Савара і закон ЕМІ не фундаментальними, оскільки вони виявилися наслідками більш загальних положень.

6. Показано, що для коректного опису електромагнітних явищ необхідне врахування релятивістських ефектів, навіть якщо вони і нескінченно малі.

Так, закон Біо-Савара в релятивістській формі дає коректний опис фізичних явищ, зокрема для електромагнітного поля прямолінійного і рівномірного руху носіїв заряду.

7. Запропоновано і детально описано на основі релятивістського підходу фізичний механізм породження магнітного поля постійних струмів в просторі навколо ППС.

8. На основі принципу відносності та закон Кулона описано явище електромагнітної індукції. Показано, що на основі узагальненого закону ЕМІ стає можливим опис тих явищ, які в традиційній методиці вивчення явища електромагнітної індукції інтерпретуються на основі уявлень про її подвійну природу.

9. Запропоновано дидактичний підхід для обґрунтування основних положень електродинаміки та рівнянь Максвелла як наслідку релятивістських ефектів.

РОЗДІЛ 2 РЕЛЯТИВІСТСЬКІ ЕФЕКТИ ПРИ ОПИСІ ВЗАЄМОДІЇ ПРОВІДНИКІВ З ПОСТІЙНИМИ СТРУМАМИ

2.1. Огляд традиційних, загальноприйнятих уявлень про природу стаціонарного електричного поля провідника зі струмом

Вивчення, здавалося б, достатньо прозорого електромагнітного явища – протікання постійного струму по однорідному металічному провіднику (для простоти і ясності будемо далі розглядати циліндричний і достатньо довгий провідник), не приховує в собі якихось несподіванок і проблем. І все ж існують пов'язані з цим явищем деякі фізичні питання, на які в процесі навчання електромагнетизму не звертається увага.

При вивченні законів постійного струму у вищій і в середній школах, як правило, обмежуються законами Ома та наслідками, що випливають з них. Електротехнічний рівень викладання цих питань неминуче приводить до того, що природа та механізм виникнення стаціонарного електричного поля в провіднику зі струмом (СЕППС) не обговорюється, або майже не обговорюється.

Мова йде, по-перше, про механізми виникнення електричного поля провідника з постійним струмом (ППС), по-друге – про природу об'ємного заряду, який може виникати в ППС та, по-третє, про електромагнітну взаємодію між провідниками зі струмами.

Можна вказати на три фізичних явища, які, в принципі, приводять до виникнення електричного поля як всередині так і зовні ППС:

1. СЕППС створюється певним чином розподіленими по поверхні циліндричного провідника з струмом поверхневими зарядами.

2. Електричне поле ППС може створюватися об'ємним зарядом, який з'являється внаслідок пінч-ефекту (див. п. 2.3).

3. Додаткове електричне поле ППС може створюватися зарядами, зумовленими різницею в величинах густини зарядів сукупності електронів і іонів кристалічної ґратки внаслідок руху їх з різними швидкостями в деякій СВ (див. п. 2.3).

Зупинимося спочатку на аналізі першого фізичного явища.

Можна вважати, що в науково-методичній літературі достатньо детально обґрунтований висновок про те, що заряджені частинки, які створюють однорідне стаціонарне електричне поле в циліндричному провіднику зі струмом, розташовані на поверхні провідника [51; 53; 40; 14; 61; 58; 47].

Але щодо питання про характер СЕППС та стан руху цих поверхневих зарядів, то в навчально-методичній літературі існують різні точки зору. Дійсно, приведемо декілька висловлювань по суті цього питання, взятих із відомих посібників.

«Стационарне ЕППС всередині провідника створюється *нерухомими, постійними в часі поверхневими зарядами*. У цьому відношенні ЕППС за своєю природою є кулонівським полем – воно аналогічне електростатичному полю *нерухомих зарядів*, і має потенціальний характер» [40, с. 111] (виділення в цитатах мої – О. К.).

Тобто, воно тільки аналогічне кулонівському (електростатичному), а по суті не є таким, хоча і «створюється *нерухомими, постійними в часі поверхневими зарядами*». І далі маємо майже прямо протилежне твердження:

«Отже, постійний струм у провіднику неможливо підтримувати за допомогою одних лише кулонівських сил» [40, с. 116].

А от в посібнику С. У. Гончаренко підкреслюється, що «...стационарне електричне поле істотно відрізняється від електростатичного» [53, с. 98]. Але в той же час, читаємо далі – вони (електростатичне поле та ЕППС) мають багато спільних властивостей. «Обидва вони потенціальні..., що свідчить про не замкнутість їхніх ліній: ці лінії починаються і закінчуються на зарядах або в безмежності» [53, с. 100].

Але моду в поясненні цього питання було задано у відомому посібнику Д. В. Сивухіна:

«Таким чином, у випадку стаціонарних струмів макроскопічні електричні заряди можуть знаходитися тільки на поверхні або в місцях неоднорідності провідного середовища. В цьому відношенні електричне поле стаціонарних струмів аналогічне електростатичному. Аналогія між цими полями йде ще далі.

Якщо струми стаціонарні, то густина електричних зарядів у кожній точці простору не змінюється в часі, *хоч і відбувається рух електрики: на місце електричних зарядів, що відходять, безперервно поступають нові. Такі заряди, як показує дослід (а також рівняння Максвелла), створюють в навколишньому просторі таке ж кулонівське поле, що і нерухомі заряди тієї ж густини. Звідси випливає, що електричне поле стаціонарних струмів є поле потенціальне.*

Електростатичне поле є кулонівське поле *нерухомих зарядів*. Усередині провідників при рівновазі зарядів воно рівне нулю. *Електричне поле стаціонарних струмів є також кулонівське поле, проте заряди, які його збуджують, знаходяться в русі. Тому поле стаціонарних струмів існує і усередині провідників»* [61, с. 38].

Але ж насправді ні досліди, ні рівняння Максвелла не показують і

не можуть показати, що рухомі заряди створюють таке ж кулонівське поле як і нерухомі заряди тієї ж густини.

Електричне поле рухомих заряджених частинок принципово відрізняється від поля *нерухомих ЗЧ* [38]. По перше, електричне поле РЗЧ не потенціальне. По друге, нехтування навіть мізерними релятивістськими поправками у виразах для векторів \vec{E} та \vec{B} електромагнітного поля РЗЧ при аналізі електромагнітних явищ приводить до «втрати» фізичного явища в теоретичному пізнанні [38] (детальніше див. розділ 1).

Тому твердження, що рухомі заряди створюють у навколишньому просторі таке ж кулонівське поле, що і нерухомі заряди тієї ж густини, є помилковим.

Порівнюємо далі. В підручнику [40] говориться, що СЕППС створюється *нерухомими зарядами*, а в [61] навпаки, проводиться думка про те, що це поле створюється *рухомими зарядами*.

В монографії Г. А. Рязанова [58] вважається (всупереч твердженню, що «лінії напруженості починаються і закінчуються на зарядах, або в безмежності» [53, с. 100]), що силові лінії СЕППС всередині провідника, по якому протікає струм, не починаються на зарядах, які створюють це поле, хоча є його «джерелами», а проходять мимо них: «Силові лінії стаціонарного електричного поля *усередині* провідника, що несе струм, не виходять із зарядів, які створюють це поле і які є його «джерелами», а проходять повз них» [58, с. 40].

«Підкреслимо, що заряди, що покривають поверхню провідника, по якому тече постійний струм, виникають в результаті скупчення заряджених частинок, *що беруть участь* в процесі перенесення заряду і безперервно *змінюють* одні одних. Проте їх рух не змінює розподіл зарядів на поверхні провідника. Цей розподіл безперервно відновлюється в процесі протікання струму» [58, с. 40].

Тобто у посібнику [61] стверджується, що СЕППС *не відрізняється від кулонівського поля нерухомих електронів такої ж густини*, а в [58], навпаки, стверджується, що це поле «*мало відрізняється*» від кулонівського, *але, хоч ці поверхневі заряди і являються «джерелом» СЕППС, силові лінії такого поля не починаються на цих зарядах, а проходять повз них.*

Якщо це поле хоч трохи відрізняється від кулонівського, то воно не може бути в принципі потенціальним. Дійсно, при поясненні подібних явищ в усіх посібниках використовується модель провідника зі струмом, в якій позитивні іони нерухомі, а електрони провідності рухається з дрейфовою швидкістю. Оскільки електрон рухається, то напруженість його електричного поля визначається формулою (1.4). А поле, яке описується формулою (1.4), є непотенціальним.

Тоді як може сумарне електричне поле сукупності електронів провідності бути потенціальним, якщо поле кожного електрона окремо явно непотенціальне?

Звичайно вважаємо, що принцип суперпозиції має місце.

В посібнику І. Є. Іродова повторюються тези посібника Д. В. Сивухіна [61].

«Якщо струми стаціонарні, то розподіл електричних зарядів в провідному середовищі не змінюється в часі, хоч і відбувається рух зарядів: у кожній точці на місце зарядів, що відходять, безперервно поступають нові. Ці рухомі заряди створюють таке ж кулонівське поле, що і нерухомі заряди тієї ж конфігурації. Тому електричне поле стаціонарних струмів – поле потенціальне... Електричне поле у стаціонарних струмів є також кулонівським полем, проте заряди, що його збуджують, знаходяться в русі. Тому поле \vec{E} у стаціонарних струмів існує і усередині провідників із струмом» [14, с. 124].

Виділимо тепер основні висновки наведених висловлювань.

1. В навчальній літературі мають місце прямо протилежні твердження щодо стану руху тих поверхневих зарядів, які створюють ЕППС. В більшості посібників наполегливо повторюється, що «відбувається рух зарядів: у кожній точці на місце зарядів, що відходять, безперервно поступають нові» [14; 61; 58].

Виходячи із специфіки явища протікання електричного струму потрібно вважати, на нашу думку, що якраз ці рухомі заряди і створюють електричне поле в провіднику зі струмом.

Тобто незважаючи на те, що розподіл поверхневих зарядів залишається незмінним в часі, цей розподіл зумовлений рухомими ЗЧ. Проте ця стаціонарність являється динамічною – стаціонарність як наслідок руху ЗЧ.

В той же час, в деяких посібниках вважається, що СЕППС всередині провідника створюється «нерухомими, постійними в часі поверхневими зарядами» [40].

2. Уважається, що ЕППС кулонівське, хоч і створюється рухомими зарядами [14; 61]. Тому ЕППС є потенціальним. Звичайно проблеми не виникає, коли вважати, що заряди нерухомі [40].

Ці два положення несумісні між собою. Дійсно, електричне поле ЗЧ, що рухається рівномірно і прямолінійно, є непотенціальним. Тоді залишається незрозумілим як може сукупність рухомих ЗЧ створювати потенціальне електричне поле, якщо поле кожного окремого електрона провідності явно не потенціальне. На наш погляд, це протиріччя є основним в поясненні властивостей ЕППС в цитованих вище посібниках.

До того ж автори цитованих вище посібників не звертають увагу на

природу поверхневих зарядів, які створюють, наприклад, в циліндричному ППС та в околі його стаціонарне електричне поле постійного струму.

2.2. Релятивістська природа стаціонарного електричного поля провідника зі струмом

Дійсно, слід погодитися з тим, що заряди, які знаходяться на поверхні провідника, по якому протікає струм, виникають в результаті накопичення заряджених частинок, що беруть участь в процесі переносу заряду і які неперервно змінюють одна одну. Рух зарядів не змінює середнього значення макроскопічної поверхневої густини заряду на поверхні ППС.

І оскільки електричне поле РЗЧ є непотенціальним, то як узгодити це положення з тим, що СЕППС є потенціальним при цьому.

Якраз відсутність чіткої відповіді на це питання в ряді посібників з електродинаміки [53; 40; 14; 61; 58] змушує стверджувати, що рухомі ЗЧ створюють таке ж кулонівське поле як і нерухомі, тобто ЕППС – поле потенціальне.

Тобто, в існуючих посібниках це протиріччя розв'язують просто: хоч ЗЧ, які створюють ЕППС і рухаються, але поле їх залишається кулонівським, потенціальним. І проблеми немає.

З іншого боку, якщо вважати електричне поле ППС непотенціальним, то стає незрозумілою сама можливість, наприклад, вимірювання напруги в колі постійного струму. А з практики відомо, що СЕППС є потенціальним і тому на основі вимірювання різниці потенціалів на кінцях провідника довжиною l ми знаходимо тангенційну складову вектора \vec{E} на поверхні ППС.

Виходячи з принципу суперпозиції слід чекати, що і електричні поля, які породжуються, наприклад, зарядженою ниткою, що рухається рівномірно вздовж своєї довжини, і лінійною процесією заряджених частинок (модель провідника з постійним струмом), є непотенціальними.

Тому оцінимо величину непотенціальності електричного поля лінійної процесії ЗЧ, та наскільки (у випадку лінійних провідників з постійним струмом) ця непотенціальність електричного поля може проявлятися, чи бути виміряна експериментально. Розв'язання цього питання дасть можливість обґрунтувати та пояснити добре відомий експериментальний факт практичної електротехніки – визначення напруженості СЕППС всередині самого провідника з допомогою вимірювання спаду напруги між двома точками провідника з постійним струмом.

До того ж, загальні висновки, одержані нами в роботах [38; 39] (див. розділ 1), в методичних цілях необхідно проілюструвати на простому та прозорому прикладі, який може бути використаний як модель відповід-

ного фізичного явища.

Користуючись методом, описаним в п. 2.3 та в п. 3.3 дисертації [39] знайдемо напруженість електричного поля в довільній точці простору P , яке створюється рівномірно зарядженою ниткою (процесією заряджених частинок), що рухається з постійною швидкістю v вздовж своєї довжини, рис. 2.1.

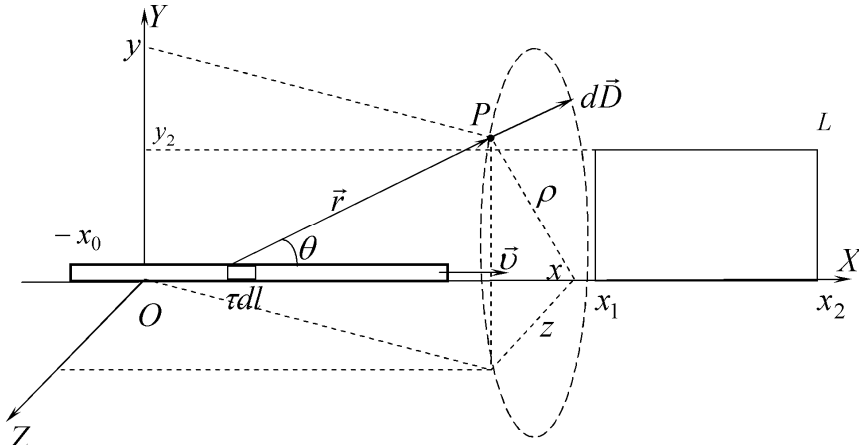


Рис. 2.1. Рівномірно заряджена нитка рухається з постійною швидкістю v вздовж своєї довжини. τ – лінійна густина заряду

У тому випадку, коли розглядається ЕМП лінійного провідника з постійним струмом, то τ – це лінійна густина заряду електронів провідності в лабораторній СВ.

Тобто, $\tau = \frac{q \cdot n_-^0 \cdot S}{\sqrt{1 - \beta^2}}$, де n_-^0 – концентрація електронів провідності у

власній СВ, q – величина заряду електрону, S – площа поперечного перерізу ППС.

При знаходженні компонентів електричного поля D_x , D_y , D_z в довільний момент часу слід враховувати, що межі інтегрування залежать від початкового положення нитки. Якщо ми вибрали систему координат так, як зображено на рис. 2.1, то межі інтегрування в момент часу t такі – від $x_0 + vt$ до $l - x_0 + vt$.

Наприклад, положенню лінійної процесії ЗЧ, зображеної на рис. 2.2, відповідають межі інтегрування від $x_0 + vt$ до $l - x_0 + vt$.

Надалі будемо межі позначати a та b , причому завжди $b - a = l = l_0 \sqrt{1 - \beta^2}$ коли мова йде про поле рухомої нитки. Але коли мова йде про модель ППС, то, очевидно, $b - a = l_0$.

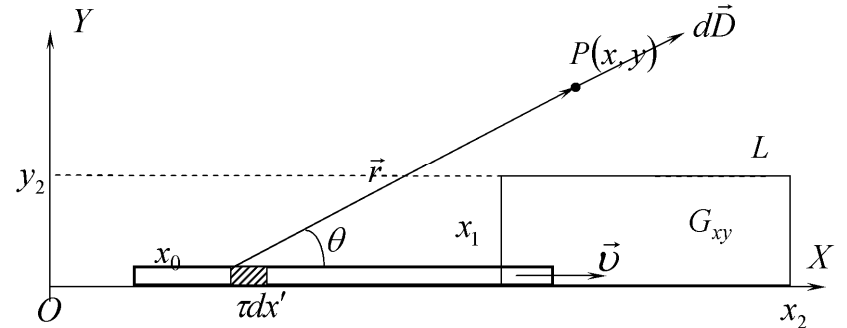


Рис. 2.2. ЕМП рухомої зарядженої нитки розглядається в площині XOY

Після нескладних, але копітких, підрахунків для $rot \vec{D}$ маємо:

$$rot \vec{D} = \vec{j} \frac{\tau \cdot \beta^2 \cdot z \cdot (1 - \beta^2)}{4\pi} K(x, y, z, t) - \vec{k} \frac{\tau \beta^2 y (1 - \beta^2)}{4\pi} \cdot K(x, y, z, t), \quad (2.1)$$

де

$$K(x, y, z, t) = \left(\frac{1}{\{(x-b)^2 + \rho^2 (1 - \beta^2)\}^{\frac{3}{2}}} - \frac{1}{\{(x-a)^2 + \rho^2 (1 - \beta^2)\}^{\frac{3}{2}}} \right). \quad (2.2)$$

Таким чином, електричного поля в будь-якій точці простору поза відрізком струму довжиною l , (рухомої зарядженої нитки довжиною $l = l_0 \sqrt{1 - \beta^2}$), є вихровим ($rot \vec{D} \neq 0$).

В той же час при симетричній орієнтації контуру l відносно нитки $x_1 - a = -(x_2 - b)$ та $x_2 - a = -(x_1 - b)$ циркуляція вектора \vec{E} дорівнює нулеві: $\oint \vec{E} d\vec{l} = 0$.

При аналізі ЕМП окремої рухомої ЗЧ [32] (див. п. 1.6 розділу 1) було одержано, що сумарна ЕРС в будь-якому контурі, яка зумовлена як непотенціальністю електричного поля РЗЧ, так і явищем електромагнітної індукції, дорівнює нулеві. Виходячи із ПВ принципу суперпозиції, слід чекати подібної ситуації і в нашому випадку.

Тобто, необхідно порівняти величини

$$rot_z \vec{D} = -\frac{\tau \cdot \beta^2 \cdot y \cdot (1 - \beta^2)}{4\pi} \cdot K(x, y, z, t) \text{ та } -\epsilon_0 \frac{\partial B_z}{\partial t}.$$

Індукція магнітного поля, яке породжується рухомою зарядженою ниткою, дорівнює (див. [38; 39]):

$$B_z = \frac{\mu_0 \cdot i}{4\pi \cdot y} \cdot \left(\frac{x-a}{\sqrt{(x-a)^2 + y^2(1-\beta^2)}} - \frac{x-b}{\sqrt{(x-b)^2 + y^2(1-\beta^2)}} \right).$$

Якщо в початковий момент часу лівий кінець стержня знаходився в початку координат нашої СВ, то межі інтегрування наступні:

$$a = vt, \quad b = l + vt, \quad \text{де } l = l_0 \sqrt{1-\beta^2}.$$

$$B_z(t) = \frac{\mu_0 \cdot i}{4\pi \cdot y} \cdot \left(\frac{x-vt}{\sqrt{(x-vt)^2 + y^2(1-\beta^2)}} - \frac{x-(l+vt)}{\sqrt{(x-(l+vt))^2 + y^2(1-\beta^2)}} \right). \quad (2.3)$$

Тоді величина $\frac{\partial B_z}{\partial t}$ дорівнює:

$$\frac{\partial B_z}{\partial t} = K(x, y, z, t) \cdot \frac{\mu_0 \cdot \tau \cdot v^2 \cdot y \cdot (1-\beta^2)}{4\pi}.$$

Таким чином, маємо рівність:

$$\text{rot}_z \vec{D} = -\frac{\tau \cdot \beta^2 \cdot y \cdot (1-\beta^2)}{4\pi} \cdot K(x, y, z, t) = -\varepsilon_0 \frac{\partial B_z}{\partial t}. \quad (2.4)$$

Тобто в будь-якій точці простору у будь-який момент часу в околі ППС, чи рухомої зарядженої нитки, непотенціальне електричне поле **компенсується** вихровим електричним полем, зумовленим зміною індукції магнітного поля в часі, $\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$. Тут $\vec{B}(x, y, z, t)$ – індукція магнітного

поля, яке породжується лінійною процесією ЗЧ (відрідком провідника з постійним струмом).

Таким чином, стає зрозумілою одна із особливостей механізму створення та існування потенціального СЕППС.

У всякому разі ясно, чому при протіканні постійного струму по однорідному провіднику, електричне поле його є потенціальним і завдяки чому вимірювання напруги на ділянці кола постійного струму дає можливість визначити напруженість СЕППС всередині провідника.

Тобто, процес протікання струму, процедура вимірювання напруги і струму, пояснення фізичних явищ в цьому процесі неможливо несуперечливо пояснити і зрозуміти без польових уявлень та принципу відносності.

Якщо не враховувати релятивістські поправки у виразі для напруженості електричного поля РЗЧ та процесії заряджених частинок, то, можливо, стає зрозумілим потенціальний характер СЕППС. Вислів «можливо, є зрозумілим» означає, що пояснення цього явища в різних науково-методичних виданнях відображає суперечливість і непослідов-

ність інтерпретації природи СЕППС як в рамках окремого посібника так і при порівнянні цієї інтерпретації в різних літературних джерелах. Але тоді, ми стикаємося з серйозними протиріччями з ПВ. Зокрема, контур із металевого дроту нагрівався б, якби він знаходився в полі ППС.

Якщо враховувати релятивістські поправки і використовувати точні вирази **тільки для напруженості електричного поля \vec{E} РЗЧ**, або процесії частинок, то приходимо до висновку, що в просторі навколо ППС буде існувати непотенціальне електричне поле. Це непотенціальне електричне поле ППС, хоч і незначної величини, в принципі можна було б виміряти і спостерігати його прояви.

Якщо ж при цьому врахувати точний, релятивістський **вираз і для індукції** магнітного поля, то відбувається **компенсація** непотенціального електричного поля. Такі пояснення та уявлення створюють і формують цілісну і несуперечливу картину механізму протікання електромагнітних процесів в колі постійного струму.

Знову переконуємося, що тільки теорія може пояснити те, що вимірюється, чи спостерігається в фізичних експериментах.

Результат аналізу цих моделей (див. рис. 2.1 та 2.2), спростовує також суперечності в інтерпретації уявних експериментів, зображених на рис. 1.3–1.6.

2.3. Об'ємний заряд провідника з постійним струмом та умова нейтральності провідника зі струмом

У більшості навчальних посібників з електромагнетизму [46; 14; 61; 65; 63; 67] стверджується, що в нерухомому провіднику зі струмом об'ємна густина заряду дорівнює нулю. Дійсно, це випливає із закону збереження заряду для постійних струмів

$$\text{div } \vec{j} = 0 \quad (2.5)$$

і закону Кулона у формі:

$$\text{div } \vec{D} = \rho. \quad (2.6)$$

Із рівняння (2.5) одержуємо

$$\text{div } \vec{j} = \text{div}(\lambda \cdot \vec{E}) = \text{div} \left(\frac{\lambda \cdot \vec{D}}{\varepsilon \cdot \varepsilon_0} \right) = 0, \quad (2.7)$$

де \vec{j} – густина струму, $\vec{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \vec{E}$, \vec{E} – напруженість електричного поля всередині провідника з постійним струмом, λ – питома електропровідність матеріалу з якого виготовлений провідник.

Отже, $\text{div } \vec{D} = 0$, а тому об'ємна густина заряду ППС дорівнює нулю:

$$\rho = 0. \quad (2.8)$$

Цей висновок справедливий при виконанні таких умов:

- $\lambda = \text{const}$;
- якщо знехтувати дією власного магнітного поля ППС на електрони провідності (пінч-ефект) [64];
- якщо знехтувати залежністю об'ємної густини заряду від швидкості руху певного розподілу заряду [38].

Потрібно зазначити, що електричне поле як всередині, так і зовні ППС може бути зумовлене також пінч-ефектом.

Дійсно, якщо врахувати дію сили Лорентца з боку магнітного поля струму на електрони провідності (пінч-ефект), то із закону збереження заряду $\text{div} \vec{j} = 0$ та рівняння Максвелла $\text{rot} \vec{B} = \mu_0 \vec{j}$ одержуємо (оскільки $\vec{j} = \lambda(\vec{E} + [\vec{v}, \vec{B}])$)

$$\text{div} \vec{D} = \text{div}(\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \vec{E}) = \varepsilon \varepsilon_0 \vec{v} \cdot \text{rot} \vec{B} = \frac{\varepsilon \cdot \vec{v} \vec{j}}{c^2} = \rho. \quad (2.9)$$

Таким чином, провідник з струмом характеризується:

а) об'ємною густиною заряду ($\varepsilon = 1$) [46; 25]

$$\rho = \frac{\varepsilon \cdot \vec{v} \vec{j}}{c^2} = \rho_- \frac{v^2}{c^2}, \quad (2.10)$$

де $\rho_- = \frac{\rho_-^0}{\sqrt{1-\beta^2}}$ – об'ємна густина заряду електронів провідності в системі відліку K , в якій провідник нерухомий; ρ_-^0 – об'ємна густина заряду електронів провідності у власній СВ;

б) поверхневою густиною заряду [64, с. 322]

$$\sigma = \frac{r_0 j v}{2c^2} - \frac{j \left(\frac{\pi r_0^2 v}{c^2} - \frac{z}{\lambda} \right)}{4\pi \cdot r_0 \ln \frac{r_0}{a}}. \quad (2.11)$$

Але є ще одне фізичне явище, яке в загальноприйнятій моделі ППС може приводити до виникнення додаткового електричного поля.

Це додаткове електричне поле зумовлене різницею в величинах густини зарядів сукупності електронів і іонів кристалічної ґратки внаслідок руху їх з різними швидкостями в довільній СВ [25; 67; 6; 33].

Для ясності нашої подальшої аргументації коротко нагадаємо релятивістську інтерпретацію взаємодії рухомої зарядженої частинки і ППС [67, с. 270–273; 2, с. 338; 28, с. 151–156; 33, с. 278–280].

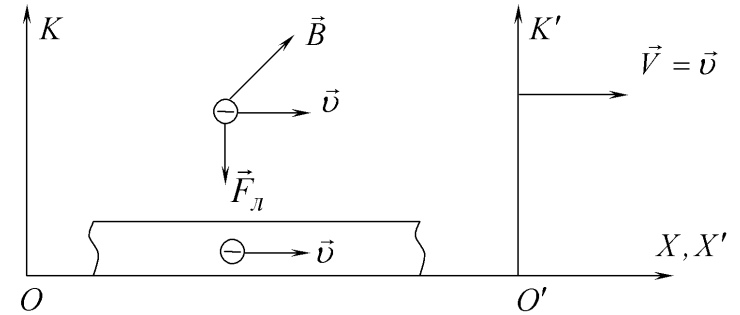


Рис. 2.3. Взаємодія електрона і ППС в СВ K і СВ K'

Нехай у системі відліку K вздовж вісі OX знаходиться нерухомий ППС. Вздовж нього з швидкістю $\vec{V} = \vec{v}$ рухається електрон. Знайти силу, що діє на електрон у СВ K та у СВ K' . \vec{V} – швидкість руху СВ K' відносно СВ K (рис. 2.3).

Свідомо розглядаємо спрощену задачу, коли $V = v$ з метою найбільш прозоро показати суперечливість поглядів щодо умови нейтральності ППС.

Електрон в СВ K' нерухомий, тому на нього може діяти сила тільки з боку деякого електричного поля. Якраз це поле в СВ K' створюється некомпенсованими густинами зарядів іонів та електронів провідності. Оскільки електрони в СВ K' нерухомі, а іони рухаються зі швидкістю $V = v = v'$, то густина заряду їх відповідно дорівнює

$$\rho'_- = \rho_-^0 = \rho_- \sqrt{1-\beta^2} \quad (2.12)$$

$$\rho'_+ = \frac{\rho_+^0}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad (2.13)$$

де $\beta = \frac{v}{c}$, c – швидкість світла у вакуумі; ρ_-^0 , ρ_+^0 – густини зарядів електронів провідності і позитивних іонів, відповідно, у власних системах відліку.

А тому об'ємна густина заряду ППС у СВ K' буде така

$$\rho' = \rho'_+ + \rho'_- = \frac{\rho_+^0}{\sqrt{1-\beta^2}} - \rho_- \sqrt{1-\beta^2} = \frac{\rho_+^0 \beta^2}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (2.14)$$

Тут використано умову нейтральності нерухомого ППС [65; 67; 6; 48]

$$\rho_+^0 = -\frac{\rho_-^0}{\sqrt{1-\beta^2}} = -\rho_-. \quad (2.15)$$

Після того як знайдемо напруженість електричного поля, створеного об'ємним зарядом (2.14), для сили, що діє на нерухомий електрон в СВ K' одержимо $F'_y = \frac{F_y}{\sqrt{1-\beta^2}}$, що і вимагає принцип відносності.

Звичайно, швидкість дрейфу електронів провідності надзвичайно мала в порівнянні з швидкістю світла. Але, як ми впевнилися, нехтування навіть мізерними релятивістськими ефектами при аналізі електромагнітних явищ приводить до «втрати» фізичного явища в теоретичному пізнанні [34; 32; 38] (див. також п. 1.6).

Мабуть вперше на суперечливість умови нейтральності (2.15) звернуто увагу в роботі Г. В. Ніколаєва [52]: оскільки СВ K і СВ K' рівноправні, то при $\vec{V} = \vec{v}$ завдяки симетричним умовам, якими визначається рух електронів і протонів відповідно у СВ K і у СВ K' , фізичні ситуації у цих СВ повинні бути однаковими.

У науково-методичній літературі запропоновано три способи розв'язування указаної суперечності:

Спосіб 1. «...фізичні властивості негативного і позитивного зарядів виявляються різними» [52]. Але, якщо електрон і протон в електромагнітних взаємодіях проявляють себе симетрично, то «ми вимушені визнати існування фізичної нееквівалентності нерухомої на поверхні масивного, що створює гравітаційне поле, тіла Землі лабораторної СВ по відношенню до будь-якої іншої СВ, яка рухається відносно неї» [52, с. 6].

Спосіб 2. Провідник зі струмом нейтральний в тій СВ, яка рухається зі швидкістю дрейфу електронів провідності [46, с. 92], тобто в СВ K' :

$$\rho' = \rho'_+ + \rho'_- = 0, \quad (2.16)$$

де $\rho'_+ = \frac{\rho_+^0}{\sqrt{1-\beta^2}}$, $\rho'_- = \rho_-^0 = \rho_- \sqrt{1-\beta^2}$.

Аргументація авторів статті [46] така. «Припустимо появу об'ємного заряду провідника з струмом в СВ K' (2.14) і розглянемо взаємодію електронів провідності ППС з полем цього об'ємного заряду. В СВ K їх рух зумовлює густину струму $\rho_- \vec{v}$. Через те, що у СВ K' на електрони провідності «магнітне поле не діє і не існує іншої сили, яка змогла б зрівноважити дію електричного поля об'ємного заряду» [46, с. 91] необхідно зажадати виконання (2.16).

Зробимо декілька критичних зауважень щодо останньої тези:

А. Насправді, з точки зору СВ K' немає чого зрівноважувати, бо, згідно, наприклад, з такою формулою перетворення проекції напруже-

ності \vec{E} електромагнітного поля $E'_y = \frac{E_y - VB_z}{\sqrt{1-\frac{V^2}{c^2}}}$ [28; 22] при переході від

СВ K до СВ K' , $E'_y = 0$ при $\vec{V} = \vec{v}$.

У системі відліку K напруженість електричного поля об'ємного заряду $\rho = \rho_- \frac{v^2}{c^2}$, який вважається в [46] зумовленим (помилково) релятивістськими ефектами, $E_y = E_r$ компенсується полем сили Лорентца $E_r^L = v \cdot B_z$. У СВ K' чисто електричне поле, яке в СВ K було рівним E_y , збільшується і стає рівним $\frac{E_y}{\sqrt{1-\frac{V^2}{c^2}}}$, а «рухоме» магнітне поле B_z створює в СВ K' електричне поле такої самої величини, але протилежного напрямку $-\frac{v \cdot B_z}{\sqrt{1-\frac{V^2}{c^2}}}$. Таким чином, і у СВ K' знову все в рівновазі (як

того і вимагає принцип відносності), і не має потреби «зрівноважувати дію електричного поля об'ємного заряду». А отже умова (2.16) некоректна.

Б. Із умови нейтральності (2.16) випливає, що у СВ K об'єм нерухомого ППС заряджений. Тоді густина цього заряду з урахуванням (2.12), (2.13) та (2.16) дорівнює:

Б. Із умови нейтральності (2.16) випливає, що у СВ K об'єм нерухомого ППС заряджений. Тоді густина цього заряду з урахуванням (2.12), (2.13) та (2.16) дорівнює:

$$\rho = \rho_+ + \rho_- = \rho_+^0 + \frac{\rho'_+}{\sqrt{1-\beta^2}} = \rho_+^0 + \frac{\rho_-^0}{\sqrt{1-\beta^2}} = \rho_- \cdot \frac{v^2}{c^2}. \quad (2.17)$$

Густина заряду (2.17) в точності дорівнює густині заряду, що з'являється при пінч-ефекті (див. формулу (2.10)) в нерухомому ППС [25; 46]. Але пінч-ефект і збільшення об'ємної густини заряду при русі будь-якої сукупності заряджених частинок – це різні фізичні явища. А автори [46] хотіли, мабуть, пояснити пінч-ефект релятивістськими ефектами.

В. У СВ K на зовнішній електрон, який рухається зі швидкістю дрейфу вздовж провідника, крім сили Лорентца буде діяти і електрична сила з боку поверхневого заряду. Цей позитивний поверхневий заряд утворюється за рахунок переміщення частини електронів всередину провідника. «Якраз цей поверхневий заряд у СВ K' буде притягувати зовнішній нерухомий електрон» [46, с. 92].

Але у СВ K' і $F'_L = 0$ (бо зовнішній електрон нерухомий в СВ K'), і $\rho' = 0$, а значить і поверхневий заряд рівний нулю. Очевидне порушення принципу відносності.

Г. Спостерігається явне порушення фізичної відносності в розв'язку, що пропонується в [46].

Нагадаємо, що, згідно з В. О. Фоком, слід розрізняти фізичну відносність, як принцип, «що стверджує існування відповідних явищ, і просте виконання вимоги коваріантності рівнянь при переході від однієї системи відліку до іншої» [69, с. 245]. Дійсно, уявімо собі у СВ K електрон, який рухається вздовж ППС з швидкістю дрейфу електронів провідності і нерухомий протон.

Тоді в СВ K' маємо симетричну в кінематичному відношенні картину. Але аналіз сил, що діють на електрон і протон в обох СВ показує фізичну нееквівалентність ситуацій в СВ K і в СВ K' (див. нижче п. 2.4).

Спосіб 3. Умова нейтральності провідника, що запропонована нами [19]:

$$\rho_+^0 = -\rho_-^0. \quad (2.18)$$

Тоді у СВ K нерухомий провідник з струмом характеризується об'ємною густиною заряду [38; 39]:

$$\rho = \rho_+^0 - \frac{\rho_-^0}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{\rho_0}{\sqrt{1-\beta^2}} (\sqrt{1-\beta^2} - 1). \quad (2.19)$$

Наведемо міркування на користь умов (2.18) та (2.19):

А. Дійсно, якщо справедлива умова (2.15), $\rho_+^0 = -\rho_-^0$, при протіканні струму, то це означає, що $\rho_-^0 < \frac{\rho_-^0}{\sqrt{1-\beta^2}} = \rho_-$, тобто, нерухома, як ціле,

сукупність електронів провідності має меншу густину заряду, ніж густина заряду цієї ж сукупності електронів, але рухомої.

Тоді при $\beta = 0$ (струм у провіднику відсутній) $\rho_-^0 = \rho_- < \rho_+^0$, тобто провідник без струму (після того, як вимкнули струм) буде заряджений позитивно: $\rho_+^0 - \rho_-^0 = \rho_+^0 (1 - \sqrt{1-\beta^2})$, причому величина цього заряду залежить від сили струму, що протікав раніше [38]?!

Б. Густина будь-якого розподілу заряду при переході від однієї СВ до іншої перетворюється згідно з формулою $\rho = \frac{\rho^0}{\sqrt{1-\frac{V^2}{c^2}}}$ [33, с. 275], де

V – швидкість руху деякого розподілу зарядів з густиною ρ^0 , ρ – густина

заряду у СВ відносно якої рухається цей розподіл зарядів.

Тому й густини зарядів сукупності електронів і іонів при русі їх з довільною, але однаковою за величиною, швидкістю мають збільшитися в одне і те саме число разів. Якщо провідник без струму нейтральний $\rho_+^0 = -\rho_-^0$ (що природно), то чому після того, як з'явиться струм і сукупність електронів, що рухаються при цьому зі швидкістю v описується, як

відомо, густиною заряду $\rho_- = \frac{\rho_-^0}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$, ця густина ρ_- не стає більшою

чисельно за ρ_+^0 ?

В. Якщо ж густини сукупності електронів і іонів при русі з однаковою швидкістю змінюються однаково, то провід без струму, який рухається, (за умови нейтральності (2.15)) буде зарядженим з об'ємною густиною [38]:

$$\rho = \rho_+ - \rho_- = \frac{\rho_+^0}{\sqrt{1-\beta^2}} (1 - \sqrt{1-\beta^2}).$$

Але немає ніяких фізичних підстав вважати нерухомий (як і той, що рухається з постійною швидкістю) провідник без струму зарядженим;

Г. Густина струму в СВ K дорівнює $j_k = \rho \cdot v$. А у СВ K' (див. рис. 2.3) струм зумовлений рухом тільки іонів з такою ж самою за величиною швидкістю, що й рух електронів провідності в СВ K .

Але густина струму в СВ K' є більшою $j'_x = \frac{\rho_+^0 v}{\sqrt{1-\beta^2}} > j_x$, незважаючи на те, що густини заряду і електронів і іонів зростають однаково у СВ, відносно якої вони рухаються з рівними швидкостями.

Аналогічно ми знайдемо, що у СВ K' магнітне поле більше, ніж у СВ K : $B'_z = \frac{B_z}{\sqrt{1-\beta^2}}$, але ж фізичні ситуації ідентичні (з точністю до знаку рухомих і нерухомих заряджених частинок).

Д. Одержуємо на основі умови нейтральності провідника зі струмом (2.15):

– у СВ K електричне поле відсутнє, а у СВ K' напруженість електричного поля дорівнює $E'_y = \frac{\rho_- S \beta^2}{2\pi\epsilon_0 a \sqrt{1-\beta^2}}$;

- індукція магнітного поля у СВ K $B_z = \frac{\mu_0 \rho_- v \cdot S}{2\pi a}$, а у СВ K'

індукція магнітного полі в $\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ раз більша, бо $I' = \frac{I}{\sqrt{1-\beta^2}}$ незва-

жаючи на те, що іони в K' -системі рухаються з такою самою швидкістю (за величиною), як і електрони провідності в K -системі;

Е. Порушення фізичної відносності при переході від СВ K до СВ K' особливо чітко видно, якщо порівняти сили, що діють на електрон у СВ K (швидкість його v) і на позитрон, який рухається у СВ K' з швидкістю $v' = v$ вздовж струму.

Традиційна точка зору для сили, що діє на електрон, полягає в тому, що її модуль дорівнює виразу $qv \cdot B_z$, а сила, що діє на позитрон у СВ K' дорівнює за модулем $qv \cdot B'_z - qE'_y = 0$, хоч фізичні умови в системах K і K' однакові [38]. У цьому прикладі, здається, порушується можливість фізичної адаптації, яка «виявляється вирішальною умовою реалізації фізичної відносності» [70, с. 8–9].

Зауважимо, що в статті [57] зроблена спроба проаналізувати подібну задачу. Але, крім того, на наш погляд, вона містить деякий некоректний висновок і до того ж повторює наші, багаторічної давності, результати.

У зв'язку з цим для виразів об'ємної густини заряду і об'ємної густини струму в СВ K , обґрунтованих з допомогою формул перетворення компонентів 4-струму та виходячи із фізичного змісту цих величин, у загальному випадку, коли $V \neq v$ і в рамках кожної з умов нейтральності ППС (2.15) та (2.18), одержуємо взаємоузгоджене рішення [38].

Дійсно, за умови нейтральності (2.15) маємо:

$$j'_x = \Gamma j_x, \quad (2.20)$$

$$\rho'_+ = \frac{V j_x}{c^2} \Gamma, \quad (2.21)$$

де $\Gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$, $B = \frac{V}{c}$, $\rho_- v = j_x$, $\rho_-^0 = \frac{\rho_-^0}{\sqrt{1-\beta^2}}$, $\beta = \frac{v}{c}$.

Тепер, якщо припустити, що ППС у власній СВ характеризується об'ємною густиною заряду (2.19) і $\rho_+^0 = |\rho_-^0| = \rho_0$, то густина струму і густина заряду у СВ K' згідно з формулами перетворення компонентів 4-струму та виходячи із фізичного змісту цих величин, дорівнює:

$$j'_x = \rho^0 \gamma \cdot \Gamma (-v + V - V \sqrt{1-\beta^2}) \quad (2.22)$$

$$\rho' = \rho^0 \gamma \cdot \Gamma (\sqrt{1-\beta^2} + B\beta - 1). \quad (2.23)$$

Повертаємося до обговорення результатів роботи [57], де стверджується, що за наявності компенсації електричного поля рухомих електронів провідності електричним полем нерухомих іонів, аналіз взаємодії нерухомого в СВ K протона і ППС приводить до протиріччя з ПВ, бо при вказаній компенсації сила взаємодії цього протона і ППС дорівнює нулю. Але, якщо перейти до іншої інерціальної СВ, то навіть за наявності вказаної компенсації рівнодійна сила дії на зовнішній протон уже не дорівнює нулю.

Якраз останнє є неправильним.

Якщо в СВ K $F = 0$, то і в будь-якій іншій СВ результуюча сила теж дорівнює нулю. Дійсно, в СВ K' на цей протон буде діяти і сила Лорентца, і сила з боку електричного поля, зумовленого об'ємним зарядом (2.18) (у СВ K має місце повна компенсація полів, $\rho = 0$).

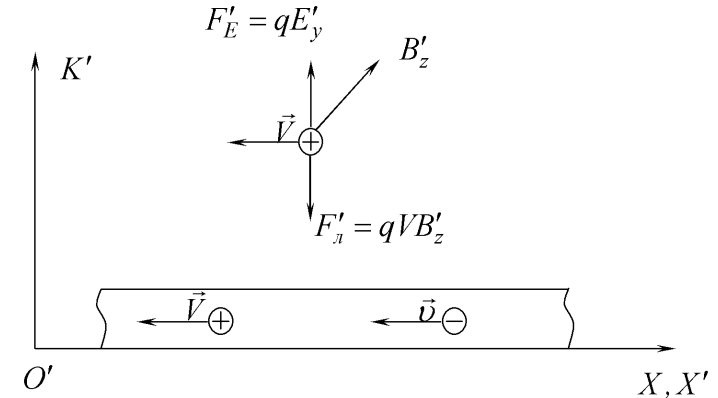


Рис. 2.4. Сили, які діють на протон в СВ K'

Тоді, з урахуванням (2.20) та (2.21), результуюча сила, що діє на протон в довільній інерціальній СВ K' дорівнює (рис. 2.4)

$$F'_p = F'_L - F'_E = qVB'_z - qE'_y = 0.$$

Якщо ж припустити, що компенсація відсутня (як це зроблено нами раніше [19]), і на протон у СВ K діє сила F з боку рівномірно зарядженого, об'ємною густиною заряду (5.21), провідника зі струмом

$$F = qE_y = \frac{qS\rho_0\gamma \cdot (\sqrt{1-\beta^2} - 1)}{2\pi\epsilon_0 d},$$

то в будь-якій іншій СВ, як можна впевнитися використовуючи (5.22) та

(5.23), $F'_p = \frac{F}{\Gamma}$. До того ж навчальна задача, що аналізується в [57],

розв'язана нами значно раніше в [19].

Якщо прийняти умови (2.18), (2.19), то всі протиріччя, викладенні в пунктах **3А.–3Д.**, спростовуються.

Якщо умова (5.19) відповідає фізичній реальності, то, на нашу думку, не слід буквально розуміти слова «заряд провідника зі струмом». Додаткове електричне поле ППС є результатом збільшення поперечної складової напруженості електричного поля рухомих заряджених частинок. Тоді можна говорити, що поле, яке зумовлене об'ємною густиною (2.19) – це суперпозиція поля лінійної сукупності нерухомих іонів і поля лінійної сукупності рухомих електронів провідності [38].

Можливо, умова (2.19) не має відношення до реальності внаслідок грубості моделі ППС. Бо ми вважаємо, що електронна й іонна підсистеми в електромагнітних явищах, зв'язаних з протіканням струму, ніяк не взаємодіють між собою, й існують як два незалежних лінійні ланцюжки зарядів. Але тоді треба пояснити, чому за довільних значеннях β при будь-яких значеннях сили струму, який протікає по провіднику, реалізується дивна умова нейтральності $\rho_+^0 = -\frac{\rho_-^0}{\sqrt{1-\beta^2}}$, якщо у відсутності

струму $\rho_+^0 = -\rho_-^0$?

А в методиці навчання фізики така модель активно експлуатується. Можливо, ці апорії породжені не тільки недосконалістю моделі, а, в першу чергу, діалектикою самого процесу пізнання. Але й навчання фізики, на нашу думку, має бути таким, щоб студент бачив ці суперечності, розумів причини появи їх і шукав шляхи їх подолання.

Тому при вивченні цього питання слід чітко формулювати задачу (яке явище аналізується, яка модель провідника зі струмом розглядається) і не використовувати нерелятивістських наближень. Слід показати суперечності, що виникають при аналізі і поля провідника зі струмом, і взаємодії рухомої відносно провідника зарядженої частинки.

Таким чином, підведемо підсумок цього аналізу.

При проходженні постійного чи квазістаціонарного струму по металевому циліндричному провіднику у власній СВ виникає СЕППС, зумовлене поверхневими зарядами.

З урахуванням пінч-ефекту сумарна поверхнева густина зарядів визначається [64, с. 322] формулою (2.11).

Коли не враховується пінч-ефект і релятивістські зміни об'ємних густин заряду, то, як уже відмічалось, у власній СВ провідника зі струмом об'ємний заряд ППС $\rho = 0$ (2.8).

Пінч-ефект у класичній моделі ППС, яка обговорюється нами, зумовлює появу об'ємної густину заряду (2.10).

З урахуванням релятивістських ефектів та за умови нейтральності (5.15) провідник зі струмом у власній системі відліку є нейтральним.

Але за умови запропонованої нами нейтральності (5.18) у ВСВ провідник зі струмом слід вважати «зарядженим» з об'ємною густиною заряду (2.19).

2.4. Релятивістський опис взаємодії між двома довгими провідниками зі струмами

Що стосується електричного поля, зумовленого виключно релятивістськими ефектами в зміні густин зарядів електронів провідності та зарядів іонів кристалічної ґратки, то прямих експериментальних підтверджень цього явища поки що немає. Але аналіз моделі ППС, яка широко використовується в методиці навчання фізики, на основі послідовного і систематичного використання методів СТВ, неодмінно, безповоротно приводить до висновку, що у власній СВ провідник з постійним струмом характеризується об'ємною густиною заряду (2.19):

$$\rho = \rho_+^0 - \frac{\rho_-^0}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{\rho_0}{\sqrt{1-\beta^2}} (\sqrt{1-\beta^2} - 1),$$

де $\rho_0 = \rho_+^0 = -\rho_-^0$ – об'ємна густина заряду електронів провідності та іонів кристалічної ґратки у власних системах відліку; $\beta = \frac{v}{c}$; v – дрейфова швидкість електронів провідності в ППС.

Існування об'ємних та поверхневих зарядів на ППС приводить до додаткових складових електромагнітної взаємодії між провідниками зі струмами.

Так, наприклад, урахування СЕППС в схемі на рис. 2.5 приводить до того, що між двома відрізками ППС електрична сила притягання між ними може бути більшою магнітної сили відштовхування [14, с. 172].

А результуюча сила взаємодії між паралельними ППС буде дорівнювати нулю, якщо $\frac{F_m}{F_e} = 1$.

Ця умова буде виконуватися при $R = R_0 = \frac{\ln \eta}{\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 360 \text{ Ом}$, де

$\eta = \frac{l}{r}$, l – віддаль між проводами, r – радіус поперечного перерізу проводу, R – активний опір навантаження.

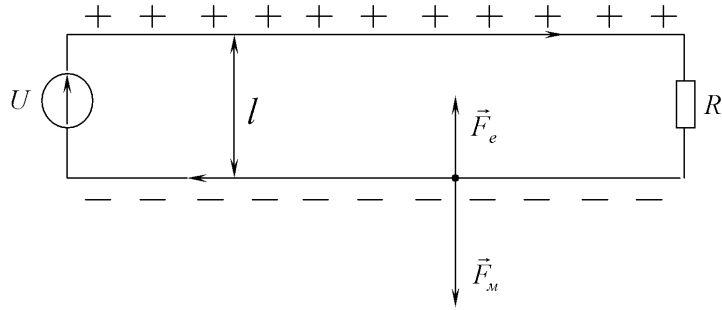


Рис. 2.5. Електромагнітна взаємодія двох паралельних провідників зі струмами [14]

Якщо $R < R_0$, то $F_m > F_e$ – провідники відштовхуються.

Якщо $R > R_0$, то $F_m < F_e$ – провідники притягуються.

Таким чином, твердження, що провідники, по яких течуть струми протилежного напрямку, відштовхуються, справедливе лише тоді, коли електричною частиною взаємодії можна нехтувати, тобто при достатньо малому опорі R в схемі, що зображена на рис. 2.5.

«Крім того, виміривши силу взаємодії між провідниками зі струмом (а сила завжди вимірюється як результуюча), ми не можемо, взагалі кажучи, визначити силу струму I . Це необхідно мати на увазі щоб уникнути непорозуміннь» [14, с. 173].

У зв'язку з реформуванням системи шкільної та вищої освіти, переглядом змісту фізичної освіти, у зв'язку із зростаючою роллю фізичних моделей і модельного експерименту в процесі навчання фізики [22], точне і послідовне розв'язання електродинамічних моделей, які традиційно використовуються в навчальній літературі, набуває важливого значення для дидактики фізики і формування фізичного стилю мислення студентів.

В попередніх пунктах посібника показано, що точне урахування релятивістських поправок, не дивлячись на їх незначну величину в реальних електродинамічних явищах, в описі взаємодії рухомих заряджених частинок є принципово важливими і необхідним.

У навчальній і науково-методичній літературі [47; 65; 55; 66] для ілюстрації фундаментальної властивості електромагнітного поля – відносності електричного і магнітного полів, популярним є такий приклад.

Магнітна взаємодія рухомої зарядженої частинки з іншими рухомими зарядженими частинками (з лінійним провідником, по якому протікає струм) представлена як чисто електрична взаємодія завдяки релятивістським змінам в електричних полях рухомих ЗЧ (див. [55; 33; 22]) (див. також п. 2.3 цього розділу).

Цей приклад ініціює спробу аналогічної інтерпретації взаємодії двох нескінченно довгих провідників із струмами [22, с. 219].

Тобто, вважаючи, що ППС у ВСВ характеризується об'ємною густиною заряду (2.23), знайдемо силу взаємодії таких двох паралельних ППС, враховуючи тільки магнітну складову та електричну, зумовлену релятивістським ефектом (2.23).

Але спочатку опишемо взаємодію між двома ППС, моделі яких в деяких посібниках з електродинаміки неприродно ідеалізовані.

При цьому розглядається така модель провідників зі струмами [47; 55; 59, с. 121–125]: у кожному провіднику є однакове число позитивних і негативних носіїв заряду, які рухаються з однаковими швидкостями в протилежних напрямках, рис. 2.6.

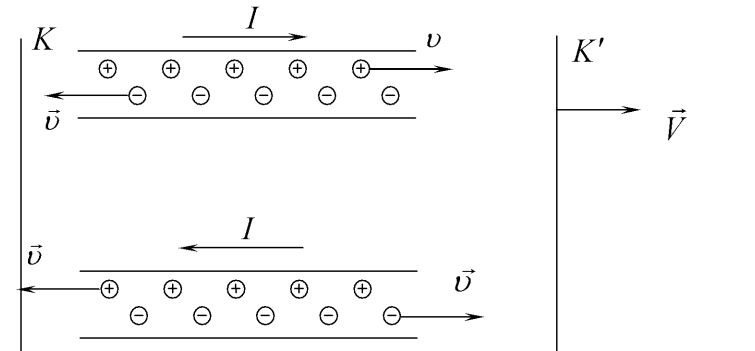


Рис. 2.6. Моделі двох ППС, в яких позитивні іони і електрони мають однакові за величиною, але протилежно направлені швидкості руху

Щоб обчислити силу, що діє на одиницю довжини одного з таких провідників з боку іншого в лабораторній системі відліку (ЛСВ) K , необхідно обчислити силу, що діє на позитивні носії заряду у власній системі відліку і на негативно ЗЧ у своїй ВСВ. Потім значення цих сил перерахувати, згідно з формулам перетворення компонентів сил [65; 22; 38] в СВ K .

Дійсно, нехай швидкості зарядів у СВ K дорівнюють \vec{v} , лінійна густина зарядів у ВСВ $|\tau_0^+| = |\tau_0^-| = \tau_0$. Відстань між ППС дорівнює a .

Ясно, що сили, що діють на позитивні і негативні носії заряду першого провідника в їх власних системах відліку, матимуть електричну природу. Електричне поле у ВСВ позитивних чи негативних носіїв заряду першого провідника обумовлене різною величиною лінійної густини позитивного і негативного зарядів другого провідника.

В результаті одержуємо [22; 38] (див. додаток Б)

$$F_y = F'_y \sqrt{1 - \beta^2} = (F'_+ + F'_-) \cdot \sqrt{1 - \beta^2} = \frac{\mu_0 I^2}{2\pi a} \cdot \Delta l, \quad (2.24)$$

де сила струму $I = \frac{2\tau_0 v}{\sqrt{1 - \beta^2}}$.

Проте, на наш погляд, більш адекватною реальності буде модель провідника зі струмом, яка зображена на рис. 2.7.

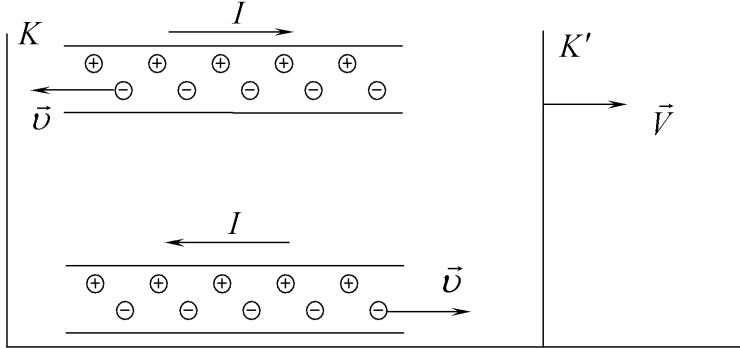


Рис. 2.7. Адекватна реальності модель взаємодії провідників зі струмами. Вважається, що вони «заряджені» у ВСВ з об'ємною густиною заряду (2.19)

Тут позитивні носії заряду нерухомі (що відповідає нерухомим іонам кристалічної решітки провідника), а рухаються тільки електрони провідності з дрейфовою швидкістю \vec{v} відносно ЛСВ K .

Припустимо, що провідник без струму нейтральний $|\tau_0^+| = |\tau_0^-| = \tau_0$; це відповідає випадку, коли ланцюжок негативних носіїв заряду нерухомий відносно позитивного зарядженого ланцюжка іонів.

Задача: Знайти силу взаємодії двох ППС, моделі яких зображені на рис. 2.7. У ВСВ провідники зі струмом характеризуються об'ємною густиною заряду (2.19). Відстань між ППС дорівнює a .

Розв'язання:

Спосіб 1. Для знаходження сили взаємодії двох струмів, показаних на рис. 2.7, реалізуємо програму *1-го способу*, описаного в Додатку Б. Перейдемо в систему відліку (СВ K'), пов'язану з електронами провідності першого провідника. Тоді на нерухомі в цій СВ електрони діє сила з боку електричного поля, обумовленого неоднаковим лорентцевим скороченням ланцюжків електронів і іонів другого провідника (це буде сила відштовхування):

$$F'_{-e} = E_2 \cdot \tau_0 \Delta l' = \frac{\tau_2}{2\pi \epsilon_0 a} \cdot \tau_0 \Delta l' = \frac{\tau_0^2}{2\pi \epsilon_0 \cdot a \cdot \sqrt{1 - \beta^2}} \left(\frac{1 + \beta^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right) \cdot \Delta l',$$

де $\tau_2 = \tau_2^- - \tau_2^+ = \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - (\beta_2^-)^2}} - \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{\tau_0(1 + \beta^2)}{(1 - \beta^2)} - \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ – результуюча лінійна густина заряду другого провідника у ВСВ електронів провідності першого провідника; $\beta_2^- = \frac{v_-}{c} = \frac{1}{c} \cdot \frac{2v}{1 + \beta^2}$.

А на нерухомі іони першого провідника в СВ K діятиме сила притягання, рівна

$$F_{+e} = \tau_0 \Delta l \cdot E_- = \tau_0 \Delta l \frac{\tau_0}{2\pi \epsilon_0 a} \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right).$$

F'_{-e} – сила, яка діє на **нерухомі** в СВ K' електрони першого ППС. При перерахуванні її значення для СВ K , як поперечної до швидкості руху, та враховуючи, що $\Delta l' = \frac{\Delta l}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ одержуємо

$$F_{-e} = F'_{-e} \sqrt{1 - \beta^2} = \frac{\tau_0^2}{2\pi \epsilon_0 \cdot a \cdot \sqrt{1 - \beta^2}} \left(\frac{1 + \beta^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right) \cdot \frac{\Delta l}{\sqrt{1 - \beta^2}} \sqrt{1 - \beta^2}.$$

Отже, для сумарної сили відштовхування між двома провідниками, яка приходить на довжину $\Delta l = 1\text{м}$ одного з них в СВ K , маємо

$$F_y = F'_{-e} \sqrt{1 - \beta^2} - F_{+e} = \frac{\mu_0 I^2}{2\pi a} \left\{ \frac{2}{\beta^2} \left(1 - \sqrt{1 - \beta^2} \right) \right\}, \quad (2.24a)$$

де сила струму тепер дорівнює $I = \frac{\tau_0 v}{\sqrt{1 - \beta^2}}$.

Останній результат може бути отриманий і за допомогою способу, запропонованого нами в [20, 16].

Спосіб 2. Насправді на розподіл електронів першого провідника діють такі сили з боку електронного і іонного розподілів другого провідника: електрична $F_{-2,-1}^e$ і магнітна сили $F_{-2,-1}^m$ з боку ланцюжка електронів та електрична сила з боку нерухомого ланцюжка іонів $F_{+2,-1}^e$.

На нерухомі іони першого провідника діють сили $F_{-2,+1}^e$ і $F_{+2,+1}^e$ відповідно в електричних полях, що створюються рухомими електронами і нерухомими іонами другого провідника.

Тому результуюча сила взаємодії, що припадає на одиницю довжини одного з них, дорівнює

$$F_y = F_{-2,-1}^m + F_{-2,-1}^e - F_{+2,-1}^e - F_{-2,+1}^e + F_{+2,+1}^e = \frac{\mu_0 \tau_0 \nu}{2\pi a \sqrt{1-\beta^2}} \cdot \frac{\tau_0 \nu}{\sqrt{1-\beta^2}} +$$

$$+ \frac{\tau_0}{2\pi \epsilon_0 a \sqrt{1-\beta^2}} \cdot \frac{\tau_0}{\sqrt{1-\beta^2}} - \frac{\tau_0}{2\pi \epsilon_0 a} \cdot \frac{\tau_0}{\sqrt{1-\beta^2}} - \frac{\tau_0}{2\pi \epsilon_0 a \sqrt{1-\beta^2}} \cdot \tau_0 +$$

$$+ \frac{\tau_0}{2\pi \epsilon_0 a} \tau_0 = \frac{\mu_0 I^2}{2\pi a} \cdot \left\{ \frac{2}{\beta^2} (1 - \sqrt{1-\beta^2}) \right\},$$

що, природно, збігається з (2.24а).

Спосіб 3. Ще простіший спосіб знаходження сили взаємодії між «зарядженими» провідниками зі струмами полягає в обчисленні магнітної та електричної складових цієї взаємодії.

Дійсно,

$$F^m = I \cdot \Delta l \cdot B_2 = \frac{\tau_0 \nu}{\sqrt{1-\beta^2}} \cdot \Delta l \cdot \frac{\mu_0 \tau_0 \nu}{2\pi a \sqrt{1-\beta^2}} = \frac{\tau_0^2 \beta^2}{(1-\beta^2) 2\pi \epsilon_0 a},$$

$$F^e = \frac{\tau_0}{2\pi \epsilon_0 a} \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) \cdot \tau_0 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) \cdot \Delta l,$$

$$F_y = F^m + F^e = \frac{\mu_0 I^2}{2\pi a} \cdot \left\{ \frac{2}{\beta^2} (1 - \sqrt{1-\beta^2}) \right\}.$$

Таким чином, знаходження сили взаємодії двох ППС, моделі яких зображені на рис. 2.7, дає результат:

$$F_y = \frac{\mu_0 I^2}{2\pi a} \cdot \left\{ \frac{2}{\beta^2} (1 - \sqrt{1-\beta^2}) \right\}. \quad (2.25)$$

Кожен із цих способів ілюструє різні прояви електромагнітної взаємодії та різні описи ЕМ взаємодії в конкретному прикладі.

При цьому ілюструється ПВ, методика його використання, показується інваріантність величини сили цієї взаємодії, підтверджується вірогідність одержаного результату та відмінність його від класичної формули.

Якщо ми розглянемо взаємодію провідників зі струмами в рамках прийнятої моделі для однаково направлених струмів, рис. 2.8, то фігурні дужки у виразі (2.25) для сили взаємодії, як виявляється, дорівнюють [20; 16]:

$$\left\{ 2 \left(1 + \frac{\sqrt{1-\beta^2} - 1}{\beta^2} \right) \right\}.$$

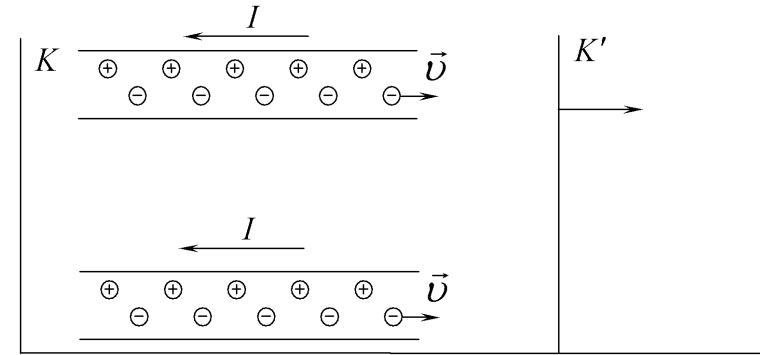


Рис. 2.8. До опису взаємодія двох ППС в моделі, в якій вони «заряджені» у ВСВ [20; 22] (однаково направлені струми)

Тобто, сила взаємодії паралельних ППС, яка припадає на одиницю довжини одного з них, з однаково направленими струмами дорівнює

$$F_y = \frac{\mu_0 I^2}{2\pi a} \cdot \left\{ 2 \left(1 + \frac{\sqrt{1-\beta^2} - 1}{\beta^2} \right) \right\}. \quad (2.26)$$

Отже, інтерпретуючи взаємодію 2-х провідників зі струмами, використання моделей яких (рис. 2.7, рис. 2.8) є традиційним і природним у методиках навчання електромагнетизму в вищій та середній школах, на основі послідовного релятивістського підходу і на основі загальних дидактичних принципів фундаментальності, послідовності і системності одержали вираз для сили взаємодії, що відрізняється від загальноприйнятого, формули (2.25) та (2.26).

Для значень поправочних коефіцієнтів

$$\left\{ \frac{2}{\beta^2} (1 - \sqrt{1-\beta^2}) \right\} \quad (2.27)$$

$$\left\{ 2 \left(1 + \frac{\sqrt{1-\beta^2} - 1}{\beta^2} \right) \right\} \quad (2.28)$$

у формулах (2.25) і (2.26) для антипаралельних і паралельних струмів відповідно при $\beta \ll 1$ (що в практичній електротехніці свідомо має місце), розкладаючи в ряд $\sqrt{1-\beta^2} \approx 1 - \frac{\beta^2}{2}$ з великою точністю одержуємо

1.

Графіки залежності поправочних коефіцієнтів (2.27) і (2.28) від швидкості дрейфу електронів провідності в ППС наведені в додатку В.

Ясно з попереднього (див. п. 2.3), що поява коефіцієнтів (2.27) і (2.28) у формулах для сили (2.25) і (2.26) обумовлена урахуванням релятивістських поправок в електричній взаємодії рухомих електронів.

Цю додаткову взаємодію, яка відповідає за множники (2.37) і (2.38), можна ще пояснити як взаємодію «заряджених» провідників зі струмами, оскільки в рамках прийнятої моделі і допущень, напруженість електричного поля провідника, по якому тече струм, дорівнює

$$E = E_- - E_+ = E_0 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right), \quad (2.29)$$

$$\text{де } E_0 = \frac{\tau_0}{2\pi\epsilon_0 \cdot a}.$$

Це поле можна розглядати як створене негативно «зарядженим» тонким провідником з результуючою лінійною густиною заряду

$$\tau = \tau_- - \tau_+ = \frac{\tau_0}{\sqrt{1-\beta^2}} - \tau_0.$$

Здається, що слова «заряджений провідник зі струмом» не слід розуміти буквально, але на будь-яку заряджену частинку, що знаходиться зовні такого провідника, повинна діяти сила з боку поля, напруженість якого дається виразом (2.29). Вважаємо, що завдяки руху ланцюжка електронів електричне поле поза провідником зі струмом обумовлене зростанням в поперечному напрямі напруженості електричного поля рухомого ланцюжка електронів у $\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ разів. І при цьому немає потреби

говорити про «заряд провідника зі струмом». Адже коли розглядається взаємодія 2-х заряджених частинок в СВ, щодо якої вони рухаються в напрямі перпендикулярному лінії, що їх сполучає, сила електричної взаємодії між ними зростає в $\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ раз, але при цьому не стверджується

ж, що збільшення електричної сили обумовлене збільшенням величини заряду в $\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ раз в результаті його руху.

Звичайно, модель ППС, про яку мовилося вище, далека від реальної фізичної ситуації.

Наприклад, залишаються зовсім необґрунтованими (і незрозуміли-

ми) припущення про те, яким чином і чому сили, які діють на електронну та іонну підсистему векторно додаються; чому не враховується взаємодія цих підсистем в рамках прийнятої моделі в межах кожного із провідників і т.д.

Можливо, що коефіцієнти (2.27) і (2.28), обумовлені якраз неадекватністю прийнятої моделі провідника зі струмом об'єктивній реальності.

У багатьох навчальних посібниках з електродинаміки [47; 65; 55; 64; 13; 67; 63] використовують моделі, подібні зображеним на рис. 2.6, 2.7, 2.8.

З їх допомогою обґрунтовують фундаментальні властивості електромагнітного поля і багато важливих законів електромагнетизму; ці моделі активно експлуатуються дидактикою. Тому, й аналіз їх слід проводити, по можливості, до кінця і послідовно; але тоді з неминучістю слід прийняти результати (2.25), (2.26), (2.29).

У той же час очевидно, що основні риси електромагнітних явищ такою моделлю (рис. 2.7, рис. 2.8) передаються досить добре.

Далі, ця ідеалізована задача (рис. 2.6) в ряді посібників використовується для того, щоб показати релятивістську природу магнітного поля [59, с. 122–125], [55, с. 172–178].

Але в цих посібниках використовується *надзвичайно ідеалізована модель ППС* (рис. 5.6), в якій позитивні і негативні носії заряду рухаються з однаковими швидкостями в протилежних напрямках.

І, можливо, що в чудових посібниках [55, 59] свідомо вибрана така модель провідника зі струмом (див. рис. 2.6), яка через свою симетричність дає можливість уникнути розгляду питання про «заряд провідника зі струмом».

Релятивістсько-інваріантний опис взаємодії між провідниками зі струмами. Останнім часом у вітчизняній методичній періодиці з'являються статті [56], зміст яких в значній мірі повторює результати наших досліджень 20-річної давнини [16; 20]. Крім того, вони містять і помилки в розрахунках моделей, що обговорюються. На цьому наголошувалося нами в роботі [25]. Тому має сенс повернутися до цих питань і більш детально їх обговорити.

Було показано [16; 20]. (див. п. 2.3), що релятивістський аналіз (у рамках класичної електронної теорії, як це звичайно прийнято в посібниках з основ електродинаміки [67; 55; 63; 40; 61; 59]) взаємодії 2-х нескінченно довгих прямих провідників зі струмами, моделі яких зображені на рис. 2.7 та рис. 2.8, приводить до наступних виразів для сили, що припадає на одиницю довжини провідників, відповідно, для паралельних і антипаралельних струмів:

$$F_y = \frac{\mu_0 I^2}{2\pi \cdot a} \cdot \left\{ 2 \left(1 + \frac{\sqrt{1-\beta^2} - 1}{\beta^2} \right) \right\} \quad (2.26)$$

$$F_y = \frac{\mu_0 I^2}{2\pi \cdot a} \cdot \left\{ 2 \left(\frac{1 - \sqrt{1-\beta^2}}{\beta^2} \right) \right\}. \quad (2.25)$$

В останніх виразах v – дрейфова швидкість електронів провідності в СВ K , a – віддаль між провідниками з постійним струмом (ППС), c – швидкість світла в вакуумі, $I = \frac{\tau_0 v}{\sqrt{1-\beta^2}}$ – величина сили струму, $\tau_0 = \rho^0 S$ – лінійна густина заряду, ρ^0 – об’ємна густина заряду електронів провідності у власній системі відліку (ВСВ), S – площа поперечного перерізу лінійного металевго провідника, $\beta = \frac{v}{c}$.

Сила струму – це величина, що є комбінацією інших величин і через яку зручно, на електротехнічному рівні розуміння електромагнітних явищ, описувати як взаємодію ланцюжків рухомих заряджених частинок, так і магнітне поле, що супроводжує такі процесії ЗЧ. Просто зручно і не більше.

Нами показано, що МП таких процесій ЗЧ породжується не струмами провідності, а струмами зміщення [38] (див. п. 1.4 розділу 1), а індукція МП все ж може бути виражена через певну комбінацію величин, що характеризують рух ЗЧ (через так звану силу струму), і яка вимірюється в експериментах безпосередньо. Тому така увага в методиці і звертається на поняття «сила струму», хоча ця величина і не несе суттєвого фізичного змісту.

Очевидно, що множники в фігурних дужках формул (2.26) і (2.25) при будь-яких значеннях сили струмів, які реально зустрічаються в практичній електротехніці, дуже мало відрізняються від одиниці. Наприклад, якщо по двох мідних провідниках діаметром 2 мм протікають струми ~ 120 А, то дрейфова швидкість електронів в кожному провіднику $\approx 0,3$ см/с. Якщо віддаль між струмами $a = 3$ см, то, розкладаючи $\sqrt{1-\beta^2}$ в степеневий ряд, для сили взаємодії одержуємо

$$F = 10 \cdot \left\{ 1 \pm \frac{\beta^2}{4} \right\} \frac{\text{дин}}{\text{см}} \quad (2.30)$$

з точністю до величин другого порядку малості по β .

Знак « \rightarrow » в (2.30) відповідає однаково направленим струмам, а « \leftarrow » – протилежно направленим струмам. Відмінність (2.25) і (2.26) від класи-

чного виразу $F_y = \frac{\mu_0 I^2}{2\pi \cdot a}$ настільки незначне і мізерне, що прямий до-

слід по вимірюванню сили взаємодії струмів, не в змозі при сучасному рівні експериментальної техніки [16; 62], зареєструвати відмінність сил (2.25) та (2.26) від значення, що визначається класичним виразом.

Найбільш вагомим аргументом в обґрунтуванні справедливості чи помилковості (2.25) та (2.26) є результати експерименту. Однак, наскільки відомо, такі спеціальні досліди не ставилися, а вся сукупність фактів цілком описується класичною формулою $F_y = \frac{\mu_0 I^2}{2\pi \cdot a}$.

В той же час, оскільки поправочний множник $\left\{ 1 \pm \frac{\beta^2}{4} \right\} \approx \left\{ 1 \pm 3 \cdot 10^{-23} \right\}$

мізерно мало відрізняється від одиниці, і оскільки чутливість наявної експериментальної техніки [16; 62] недостатня для спростування чи підтвердження формул (2.25) та (2.26), електротехнічне підтвердження виразу $F_y = \frac{\mu_0 I^2}{2\pi \cdot a}$ не можна розцінювати як доказ помилковості (2.25) та (2.26).

Адже навіть при розгляді сил взаємодії між реальними провідниками зі струмами не враховують класичну електричну силу, обумовлену появою надлишкових поверхневих зарядів на поверхні цих провідників [14; 77]. Це, як правило, не обговорюється, тому, що відношення цієї електричної сили взаємодії до чисто магнітної сили взаємодії рівнобіжних струмів по порядку величини дорівнює $\frac{F_e}{F_m} \approx 10^{-12}$ [77].

Серед теоретичних аргументів на користь справедливості деяких співвідношень варто вказати на вимогу їх релятивістської інваріантності [6; 54; 69]. Принцип відносності приводить до цілком визначених законів перетворення фізичних величин при переході з однієї ІСВ до іншої.

Покажемо для ситуації, зображеної на рис. 2.8, що вираз (2.26), наприклад, задовольняє формулам перетворення для сили [2; 22] при переході від однієї системи відліку до іншої.

Для знаходження сили взаємодії струмів в СВ K' , яка рухається відносно лабораторної системи відліку K вздовж осі OX зі швидкістю \vec{V} , необхідно знати об’ємну густина струму та об’ємну густина заряду, якими характеризуються провідники в СВ K' . Очевидно, ці величини визначаються [19; 25] виразами (2.22) та (2.23).

Тоді напруженість електричного поля та індукція магнітного поля в кожній точці другого провідника в СВ K' , відповідно, дорівнюють

$$E' = \frac{\tau'}{2\pi\epsilon_0 \cdot a} = \tau_0 \frac{\{\sqrt{1-\beta^2} - 1 + B\beta\}}{2\pi\epsilon_0 \cdot a \sqrt{(1-B^2)(1-\beta^2)}}, \quad (2.31)$$

$$B'_z = \frac{\mu_0 I'}{2\pi \cdot a} = \frac{\tau_0}{2\pi\epsilon_0 c^2 a} \frac{\{v + V\sqrt{1-\beta^2} - V\}}{\sqrt{(1-B^2)(1-\beta^2)}}, \quad (2.32)$$

де $\tau_0 = \rho_0 S$ – лінійна густина заряду нерухомого ланцюжка заряджених частинок, $|\rho_+^0| = |\rho_-^0| = \rho_0$, v – швидкість руху електронів провідності в

СВ K , S – площа поперечного перерізу провідника, $\beta = \frac{v}{c}$, $B = \frac{V}{c}$,

$v' = \frac{V-v}{1-B\beta}$ – швидкість руху електронів провідності в СВ K' .

Поля E' і B'_z можна також знайти і за допомогою формул перетворення компонентів тензора електромагнітного поля [19; 27].

Сила взаємодії між струмами в СВ K' , яка припадає на довжину $\Delta l \sqrt{1-B^2}$ і дорівнює $F'_y = F'_A - F'_E$, де F'_A – це сила Ампера, що діє на струм I' з боку поля B'_z ; F'_E – сила електричної взаємодії між струмами.

Тобто, в СВ K' ми вимірюємо силу, що припадає на той же відрізок, що і в СВ K ($\Delta l = 1$ см.), але в СВ довжина його рівна $\Delta l \sqrt{1-B^2} = \sqrt{1-B^2}$; якщо ж брати відрізок довжиною $\Delta l' = 1$ см за вимірами СВ K' , то ми одержимо $F'_y = F_y$.

Отже, враховуючи (2.31) і (2.32), одержуємо [20; 22, с. 223]:

$$F'_y = \sqrt{1-B^2} \left(\frac{\mu_0 I'^2}{2a\pi} - \frac{\tau'^2}{2\pi\epsilon_0 \cdot a} \right) = \frac{\mu_0 I^2}{2\pi \cdot a} \left\{ 2 \left(1 + \frac{\sqrt{1-\beta^2} - 1}{\beta^2} \right) \right\} \sqrt{1-B^2} \quad (2.33)$$

у повній згоді з формулами перетворення компонентів 4-сили.

Однак ми знайдемо таке ж співвідношення між силами, що діють між провідниками в системах K і K' ($F'_y = F_y \sqrt{1-B^2}$) і у рамках традиційного підходу, тобто вважаючи, що провідники зі струмом «заряджені» тільки в тій системі відліку, відносно якої вони рухаються.

Опис взаємодії двох паралельних ППС в традиційній моделі. Дійсно, в традиційній моделі вважається, як уже відмічалось, що у ВСВ провідник зі струмом нейтральний, «незаряджений», а умова нейтральності

$$\rho_+^0 = -\frac{\rho_-^0}{\sqrt{1-\beta^2}} = -\rho_-.$$

Сила магнітної взаємодії у ВСВ між двома паралельними ППС, що

припадає на одиницю довжини одного із них в такій моделі визначається класичною формулою $F_y = \frac{\mu_0 I^2}{2\pi \cdot a}$.

Знайдемо силу взаємодії між ними в СВ K' .

У системі K' , щодо якої струми переміщуються уздовж своєї довжини зі швидкістю V , крім магнітної взаємодії струмів, буде мати місце й електрична взаємодія, тому що кожен провідник зі струмом у цій СВ характеризується об'ємною густиною заряду [22, с. 236] (див. також (2.21))

$$\rho' = \frac{\rho_+^0}{\sqrt{1-B^2}} - \frac{\rho_-^0}{\sqrt{1-\beta'^2}} = \frac{Vv \cdot \rho_-^0}{c^2 \sqrt{(1-B^2)(1-\beta^2)}} = \frac{V \cdot j_x}{c^2 \sqrt{1-B^2}},$$

де $j_x = \frac{v \cdot \rho_-^0}{\sqrt{1-\beta^2}}$ – густина струму в СВ K , щодо якої провідник зі струмом нерухомий, v – швидкість дрейфу електронів провідності в цій же СВ; $\beta = \frac{v}{c}$, $B = \frac{V}{c}$, $v' = \frac{V-v}{1-B\beta}$ – швидкість дрейфу електронів провідності в СВ K' .

Умова нейтральності провідника зі струмом у ВСВ визначається співвідношенням (2.15). Тому результируюча сила, що діє на ділянку провідника довжиною $\Delta l \sqrt{1-B^2}$ одного зі струмів з боку іншого дорівнює:

$$F' = \frac{\mu_0 I'}{2a\pi} \cdot I' \Delta l \sqrt{1-B^2} - \frac{\tau'}{2a\pi \cdot \epsilon_0} \tau' \Delta l \sqrt{1-B^2} = \frac{\Delta l \sqrt{1-B^2} \cdot \left(\mu_0 I'^2 - \frac{\tau'^2}{\epsilon_0} \right)}{2a\pi} = \frac{\mu_0 I^2 \Delta l \cdot \sqrt{1-B^2}}{2a\pi},$$

$$\text{де } I' = \left(\frac{\rho_+^0 \cdot V}{\sqrt{1-B^2}} - \frac{\rho_-^0 \cdot v'}{\sqrt{1-\beta'^2}} \right) S = \frac{S \cdot v \cdot \rho_-^0}{\sqrt{(1-B^2)(1-\beta^2)}} = \frac{I}{\sqrt{1-B^2}}; \quad \tau' = \rho' S = \frac{VI}{c^2 \sqrt{(1-B^2)}},$$

відповідно, сила струму в провіднику та лінійна густина заряду на цьому провіднику у СВ K' .

Тобто, одержали необхідне співвідношення між силами F' і F :

$$F' = F \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}.$$

Таким чином, щоб одержати релятивістсько-інваріантний опис взаємодії струмів у рамках традиційного підходу необхідно мати наступний

закон перетворення струму: $I' = \frac{I}{\sqrt{1-\beta^2}}$, де I – величина струму в системі відліку K .

Відмітимо, що співвідношення $I' = \frac{I}{\sqrt{1-\beta^2}}$ одержуємо відразу з

формул перетворення компонент 4-струму [33, с. 275] за умови $s_4 = 0$, або виходячи з означення сили струму (див. також п. 2.3 та вираз (2.20)). Така подвійність при розв'язанні цієї задачі в рамках однакового наближення (однаковий ступінь грубості прийнятих моделей) викликає подив. Але чи маємо в обох випадках (в СВ K і в СВ) справу з фізичною відносністю у контексті вислову В. О. Фока [69, с. 245].

Для цього розглянемо електромагнітне поле, що створюється провідником зі струмом, у двох системах відліку: системі K (лабораторній) і СВ, зв'язаної з електронами провідності – K_e . У системі K_e , у рамках розв'язку, пропонованого нами, маємо ситуацію ідентичну (з точністю до знаку рухомих та нерухомих ЗЧ) до такої в системі K . Дійсно, у СВ K позитивні іони нерухомі, а електрони провідності рухаються зі швидкістю v . У СВ K_e електрони нерухомі, а іони рухаються зі швидкістю v . Тому, напруженість електричного поля E і індукція магнітного поля B мають у системі K таку ж величину, як і в системі K_e в силу симетричності умов у системах K і K_e .

В рамках же традиційного розв'язку [6; 48; 65; 67] в системі K електричне поле відсутнє, тому що виконується умова нейтральності провідника зі струмом (2.15)

$$|\rho_-| = |\rho_+ (1 - \beta^2)^{\frac{1}{2}}| = |\rho_+|.$$

А в системі K_e , навпаки, електричне поле не дорівнює нулю:

$$E_e = \frac{\rho_+ S v^2}{c^2 2\pi \cdot a \varepsilon_0 \sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (2.34)$$

де a – віддаль точки поля від процесії заряджених частинок (від ППС).

Індукція магнітного поля у системі K дорівнює

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi \cdot a} = \frac{\mu_0}{2\pi \cdot a} \frac{\rho_+ v \cdot S}{\sqrt{1 - \beta^2}},$$

а в системі K_e індукція магнітного поля:

$$B_e = \frac{\mu_0 \cdot \rho_- v \cdot S}{2\pi a (1 - \beta^2)},$$

тому що струм у системі K_e виявляється рівним $I_e = \frac{I}{\sqrt{1-\beta^2}}$ (див. вище,

або [33, с. 275; 22]) незважаючи на те, що цей струм обумовлений тільки рухом іонів з такою ж за величиною швидкістю v , як і швидкість електронів у системі K .

Ці висновки можна проілюструвати з допомогою рисунку 2.9.

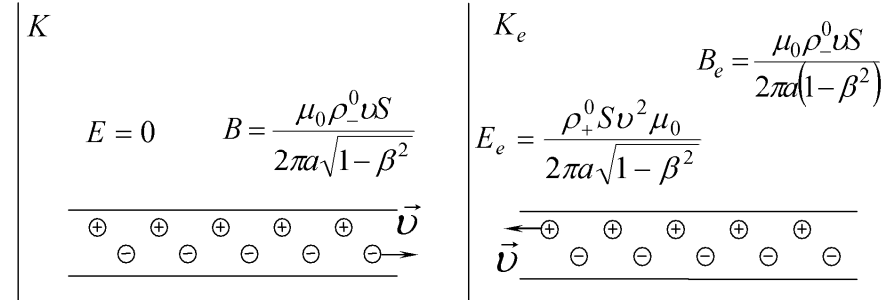


Рис. 2.9. ЕМП в СВ K та СВ K_e в традиційній моделі ППС

Системи K і K_e симетричні (ідентичні) з точністю до знаку ЗЧ, які рухаються в цих системах відліку. Очевидна нееквівалентність систем відліку K і K_e в традиційній моделі, яка широко використовується при вивченні електродинаміки.

З використанням умови нейтральності (2.18) маємо однакові характеристики ЕМП і в СВ K і у СВ K_e , рис. 2.10.

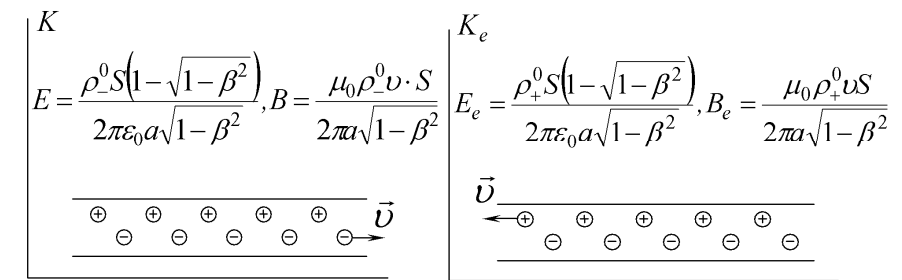


Рис. 2.10. ЕМП в СВ K та СВ K_e в моделі ППС, що аналізувалася нами в роботах [19; 20; 25]

Порушення фізичної відносності особливо ясно видно при порівнянні сили, що діє на електрон, що рухається в системі K в напрямку руху електронів провідності зі швидкістю v , рівної швидкості останніх, з одного боку, і сили діючої на позитрон у системі K_e , що рухається в цій системі відліку (K_e) зі швидкістю v в напрямку руху іонів.

Маємо абсолютно ідентичні ситуації і в СВ K і в СВ K_e . Традиційна точка зору дає для сили, що діє в СВ K на заряджену частинку з зарядом q :

$$F = qvB = qv \frac{\mu_0 \rho_-^0 \cdot v \cdot S}{2a\pi\sqrt{1-\beta^2}}. \quad (2.35)$$

А в системі K_e сила, що діє на позитрон, дорівнює:

$$F = qvB_e - qE_e = qv \cdot \frac{\mu_0 \rho_-^0 \cdot v \cdot S}{2a\pi(1-\beta^2)} - q \frac{\rho_+^0 S \cdot v^2}{c^2 2a\pi \cdot \varepsilon_0 \sqrt{1-\beta^2}} = 0, \quad (2.36)$$

незважаючи на те, що умови в системах K і K_e однакові (рис. 2.11). У цьому прикладі, здається, порушується можливість фізичної адаптації, що «є вирішальною умовою реалізації фізичної відносності» [70, с. 8, 9].

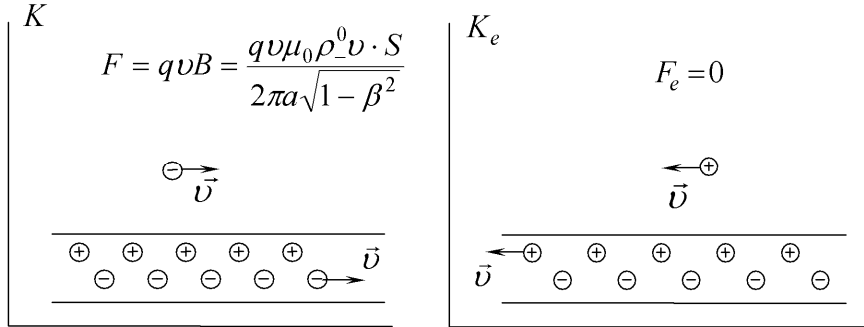


Рис. 2.11. Сила, що діє в ЕМП на електрон в СВ K та позитрон в СВ K_e в традиційній моделі ППС

Якщо ж прийняти модель провідника зі струмом, запроповану нами [19; 20; 25], то розв'язок цієї задачі в системах відліку K і K_e будуть тожні (рис. 2.12) [22; 25].

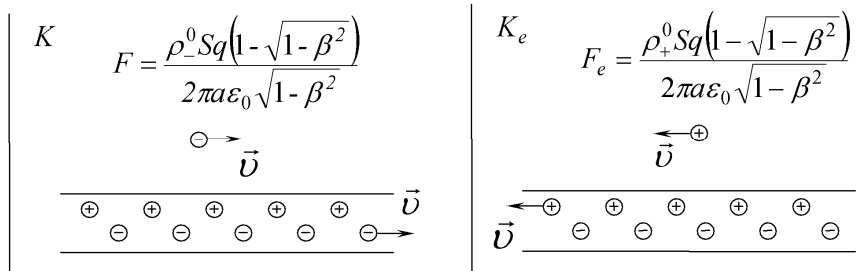


Рис. 2.12. Сила, що діє в електричному полі на електрон в СВ K та позитрон в СВ K_e в моделі ППС, що обговорювалася нами в [19; 20; 25]

Таким чином, обговорюючи релятивістський опис взаємодії двох

ППС, для сили, що діє на одиницю довжини одного зі струмів, одержуємо, як уже відзначалося, погоджений розв'язок в рамках кожної з моделей.

Але виходячи із принципів симетрії й відносності слід визнати, що опис взаємодії двох ППС, моделі яких так інтенсивно використовуються в дидактиці електромагнетизму і який пропонується нами, в максимальній мірі задовольняє міркуванням простоти й певної краси.

Слід зазначити, що при описі взаємодії запропонованих моделей 2-х ППС ми не враховували інші фізичні причини появи додаткових взаємодій, крім тієї, що обговорюється, і яка обумовлена сплюсненням електричного поля рухомої ЗЧ. А саме: електричну взаємодію між ППС, що виникає внаслідок появи на поверхні ППС поверхневих зарядів та електричну взаємодію зумовлену пінч-ефектом в ППС.

Висновки до розділу 2

1. Проведено аналіз навчально-методичної літератури щодо пояснення природи і властивостей СЕППС та стану руху тих поверхневих зарядів, які породжують СЕППС. Виявлено, що протиріччя та суперечності в інтерпретації природи СЕППС стосуються стану руху поверхневих зарядів та потенціальності чи непотенціальності ЕППС.

2. З вихідних принципів знайдено вирази для напруженості електричних полів, що породжується лінійною процесією ЗЧ та рівномірно рухомою зарядженою ниткою і показано, що ці поля непотенціальні.

3. Показано еквівалентність ЕМП зарядженої нитки, що рухається рівномірно, та ППС такої ж довжини, дрейфова швидкість електронів провідності якого дорівнює швидкості руху нитки.

4. На основі ПВ запропоновано пояснення дослідної неспостережуваності непотенціального електричного поля лінійної процесії ЗЧ і таким чином спростовано суперечності в інтерпретації властивостей СЕППС.

5. Показано, що при аналізі будь-яких електродинамічних явищ використання нерелятивістських наближень (формул, виразів, співвідношень) є некоректним. Нехтування навіть мізерними релятивістськими ефектами при аналізі електромагнітних явищ приводить до «втрати» фізичного явища в теоретичному пізнанні [25; 32; 38].

6. Проаналізовано фізичні причини, які можуть приводити до виникнення об'ємного заряду у металевому провіднику з постійним струмом.

7. Показано, що об'ємний заряд в ППС може з'являтися через пінч-ефект і в результаті релятивістських змін густини заряду електронів провідності та іонів кристалічної ґратки при русі їх відносно довільної системи відліку.

8. Проведено аналіз умов нейтральності ППС, які використовуються в навчально-методичній літературі з електродинаміки [65; 67; 46]. Показано їх суперечливість і некоректність в рамках загальноприйнятої моделі ППС.

9. У результаті аналізу ЕМП, яке створюється ППС в традиційній і в запропонованій нами моделі ППС, показано, що при використанні традиційної моделі ППС порушується можливість фізичної адаптації, що «є вирішальною умовою реалізації фізичної відносності» [70, с. 8–9].

10. Запропоновано несуперечливу умову нейтральності ППС [19]

$$\rho_+^0 = -\rho_-^0,$$

згідно з якою нерухомий провідник зі струмом уже у ВСВ характеризується об'ємною густиною заряду (2.18), [19; 25]

$$\rho = \rho_+^0 - \frac{\rho_-^0}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{\rho_0}{\sqrt{1-\beta^2}} (\sqrt{1-\beta^2} - 1).$$

11. З методичною метою подано взаємо узгоджене обґрунтування формул перетворення об'ємних густин заряду і струму при переході від СВ K до СВ K' з допомогою формул перетворення компонентів 4-струму та виходячи із фізичного змісту цих величин, у загальному випадку, коли $V \neq v$, і в рамках кожної із умов нейтральності ППС: $\rho_+^0 = -\frac{\rho_-^0}{\sqrt{1-\beta^2}}$

та $\rho_+^0 = -\rho_-^0$.

та $\rho_+^0 = -\rho_-^0$.

12. У рамках проблемного та задачного підходів показано, за умови нейтральності ППС (2.18), що сила взаємодії паралельних ППС, яка припадає на одиницю довжини кожного із них, з однакою і протилежно один одному направленими струмами, відповідно, дорівнює

$$F_y = \frac{\mu_0 I^2}{2\pi a} \cdot \left\{ 2 \left(1 + \frac{\sqrt{1-\beta^2} - 1}{\beta^2} \right) \right\};$$

$$F_y = \frac{\mu_0 I^2}{2\pi a} \cdot \left\{ \frac{2}{\beta^2} (1 - \sqrt{1-\beta^2}) \right\}.$$

У контексті задачного підходу подано різні прояви електромагнітної взаємодії та різні описи ЕМ взаємодії двох ППС в конкретному прикладі.

При цьому ілюструється ПВ, методика його використання, показується інваріантність величини сили цієї взаємодії, підтверджується вірогідність одержаного результату та відмінність його від класичної формули.

13. Показано, що при переході від однієї системи відліку до іншої

вирази для сили взаємодії між двома паралельними ППС з урахуванням релятивістського «заряду провідника зі струмом» та в традиційній моделі, коли у ВСВ провідник зі струмом нейтральний, перетворюються згідно з вимогами теорії відносності.

14. Інваріантність сили при переході з однієї СВ в іншу в межах традиційної моделі і моделі провідників зі струмом, запропонованої нами в [19; 20; 25] і різні величини цієї сили обумовлені, відповідно однаковим законом перетворення компонентів 4-струму та різною величиною четвертої складової 4-струму у кожній з моделей.

15. На основі дидактичних принципів науковості та методологічної спрямованості при вивченні електродинаміки, послідовності, зв'язку практичного досвіду з науковими положеннями нам вдається проілюструвати: дієвість принципу відносності, принципу відповідності, сформулювати проблему вибору адекватної моделі, діалектику емпіричного і теоретичного в структурі фізичного знання та розуміння зв'язку теорії і експерименту і таким чином методику навчання електродинаміки узгодити, скоординувати з методологією базової науки для формування у студентів світогляду та фізичного стилю мислення, уявлень про методи наукового пізнання.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Акименко М. Методика вивчення явища електромагнітної індукції / М. Акименко, М. Дідович // Фізика та астрономія в школі. – 2001. – № 1. – С. 23–26.
2. Беккер Р. Теория электричества : электронная теория / Р. Беккер ; под ред. Т. П. Кравца ; пер. с нем. Н. Г. Пруссаковой. – Изд. 3-е. – М. : URSS, 2010. – 391 с. : ил., табл. – (Физико-математическое наследие (ФМН): физика (электродинамика)).
3. Брагинский В. Б. Физические эксперименты с пробными телами / В. Б. Брагинский. – М. : Наука, 1970. – 136 с.
4. Бредов М. М. Классическая электродинамика : учеб. пособие / М. М. Бредов, В. В. Румянцев, И. Н. Топтыгин ; под ред. И. Н. Топтыгина. – СПб. [и др.] : Лань, 2003. – 398, [1] с. : ил., табл.
5. Бугайов О. І. Сучасний погляд на розвиток наочності навчання фізики / О. І. Бугайов // Вісник Чернігівського державного педагогічного університету ім. Т. Г. Шевченка. Серія «Педагогічні науки» : [зб. наук. праць]. – Чернігів : ЧДПУ, 2001. – Вип. 9. – С. 5–8.
6. Вакарчук І. О. Квантова механіка : підручник / І. О. Вакарчук. – [2-ге вид., доп.]. – Львів : ЛНУ імені Івана Франка, 2004. – 784 с.
7. Вознюк С. Ю. Формування поняття «електромагнітне поле» на основі фундаментальних фізичних понять / С. Ю. Вознюк, В. І. Кульчицький // Фізика та астрономія в школі. – 1999. – № 4. – С. 43–47.
8. Гончаренко С. У. Принцип фундаменталізації освіти / С. У. Гончаренко // Наукові записки. Серія «Педагогічні науки». – Кіровоград : РВЦ КДПУ ім. В. Винниченка, 2004. – Вип. 55. – С. 3–8.
9. Гончаренко С. У. Фізика, 10 кл. : пробн. навч. посіб. для ліцеїв та кл. природн.-наук. профілю / С. У. Гончаренко. – К. : Освіта, 1998. – 445 с.
10. Гончаренко С. У. Формування наукового світогляду учнів під час вивчення фізики : посібн. для вчителя / С. У. Гончаренко. – К. : Рад. шк., 1990. – 208 с.
11. Гришук В. В. Релятивістські ефекти при взаємодії електричних зарядів та струмів / В. В. Гришук, М. Т. Мордовець // Вісник Чернігівського державного педагогічного університету ім. Т. Г. Шевченка. Серія «Педагогічні науки». – Чернігів : ЧДПУ, 2002. – Вип. 13 : у 2 т. – Т. 2. – С. 180–181.
12. Дідович М. М. Формування поняття вихрового електричного поля / М. М. Дідович // Фізика та астрономія в школі. – 2005. – № 4. – С. 30–32.
13. Иродов И. Е. Основные законы электромагнетизма : [учеб.

пособие для вузов] / И. Е. Иродов. – М. : Высшая школа, 1991. – 288 с.

14. Иродов И. Е. Электромагнетизм. Основные законы : учебное пособие для студентов физических специальностей высших учебных заведений / И. Е. Иродов. – 7-е изд. – М. : Бинوم. Лаб. знаний, 2010. – 319 с. : ил., табл. – (Технический университет. Общая физика).

15. Коновал А. А. Вывод уравнения Максвелла для токов смещения / А. А. Коновал. – К., 1988. – 9 с. – Статья деп. в УкрНИИТИ, № 2693-Ук88.

16. Коновал А. А. Дидактическое значение адекватных электродинамических моделей / А. А. Коновал, П. И. Самойленко, А. В. Сергеев // Среднее профессиональное образование : прил. к ежемесячному теоретическому и научно-метод. журн. «СПО». – 2002. – № 4. – С. 136–145.

17. Коновал А. А. Закон Био-Савара для зарядов, движущихся с релятивистскими скоростями / А. А. Коновал // Комп'ютерне моделювання та інформаційні технології в освітній діяльності : [зб. наук. пр.] – Кривий Ріг : Вид. від. КДПУ, 1999. – С. 147–148.

18. Коновал А. А. Замечание к закону Био-Савара / А. А. Коновал, В. П. Панов. – М., 1980. – 10 с. – Статья деп. в ВИНТИ, № 4316-80.

19. Коновал А. А. Заряжен ли проводник, по которому протекает ток? / А. А. Коновал, В. П. Панов. – М., 1980. – 12 с. – Статья деп. в ВИНТИ, № 4318-80.

20. Коновал А. А. Релятивистская интерпретация взаимодействия двух длинных токов / А. А. Коновал. – К., 1980. – 12 с. – Статья деп. в УкрНИИТИ, № 4 Ук-Д84.

21. Коновал О. А. Використання програмного модуля «Компонент» для моделювання відносності електричного і магнітного полів / О. А. Коновал, О. В. Вершинін, О. В. Зуєв // Вісник Чернігівського державного педагогічного університету ім. Т. Г. Шевченка. Серія «Педагогічні науки» : [зб. наук. пр.]. – Чернігів : ЧДПУ, 2008. – Вип. 57. – С. 189–195.

22. Коновал О. А. Відносність електричного і магнітного полів : монографічний навч. посіб. для студ. вищих навч. закладів / О. А. Коновал ; Міністерство освіти і науки України ; Криворізький державний педагогічний університет. – Кривий Ріг : Видавничий дім, 2008. – 248 с. : іл.

23. Коновал О. А. Властивості і моделювання електромагнітного поля рухомої зарядженої частинки / О. А. Коновал, О. В. Швидкий // Матеріали ІХ Всеукраїнської наукової конференції «Фундаментальна та професійна підготовка фахівців з фізики» / уклад. : М. І. Шут, Т. Г. Січкарь. – К. : НПУ, 2004. – С. 52.

24. Коновал О. А. Властивості струмів зміщення / О. А. Коновал // Теорія та методика навчання математики, фізики, інформатики : [зб. на-

ук. пр.] – Кривий Ріг : Вид. від. НацМетАУ, 2002. – Вип. 2 : у 3 т. – Т. 2 : Теорія та методика навчання фізики. – С. 138–145.

25. Коновал О. А. Електричне поле провідника зі струмом / О. А. Коновал // Дидактика дисциплін фізико-математичної та технологічної освітніх галузей : збірник наук. пр. Кам'янець-Подільського держ. пед. ун-ту. Серія педагогічна. – Кам'янець-Подільський : К-ПДПУ, інф.-вид. від., 2002. – Вип. 8. – С. 265–275.

26. Коновал О. А. Задачі з класичної та релятивістської електродинаміки : [навч. посіб. для студ. вищ. пед. навч. закл.] / О. А. Коновал ; Криворізький державний педагогічний університет. – Кривий Ріг : Видавничий дім, 2006. – 158 с. : іл.

27. Коновал О. А. Закон Біо-Савара в релятивістській формі / О. А. Коновал // Наукові записки. Серія «Педагогічні науки». – Кіровоград : РВЦ КДПУ ім. В. Винниченка, 2002. – Вип. 42. – С. 159–165.

28. Коновал О. А. Лекції з класичної та релятивістської електродинаміки : [навч. посіб. для студ. фіз. спец. пед. ун-тів] / О. А. Коновал ; Криворізький державний педагогічний університет. – Кривий Ріг : Видавничий дім, 2006. – 202 с. : іл.

29. Коновал О. А. Механізм виникнення магнітного поля при русі протонів / О. А. Коновал // Теорія та методика вивчення природничо-математичних і технічних дисциплін : Наукові записки Рівненського держ. гуманіт. ун-ту : [зб. наук.-метод. пр.]. – Рівне : РДГУ, 2002. – Вип. 4. – С. 123–125.

30. Коновал О. А. Моделювання струмів зміщення / О. А. Коновал, О. М. Степанюк // Сучасні технології в науці та освіті : [зб. наук. пр.] : у 3 т. – Т. 3. – Кривий Ріг : Видавничий відділ КДПУ, 2003. – С. 50–54.

31. Коновал О. А. Недоліки традиційної методики навчання електродинаміки / О. А. Коновал // Теорія та методика навчання математики, фізики, інформатики : [зб. наук. пр.]. – Кривий Ріг : Видавничий відділ НМетАУ, 2010. – Вип. 8 : у 4 т. – Т. 2 : Теорія та методика навчання фізики. – С. 134–140.

32. Коновал О. А. Непотенціальність електричного поля рухомої зарядженої частинки і закон електромагнітної індукції / О. А. Коновал // Вісник Чернігівського державного педагогічного університету ім. Т. Г. Шевченка. Серія «Педагогічні науки» : [зб. наук. пр.] : у 2 т. – Чернігів : ЧДПУ, 2002. – Вип. 13. – Т. 2. – С. 192–195.

33. Коновал О. А. Основи електродинаміки : [навч. посіб. для студ. вищ. пед. навч. закл.] / О. А. Коновал ; Міністерство освіти і науки України ; Криворізький державний педагогічний університет. – Кривий Ріг : Видавничий дім, 2008. – 347 с. : іл.

34. Коновал О. А. Особливості методики формування поняття «маг-

нітне поле» / О. А. Коновал // Фізика та астрономія в школі. – 2002. – № 3. – С. 24–26.

35. Коновал О. А. Принцип відносності і електромагнітне поле рухомої зарядженої частинки / О. А. Коновал // Теорія та методика навчання математики, фізики, інформатики : [зб. наук. пр.]. – Кривий Ріг : Вид. від. НМетАУ, 2006. – Вип. 6 : у 3 т. – Т. 2 : Теорія та методика навчання фізики. – С. 258–262.

36. Коновал О. А. Принцип відносності і закон електромагнітної індукції / О. А. Коновал // Вісник Чернігівського державного педагогічного університету ім. Т. Г. Шевченка. Серія «Педагогічні науки» : [зб. наук. пр.]. – Чернігів : ЧДПУ, 2004. – Вип. 23. – С. 171–177.

37. Коновал О. А. Струми зміщення і магнітне поле постійних струмів / О. А. Коновал // Наукові записки Нац. пед. ун-ту ім. М. П. Драгоманова : [зб. наук. ст.] / укл. П. В. Дмитренко, Л. Л. Макаренко, В. П. Сергієнко. – К. : НПУ, 2002. – Вип. 48. – С. 150–157.

38. Коновал О. А. Теоретичні та методичні основи вивчення електродинаміки на засадах теорії відносності : [монографія] / О. А. Коновал ; Міністерство освіти і науки України ; Криворізький державний педагогічний університет. – Кривий Ріг : Видавничий дім, 2009. – 346 с. : іл.

39. Коновал О. А. Теоретичні і методичні засади вивчення електродинаміки як релятивістської теорії у вищих педагогічних навчальних закладах : дис. ... докт. пед. наук : 13.00.02 / Коновал Олександр Андрійович ; керівник роботи А. В. Касперський ; НПУ ім. М.П. Драгоманова. – К., 2010. – 488 с.

40. Кучерук І. М. Загальний курс фізики : у 3 т. : [навч. посіб. для студ. вищ. тех. і пед. закл. освіти] / І. М. Кучерук, І. Т. Горбачук, П. П. Луцик ; за ред. І. М. Кучерука. – Т. 2 : Електрика і магнетизм. – К. : Техніка, 2001. – 452 с.

41. Ландау Л. Д. Теория поля / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – М. : Наука, 1967. – 460 с.

42. Ландау Л. Д. Теория поля / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – М. : Наука, 1973. – 504 с.

43. Ландау Л. Д. Электродинамика сплошных сред / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – М. : Наука, 1957. – 532 с.

44. Левич В. Г. Курс теоретической физики : в 2 т. / В. Г. Левич. – Т. 1. – М. : Наука, 1969. – 912 с.

45. Логунов А. А. Лекции по теории относительности и гравитации : соврем. анализ проблемы : учеб. для студентов вузов, обучающихся по направлению и специальности «Физика» / А. А. Логунов. – 2-е изд. – М. : Наука, 2005. – 317, [1] с. : ил. – (Классический университетский учеб-

ник/ Моск. гос. ун-т им. М. В. Ломоносова).

46. Мартинсон М. Л. О плотности заряда внутри проводника с током / М. Л. Мартинсон, А. В. Недоспасов // Успехи физических наук. – 1993. – Т. 163. – № 1. – С. 91–92.

47. Матвеев А. Н. Электричество и магнетизм : учебное пособие / А. Н. Матвеев. – Изд. 3-е, стер. – Санкт-Петербург [и др.] : Лань, 2010. – 459, [4] с. : ил., табл. – (Лучшие классические учебники) (Классическая учебная литература по физике) (Знание. Уверенность. Успех!).

48. Матвеев А. Н. Электродинамика и теория относительности / А. Н. Матвеев. – М. : Высшая школа, 1964. – 435 с.

49. Медведев Б. В. Начала теоретической физики : механика, теория поля, элементы квантовой механики : учебное пособие для студентов высших учебных заведений, обучающихся по физико-техническим и инженерно-физическим направлениям подготовки и специальностям / Б. В. Медведев. – Изд. 2-е, испр. и доп. – М. : Физматлит, 2007. – 598 с. : ил. – (Фундаментальная и прикладная физика).

50. Мултановский В. В. Курс теоретической физики : Классич. электродинамика : [для физ.-мат. фак.] / В. В. Мултановский, А. С. Василевский. – М. : Просвещение, 1990. – 270, [1] с. : ил. – (Учеб. пособие для пед. ин-тов).

51. Немнюгин С. А. Turbo Pascal / С. А. Немнюгин. – СПб. : Издательство «Питер», 2001. – 496 с. : ил.

52. Николаев Г. В. Парадокс Фейнмана и асимметрия лабораторной и движущейся систем отсчета / Г. В. Николаев. – М., 1975. – 20 с. – Статья деп. в ВИНТИ, рег. №1937-75.

53. Николаев Г. В. Токи смещения и радиальное магнитное поле движущегося заряда / Г. В. Николаев. – М., 1978. – 30 с. – Статья депонирована в ВИНТИ, рег. № 3487-78.

54. Пановский В. Классическая электродинамика / В. Пановский, М. Филипс. – М. : ГИФМЛ, 1963. – 432 с.

55. Парселл Э. Электричество и магнетизм : Берклеевский курс физики : учеб. пособие для студентов вузов, обучающихся по направлениям 510000 "Естеств. науки и математика", 550000 "Техн. науки", 540000 "Пед. науки" / Э. Парселл ; [пер. А. И. Шальников, А. О. Вайсенберг]. – Изд. 4-е, стер. – Санкт-Петербург [и др.] : Лань, 2005. – 415 с. : ил., табл. – (Классическая учебная литература по физике) (Лучшие классические учебники) (Учебники для вузов. Специальная литература).

56. Пеннер Д. И. Электродинамика и теория относительности / Д. И. Пеннер, В. А. Угаров. – М. : Просвещение, 1980. – 271 с.

57. Пинский А. А. Релятивистские идеи в преподавании физики : дис. ... д-ра пед. наук : 13.00.02 / Аркадий Аронович Пинский ; НИИ

содержания и методов обучения АПН СССР. – М., 1974. – 349 с.

58. Рязанов Г. А. Опыты и моделирование при изучении электромагнитного поля / Г. А. Рязанов. – М. : Наука, 1966. – 208 с.

59. Савельев И. В. Курс общей физики : в 3 т. / И. В. Савельев. – Т. 2 : Электричество и магнетизм. Волны. Оптика. – М. : Наука, 1978. – 480 с.

60. Савельев И. В. Основы теоретической физики : в 2 т / И. В. Савельев. – Изд. 3-е, стер. – СПб. [и др.] : Лань, 2005. – (Лучшие классические учебники. Физика). – Т. 1: Механика. Электродинамика. – 2005. – 493 с. : ил.

61. Сивухин Д. В. Общий курс физики : в 5 т. / Д. В. Сивухин. – Т. 3 : Электричество. – М. : Наука, 1977. – 688 с.

62. Слабкий Л. И. Методы и приборы предельных измерений в экспериментальной физике / Л. И. Слабкий. – М. : Наука, 1973. – 272 с.

63. Тамм И. Е. Основы теории электричества : учеб. пособие для студентов физ. специальностей ун-тов / И. Е. Тамм. – 11-е изд., испр. и доп. – М. : Физматлит, 2003. – 615 с. : ил.

64. Терлецкий Я. П. Электродинамика : учеб. пособие [для студ. физ. спец. ун-тов] / Я. П. Терлецкий, Ю. П. Рыбаков. – М. : Высшая шк., 1990. – 352 с.

65. Угаров В. А. Специальная теория относительности : учеб. пособие для студентов физ.-мат. фак. пед. ин-тов / В. А. Угаров. – Изд. третья, стер. – М. : УРСС, 2005. – 383 с. : ил.

66. Фейнман Р. Фейнмановские лекции по физике : в 9 т. / Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. – Т. 6 : Электродинамика. – М. : URSS, 2010. – 346 с.

67. Фейнман Р. Фейнмановские лекции по физике: в 9 т. / Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. – Т. 5 : Электричество и магнетизм. – М. : URSS, 2010. – 299 с.

68. Физическая энциклопедия : в 5 т. / под ред. А. М. Прохорова. – Т. 5. – М. : Советская энциклопедия, 1998. – 691 с.

69. Фок В. А. Теория пространства, времени и тяготения / В. А. Фок. – 3-е изд. – М. : Изд-во ЛКИ, 2007. – 563 с.

70. Фок В. А. Теория Эйнштейна и физическая относительность / В. А. Фок. – Изд. 2-е, испр. – М. : Либроком, 2010. – 83, [1] с. – (Физико-математическое наследие: физика (общая теория относительности)).

71. Чудинов Э. М. Эквивалентные описания и проблема истины в физике / Э. М. Чудинов // Методологические проблемы физики : [сборник статей]. – М. : Знание, 1981. – С. 42–64. – (Новое в жизни, науке и технике. Серия «Физика». – № 1).

72. Шапиро И. С. К истории открытия уравнений Максвелла /

И. С. Шапиро // Успехи физических наук. – 1972. – Т. 108. – Вып. 2. – С. 319–333.

73. Эйнштейн А. Собрание научных трудов : в 4 т. / Альберт Эйнштейн. – Т. 4. – М. : Наука, 1967. – 600 с.

74. Эйнштейн А. Собрание научных трудов : в 4 т. / Альберт Эйнштейн. – Т. 1. – М. : Наука, 1965. – 700 с.

75. Яворский Б. М. Основы физики : в 2 т. / Б. М. Яворский, А. А. Пинский. – Т. 1 : Механика. Молекулярная физика. Электродинамика. – М. : Наука, 1981. – 480 с.

76. Яворский Б. М. Основы физики : в 2 т. / Б. М. Яворский, А. А. Пинский. – Т. 2. – М. : Наука, 1972. – 436 с.

77. Morton N. Electric and magnetic forces between parallel-wire conductors / N. Morton // Phys. Educ. – 1979. – V. 14. – № 6. – С. 369–373.

ДОДАТКИ

А. Сила взаємодії між двома рівномірно зарядженими нитками в СВ K та у власній СВ K'

Задача: Розглянемо дві паралельні рівномірно заряджені нитки. У власній СВ K' довжина кожної l' , густина заряду τ' , віддаль між нитками d і вони орієнтовані вздовж вісі $O'X'$ (рис. А.1). Система відліку K' рухається з швидкістю $\vec{V} = \text{const}$ вздовж осі OX СВ K .

Знайти силу взаємодії між такими зарядженими нитками в СВ K .

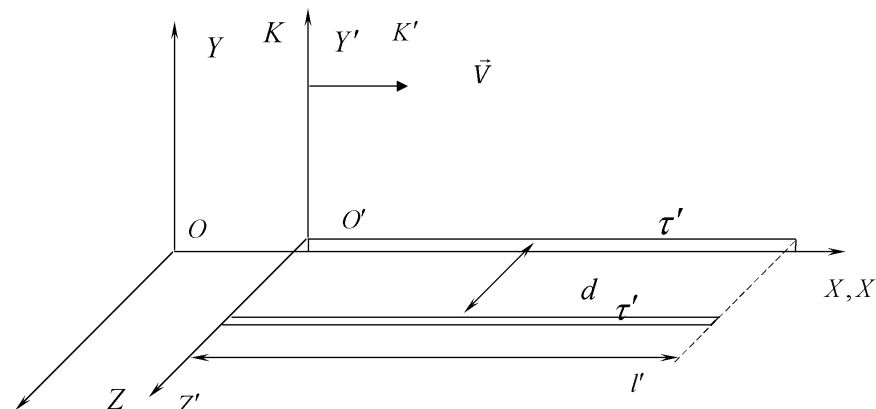


Рис. А.1. Взаємодія двох рівномірно заряджених ниток

Розв'язання: Для сили взаємодії F'_z у СВ K' маємо

$$F'_z = \int_0^{l'} E'_z \cdot \tau' \cdot dx' = \frac{2\tau'^2}{4\pi\epsilon_0 d} (\sqrt{d^2 + l'^2} - d), \quad (\text{A.1})$$

де E'_z визначається:
$$E'_z = \frac{\tau'}{4\pi\epsilon_0 d} \cdot \left\{ \frac{l' - x'}{\sqrt{(x' - l')^2 + d^2}} + \frac{x'}{\sqrt{x'^2 + d^2}} \right\}.$$

У СВ K результуюча сила взаємодії дорівнює геометричній сумі електричної сили та магнітної сили.

Відмітимо, що за формулами перетворення компонент сили при переході від СВ K' до СВ K маємо

$$\gamma F_z = \gamma' F'_z,$$

де $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}, \gamma' = \frac{1}{\sqrt{1-\beta'^2}}, v, v'$ – швидкості руху взаємодіючих тіл відносно СВ K та СВ K' відповідно.

В даному випадку $v' = 0$, тому зв'язок між F_z і F'_z повинен бути таким

$$F_z = F'_z \cdot \sqrt{1-\beta^2}. \quad (\text{A.2})$$

Сили електричної і магнітної взаємодії між нитками в СВ K дорівнюють відповідно

$$F_z^E = \int_0^{l\sqrt{1-\beta^2}} E_z \cdot \tau \cdot dx = \frac{2\tau'^2}{4\pi\epsilon_0 d \sqrt{1-\beta^2}} (\sqrt{d^2 + l'^2} - d) \quad (\text{A.3})$$

$$F_z^B = \int_0^{l\sqrt{1-\beta^2}} v \cdot B_y \cdot \tau \cdot dx = \frac{2\tau'^2 v^2 \mu_0}{4\pi d \sqrt{1-\beta^2}} (\sqrt{d^2 + l'^2} - d)$$

Сумарна сила взаємодії між нитками: $F_z = F_z^E - F_z^B = F'_z \cdot \sqrt{1-\beta^2}$, що і вимагає теорія відносності.

Очевидно, що при знаходженні сили взаємодії між нитками на основі класичного закону Біо-Савара, вимога (A.2) не була б виконана.

Б. Взаємодія між двома ППС, моделі яких в традиційній методиці навчання електродинаміки неперіодно ідеалізовані

Задача: Модель двох взаємодіючих ППС зображена на рис. Б.1. Нехай в СВ K швидкості руху ЗЧ в них дорівнюють \vec{v} , лінійна густина зарядів в ВСВ $|\tau_0^+| = |\tau_0^-| = \tau_0$. Відстань між ППС дорівнює a . Знайти силу взаємодії між ППС.

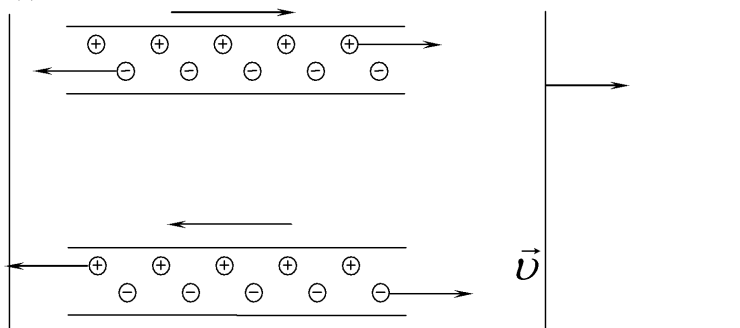


Рис. Б.1. Моделі двох ППС, в яких позитивні іони і електрони мають однакові за величиною, але протилежно направлені швидкості руху їх

Розв'язання: Щоб обчислити силу, що діє на одиницю довжини одного з таких провідників з боку іншого в лабораторній системі відліку (ЛСВ) K , необхідно обчислити силу, що діє на позитивні носії заряду у власній системі відліку і на негативно ЗЧ у своїй ВСВ. Потім значення цих сил перерахувати, згідно формулам перетворення компонент сил [65; 22; 38] в СВ K .

Ясно, що сили, які діють на позитивні і негативні носії заряду першого провідника в їх власних системах відліку, матимуть електричну природу. Електричне поле у ВСВ позитивних чи негативних носіїв заряду першого провідника обумовлене різною величиною лінійної густини позитивного і негативного зарядів другого провідника.

1-й спосіб. Тоді на позитивні заряди 1-го провідника в їх ВСВ, які розташовані на тій же довжині, що і в СВ K ($\Delta l = \Delta l' \sqrt{1-\beta^2}$, де $\beta = \frac{v}{c}$) діє сила з боку електричного поля 2-го провідника, що дорівнює:

$$F'_+ = \tau_0 \cdot \Delta l' \cdot E_2 = \tau_0 \cdot \Delta l' \cdot \frac{\tau_2}{2\pi\epsilon_0 \cdot a}, \quad (\text{Б.1})$$

де $\tau_2 = \tau_2^+ - \tau_2^- = \frac{\tau_0}{\sqrt{1-(\beta_2^+)^2}} - \tau_0 = \frac{2\tau_0\beta^2}{(1-\beta^2)}$ – результуюча лінійна густина заряду 2-го ППС з точки зору СВ, пов'язаною з позитивними носіями заряду 1-го ППС; $\beta_2^+ = \frac{v_2^+}{c} = \frac{1}{c} \left(\frac{v+v}{1+\beta^2} \right)$; a – відстань між струмами.

Оскільки потрібно знайти силу, що діє на довжину Δl провідника в СВ K , то остаточно маємо, урахувавши вираз для величини τ_2 , та $\Delta l = \Delta l' \sqrt{1-\beta^2}$:

$$F'_+ = \frac{\tau_0^2 \cdot \beta^2 \cdot \Delta l}{\pi\epsilon_0 \cdot a(1-\beta^2)^{3/2}}. \quad (\text{Б.2})$$

Така ж сама за величиною (внаслідок симетрії задачі) сила відштовхування F'_- діє і на негативні заряди 1-го провідника в їх ВСВ з боку електричного поля 2-го провідника.

Оскільки СВ, які зв'язані з носіями заряду 1-го провідника, мають швидкість v відносно СВ K , то сила, що діє на відрізок Δl в СВ K буде дорівнювати (згідно з формулам перетворення поперечних складових сили (1.20) [38; 22])

$$F_y = F'_y \sqrt{1-\beta^2} = (F'_+ + F'_-) \cdot \sqrt{1-\beta^2} = \frac{\mu_0 I^2}{2\pi a} \cdot \Delta l, \quad (\text{Б.3})$$

де сила струму $I = \frac{2\tau_0 v}{\sqrt{1-\beta^2}}$.

Таким чином, розглядаючи лише електричні сили, знайдено звичайний вираз для сили, що діє на довжину Δl одного з них з боку магнітного поля іншого ППС.

2-й спосіб. Такий самий результат може бути отриманий шляхом знаходження сил, що діють на рухомі ланцюжки позитивних і негативних носіїв заряду 1-го провідника в магнітному полі, створеному 2-м струмом. Електричне поле другого ППС в СВ K відсутнє ($E_2=0$), завдяки рівним, але протилежно напрямленим, швидкостям негативних і позитивних носіїв заряду.

Індукція магнітного поля, що створюється другим струмом в СВ K дорівнює

$$B_2 = \int_{-\infty}^{\infty} |d\vec{B}| = \frac{\mu_0 \tau_0 v}{\pi \cdot a \sqrt{1-\beta^2}} = \frac{\mu_0 I}{2\pi a} \downarrow, \quad (Б.24)$$

де $d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I |d\vec{l}, \vec{r}| \cdot (1-\beta^2)}{r^3 (1-\beta^2 \sin^2 \theta)^{3/2}}$ – закон Біо-Савара в релятивістській формі [27] (див. розділ 2); тут \vec{r} – радіус-вектор проведений із миттєвого положення елемента струму $\frac{\tau_0 dl}{\sqrt{1-\beta^2}}$ в дану точку поля; θ – кут між \vec{v} і \vec{r} .

Тоді сила, що діє на відрізок довжини Δl першого провідника з боку магнітного поля другого провідника, рівна:

$$F_y = 2 \cdot \frac{\tau_0 \cdot \Delta l}{\sqrt{1-\beta^2}} \left[\vec{v}, \vec{B}_2 \right] = \frac{\mu_0 I^2}{2\pi a} \Delta l,$$

що, природно, збігається з виразом (Б.3).

Розв'язання цієї задачі двома способами є гарною ілюстрацією застосування принципів СТВ для розрахунку конкретних фізичних моделей. Було показано також, що необхідно враховувати релятивістські поправки у законі Біо-Савара, і в електричних полях рухомих носіїв заряду.

В. Графіки функцій $f_{\uparrow\downarrow}(v) = \left\{ \frac{2}{\beta^2} (1 - \sqrt{1-\beta^2}) \right\}$,

$$f_{\uparrow\uparrow}(v) = 2 \left(1 + \frac{\sqrt{1-\beta^2} - 1}{\beta^2} \right)$$

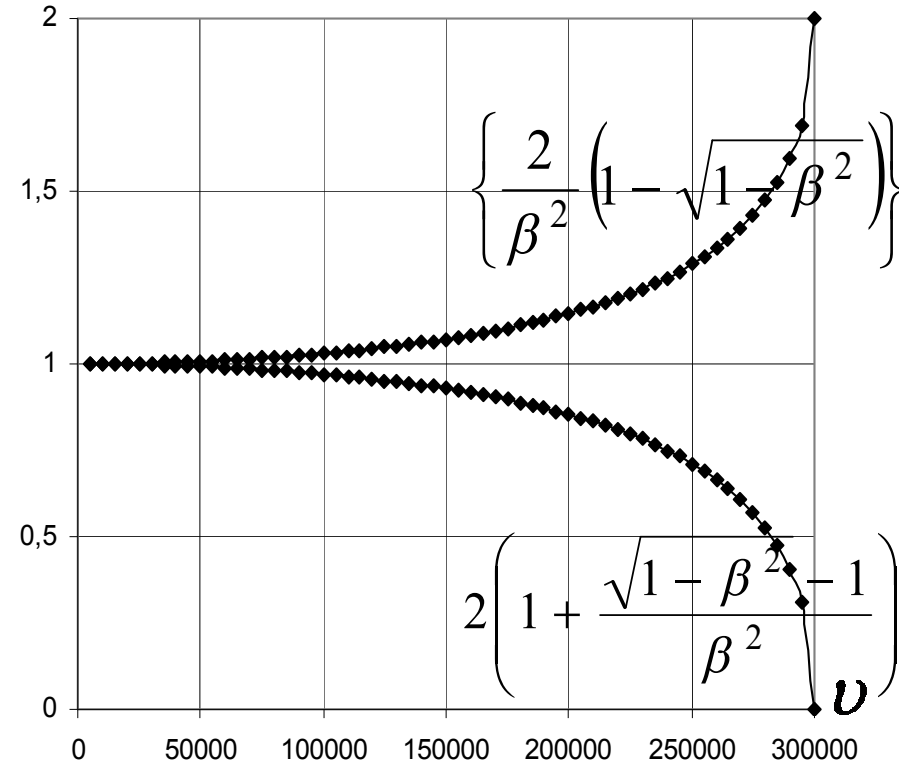


Рис. В.1

Навчальне видання

Коновал Олександр Андрійович

ЕЛЕКТРОДИНАМІКА І ТЕОРІЯ ВІДНОСНОСТІ

Навчальний посібник
для студентів фізичних спеціальностей
педагогічних університетів

Комп'ютерний набір та верстка О. А. Коновал,
І. О. Теплицький

Редактор І. О. Теплицький

Підп. до друку 04.07.2011
Папір офсетний №1
Ум. друк. арк. 7,73

Формат 80×84 1/16
Зам. №0407
Тираж 300 прим.

Віддруковано у КП «Жовтнева районна друкарня»
50014, м. Кривий Ріг, вул. Електрична, 5.
Тел. (056) 407-29-02

E-mail: KonovalOA@gmail.com