

*Кульчицький В.І.,
Тернопільський національний технічний університет імені Івана Пулюя*

ФОРМУВАННЯ ФУНДАМЕНТАЛЬНИХ ФІЗИЧНИХ ПОНЯТЬ У СТУДЕНТІВ У ПРОЦЕСІ ВИВЧЕННЯ ЕФЕКТУ КОМПТОНА

У роботі розглядається формування фундаментальних фізичних понять у студентів технічних спеціальностей вузів у процесі вивчення теми «Ефект Комптона» розділу «Квантова оптика». Розроблено методика формування у студентів технічних спеціальностей вузів фундаментальних фізичних понять симетрія, відносність, ймовірність, електромагнітна взаємодія, фотон з точки зору сучасних фізичних теорій.

***Ключові слова.** Фундаментальні фізичні поняття, система фундаментальних фізичних понять, квантова оптика, ефект Комптона, методика формування фундаментальних фізичних понять.*

Вивченню явищ квантової оптики у технічних вузах приділяється значна увага, оскільки вони лежать в основі багатьох виробничих та наукових застосувань. Окрім того зміст фундаментальних понять **електромагнітне поле, електромагнітна взаємодія та фотон** навряд чи може бути розкритий поза детальним аналізом фізичної природи електромагнітного випромінювання.

Разом з тим, у підручниках фізики для технічних вузів [2], [3], які використовуються в даний час, присутні неточності, які перешкоджають правильному розумінню понять, згаданих вище. Більше того, подання матеріалу та вживані у них відповідні означення не у повній мірі розкривають зміст фундаментального фізичного поняття фотон, яке використовується у сучасній фізиці як науці [1; 4; 5; 6; 7; 8; 9; 10]. Ми пропонуємо підхід, який дозволяє уникнути цих недоліків, одночасно роблячи навчальний матеріал більш доступним студентам.

Тому **метою статті** є формування фундаментальних фізичних понять (ФФП) у студентів технічних вузів у процесі вивчення теми «Ефект Комптона» розділу «Квантова оптика». та застосування ідей симетрії, відносності, ймовірності, електромагнітної взаємодії у процесі вивчення студентами квантової оптики з точки зору сучасних фізичних теорій [1, с. 143-175; 4, с.252-288; 5, с. 415-430; 6, с. 149-181; 7, с. 32-45; 8, с.259-324; 9].

На нашу думку, у студентів технічних вузів вивчення властивостей електромагнітного поля (ЕМП) та формування понять електромагнітної взаємодії та фотон доцільно будувати на основі **ФФП**, зокрема таких як **ймовірність, відносність, симетрія та взаємодія**. Останнє не лише дозволяє провести структурування навчального матеріалу розділу «Квантова оптика», але й дає змогу продемонструвати студентам технічних вузів пізнавальну продуктивність ідей відносності, ймовірності, симетрії та взаємодії, які пронизують всю сучасну фізику [1; 5; 6; 7; 8; 9].

Зупинимось на основних моментах підходу, який ми пропонуємо.

Після виведення формули Планка, яка зв'язує випускаючу здатність абсолютно чорного тіла із рівноважною густиною енергії теплового випромінювання, встановлення властивостей тормозного рентгенівського випромінювання та вивчення фотоэффекту, поглиблюємо зміст фундаментального фізичного поняття фотон, користуючись співвідношеннями теорії відносності [1, с. 143-169; 7, с. 38-42]. Приходимо до висновку, що світлу властивий корпускулярно-хвильовий дуалізм. Особливо чітко проявляються корпускулярні властивості світла у явищі, яке отримало назву ефект Комптона - пружне розсіювання електромагнітного випромінювання на вільних електронах, що супроводжується збільшенням довжини хвилі; спостерігається при розсіюванні випромінювання малих довжин хвиль - рентгенівського та гамма-випромінювання. У 1922-1923 рр. А. Комптон досліджував за допомогою рентгенівського спектрографа спектральний склад розсіяних у парафіні рентгенівських променів [1, с. 153-164; 7, с. 42-45].

З класичної точки зору рентгенівські промені являють собою електромагнітні хвилі, які здатні викликати в атомах вимушені коливання електронів. Тому розсіювання рентгенівських променів мало б описуватись такими самими законами, як і класичне розсіювання видимих променів. З цих законів випливає, що: 1) при розсіюванні не змінюється довжина хвилі; 2) індикатриса розсіювання визначається співвідношенням:

$$I = I_0(1 + \cos^2 \varphi) \quad (1)$$

де φ - кут між напрямком падаючих і розсіяних променів. Експериментальна перевірка показує, що співвідношення (1) добре справджується лише для рентгенівських променів не дуже короткої довжини хвилі; для коротких довжин хвиль мають місце значні відхилення від співвідношення (1). Також можна було прийти до висновку (по зміні коефіцієнта поглинання), що при розсіюванні короткохвильових рентгенівських променів змінюється їх довжина хвилі. Крім того, спостерігаються помітні відхилення і від очікуваної залежності коефіцієнта розсіювання k від кількості розсіяних електронів. Коефіцієнт розсіювання k рентгенівських променів повинен бути пропорційний числу розсіяних електронів n_e , які припадають на одиницю об'єму речовини. Оскільки $n_e = Zn_0$, де Z - кількість електронів в атомі і n_0 - кількість атомів в одиниці об'єму, то

$$k \cong Zn_0. \quad (2)$$

Кількість атомів в одиниці об'єму виражається через густину речовини ρ , атомне число A і число Авогадро N_A наступним співвідношенням: $n_0 = \frac{N_A \rho}{A}$.

Підставивши це значення n_0 в (2), знайдемо:

$$\frac{k}{\rho} \cong N_A \frac{Z}{A} \quad (3)$$

Для всіх атомів співвідношення Z/A близьке до 1/2, тому із співвідношення (3) випливає, що k/ρ повинно бути приблизно постійним для всіх речовин і для всіх довжин хвиль. Останній з цих висновків не справджується: відношення k/ρ значно зростає із збільшенням довжини хвилі [1, с. 153-164; 7, с. 42-45].

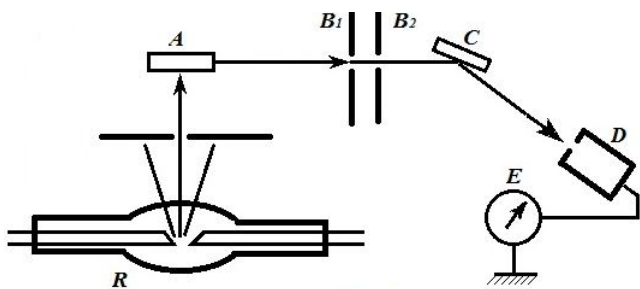


Рис. 1

Такі експериментальні відхилення розсіювання рентгенівських променів від очікуваних закономірностей потребували подальших експериментальних досліджень. Схема досліду Комптона подана на рис. 1, де R - рентгенівська трубка, A - речовина, у якій розсіювались рентгенівські промені

B_1, B_2 - система діафрагм, які виділяють із розсіяних променів вузький промінь. Цей пучок падав потім на рентгенівський спектрограф з кристалом C та іонізаційною камерою D . Було виявлено, що в розсіяному випромінюванні є як промені з довжиною хвиль λ , що збігається з довжиною хвилі первинних променів, так і промені з довжиною хвилі $\lambda' > \lambda$. Отже, поряд із класичним розсіюванням з незмінною довжиною хвилі, існує розсіювання з довжиною хвилі, зміщеною в бік більших довжин хвиль. Цей новий тип розсіювання отримав назву **ефекту Комптона** [1, с. 153-158; 7, с. 42].

Подальші дослідження показали, що комптонівське розсіювання підпорядковується наступним закономірностям: 1) воно інтенсивне для речовин з малим атомним числом і малої інтенсивності для речовин з великим атомним числом;

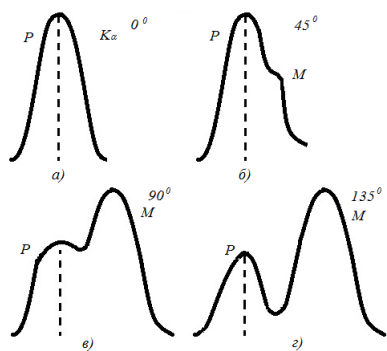


Рис. 2

2) при збільшенні кута розсіювання інтенсивність комптонівського розсіювання зростає (інтенсивність класичного розсіювання падає зі збільшенням кута розсіювання); 3) зсув довжини хвилі залежить від кута розсіювання, а саме, вона зростає при збільшенні кута розсіювання; 4) при однакових кутах розсіювання величина зсуву однакова для всіх речовин, які розсіюють. Ці закономірності ілюструються рис. 2, на якому зображено результат спостереження розсіювання рентгенівських променів від графіту при різних кутах розсіювання. На верхній частині рисунка зображено контур K_α - лінії молібдену з довжиною хвилі $\lambda = 0,7126 \text{ \AA}$; світлом цієї лінії освітлювався шматок графіту, на якому відбувалося розсіювання. На рис. 2 б), в), г) зображено спектральний склад променів, розсіяних від графіту під кутами 45° , 90° і 135° . Як видно, із зростанням кута зростає інтенсивність зміщеної компоненти M і збільшується величина зміщення; інтенсивність не зміщеної компоненти P спадає із зростанням кута. На рис. 3 зображено спектральний склад променів, розсіяних різними речовинами під одним і тим же кутом. Первинною лінією служила K_α - лінія срібла з довжиною хвилі $\lambda = 0,5627 \text{ \AA}$. У випадку легких хімічних елементів (Be , атомна маса 9) лінія P з не зміненою довжиною хвилі дуже слабка, а лінія M , зміщена в бік більших довжин хвиль, інтенсивна. Для калію (атомна маса 39) обидві лінії P і M мало відрізняються за інтенсивністю, для міді (атомна маса 63) зміщена лінія M багато слабше лінії з не зміненою довжиною хвилі P .

Класична теорія не могла пояснити такого зсуву довжини хвилі. Дійсно, згідно класичної електродинаміки, під дією періодичного електричного поля електромагнітної

хвилі електрон повинен коливатися з частотою, рівною частоті поля, і, отже, випромінювати вторинні (розпорошені) хвилі тієї ж частоти. Отже, при класичному розсіюванні довжина світлової хвилі не змінюється. [4, с. 283-287; 5 с. 405-441].

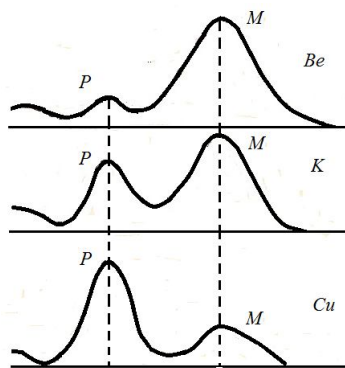


Рис. 3

Той факт, що величина зміщення лінії не залежить від природи речовини, яка розсіює, показує, що механізм комптонівського розсіювання не пов'язаний з індивідуальними властивостями атомів. Ефект Комптона вдається пояснити, якщо вважати, що він відбувається за рахунок настільки слабо зв'язаних із атомами електронів, що цим зв'язком можна знехтувати. Таке припущення підтверджується тим, що легкі елементи дають відносно більш інтенсивні зміщені лінії, ніж важкі. У легких атомах всі електрони зв'язані слабо, в той час як

у важких атомах зв'язані слабо лише зовнішні електрони. Тому у випадку важких елементів відносна кількість електронів, які викликають ефект Комптона, менша, ніж у легких.

Кількісно ефект Комптона вдається пояснити на основі квантових уявлень, якщо припустити, що світло являє собою потік фотонів - частинок із енергією $\mathcal{E} = h\nu$ та імпульсом $p = \frac{h\nu}{c}$ (був пояснений А. Комптоном і незалежно П. Дебаєм). При зіткненні

фотонів із вільними електронами, вони пружно відбиваються від електронів, що приводить до появи розсіяних променів. При зіткненні фотона з електроном частина енергії передається електрону, тому енергія розсіяного фотона \mathcal{E}' стає меншою його початкової енергії: $\mathcal{E}' < \mathcal{E}$. З нерівності $\mathcal{E}' < \mathcal{E}$ випливає, що $\nu' < \nu$ або $\lambda' > \lambda$ [1, с. 153-164; 7, с. 42-45].

Для виведення співвідношення зміни довжини хвилі фотона припустимо, що взаємодія фотона і електрона відбувається за законами пружного зіткнення, і напишемо вирази законів збереження енергії та імпульсу. Так як швидкості електронів віддачі дуже великі, то скористаємось формулами механіки у спеціальній теорії відносності. Для кінетичної енергії та вектора імпульсу електрона маємо:

$$\mathcal{E}_e = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} = mc^2 \quad (4)$$

$$\vec{p}_e = \frac{m_0 \vec{v}}{\sqrt{1 - \beta^2}} = m\vec{v} \quad (5)$$

де $\beta = v/c$, c - швидкість світла у вакуумі, \vec{v} - швидкість електрона, та m_0 - маса спокою електрона, m - його маса при швидкості \vec{v} . Електрон, який перебуває у спокої, має енергію, рівну $m_0 c^2$. Звідси для закону збереження енергії маємо:

$$h\nu + m_0 c^2 = h\nu' + mc^2. \quad (6)$$

Імпульс електрона, який перебуває у спокої, дорівнює нулю. Тому для закону збереження імпульсу, отримуємо:

$$\vec{p}_\phi = \vec{p}'_\phi + m\vec{v} \quad (7)$$

Для того, щоб від векторного відношення (7) перейти до алгебраїчного, користуємось тим, що вектор \vec{p}_ϕ являє собою діагональ паралелограма, сторонами якого є вектори \vec{p}'_ϕ і $m\vec{v}$ (рис. 4). Кути ψ і φ відповідно представляють собою кути, під якими відбувається розсіювання фотона і виникнення електрона віддачі. З рис. 4 маємо:

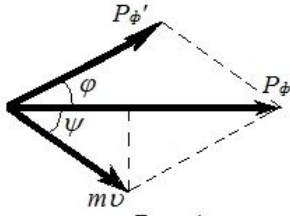


Рис. 4

$$(mv)^2 = p_\phi^2 + p_\phi'^2 - 2p_\phi p_\phi' m \cos \varphi.$$

Підставимо сюди замість p_ϕ і p_ϕ' їх значення $\frac{h\nu}{c}$ та $\frac{h\nu'}{c}$ та помножимо праву і ліву частини рівності на c^2 , знайдемо:

$$m^2 v^2 c^2 = h^2 \nu^2 + h^2 \nu'^2 - 2h^2 \nu \nu' \cos \varphi \quad (8)$$

Із закону збереження енергії (6) маємо: $mc^2 = h\nu - h\nu' + m_0 c^2$. Піднесемо праву і ліву частини цієї рівності до квадрату, одержимо:

$$m^2 c^4 = h^2 \nu^2 + h^2 \nu'^2 - 2h^2 \nu \nu' + 2h(\nu - \nu') m_0 c^2 + m_0^2 c^4 \quad (9)$$

Віднімаючи з рівності (9) рівність (8), знайдемо:

$$m^2 c^4 (1 - \beta^2) = -2h^2 \nu \nu' (1 - \cos \varphi) + 2h(\nu - \nu') m_0 c^2 + m_0^2 c^4, \text{ де } \beta = v/c. \text{ Скориставшись}$$

співвідношенням між масою спокою m_0 і масою m : $m\sqrt{1 - \beta^2} = m_0$, перепишемо останню рівність у вигляді: $2h(\nu - \nu') m_0 c^2 = 2h^2 \nu \nu' (1 - \cos \varphi)$, або

$$\frac{c}{\nu'} - \frac{c}{\nu} = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \varphi). \quad (10)$$

Замінюючи $1 - \cos \varphi$ на $2 \sin^2 \frac{\varphi}{2}$ та $\frac{c}{\nu} = \lambda$, $\frac{c}{\nu'} = \lambda'$, отримаємо з рівності (10):

$$\Delta \lambda = \lambda' - \lambda = 2\alpha \sin^2 \frac{\varphi}{2}, \quad (11)$$

де $\alpha = \frac{h}{m_0 c}$, φ - кут розсіювання. Для визначення кута ψ , під яким направлено рух електрона віддачі, скористаємось знову рис. 4, з якого випливає: $\operatorname{tg} \psi = \frac{p'_\phi \sin \varphi}{p_\phi - p'_\phi \cos \varphi}$.

Підставивши замість p_ϕ та p'_ϕ їх значення $\frac{h\nu}{c}$ і $\frac{h\nu'}{c}$ перепишемо цю рівність у вигляді:

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{\nu' \sin \varphi}{\nu - \nu' \cos \varphi} = 2 \frac{\sin \frac{\varphi}{2} \cos \frac{\varphi}{2}}{\frac{\nu}{\nu'} - \cos \varphi} \quad (12)$$

Із рівності (10) маємо: $\frac{\nu}{\nu'} - \cos \varphi = 1 - \cos \varphi + \frac{2\alpha \nu}{c} \sin^2 \frac{\varphi}{2} = 2 \left(1 + \frac{\alpha \nu}{c} \right) \sin^2 \frac{\varphi}{2}$.

Підставивши це значення $\frac{\nu}{\nu'} - \cos \varphi$ в (12), знайдемо:

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{1}{\left(1 + \frac{\alpha v}{c}\right) \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2}}. \quad (13)$$

Співвідношення (13) дозволяє для кожного даного напрямку розсіяного фотона знайти значення кута ψ , тобто напрямок електрона віддачі та енергію електрона віддачі.

Оскільки $\alpha = \frac{h}{m_0 c} = \lambda_C$ (комптонівська довжина хвилі λ_C) та виражається лише через світові константи (сталу Планка h , масу спокою електрона m_0 , швидкість світла c), тому незалежно від природи речовини, яка розсіює, лінія комптонівського розсіювання зміщена щодо первинної на величину, рівну в ангстремах:

$$\Delta \lambda = 0,0486 \sin^2 \frac{\varphi}{2}. \quad (11a)$$

Максимального значення ($0,0486 \text{ \AA}$) зміщення досягає для променів, розсіяних під кутом $\varphi = \pi$ тобто у напрямку, протилежному до напрямку пучка первинних променів.

Якщо енергія первинного фотона дорівнює $\mathcal{E} = h\nu$, енергія розсіяного фотона рівна $\mathcal{E}' = h\nu'$, то за законом збереження енергії, енергія набута електронем, становитиме:

$\mathcal{E}_e = \mathcal{E} - \mathcal{E}' = h(\nu - \nu')$. Звідси для відношення енергії електрона віддачі \mathcal{E}_e до енергії первинного фотона \mathcal{E} знаходимо: $\frac{\mathcal{E}_e}{h\nu} = \frac{\nu - \nu'}{\nu} = \frac{\lambda' - \lambda}{\lambda'} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda + \Delta \lambda}$.

Підставляючи сюди замість $\Delta \lambda$ його значення із (11), отримаємо:

$$\frac{\mathcal{E}_e}{h\nu} = \frac{2\alpha \sin^2 \frac{\varphi}{2}}{\lambda + 2\alpha \sin^2 \frac{\varphi}{2}}. \quad (14)$$

З рівності (14) випливає, що різним кутам розсіювання φ відповідають електрони віддачі із різними енергіями, а отже, і різними швидкостями [1, с. 153-164; 7, с. 42-45]..

Д. В. Скобельцин застосував для вивчення електронів віддачі камеру Вільсона, поміщену в магнітне поле. Магнітне поле відхиляло електрони віддачі, вони утворювали траєкторії у камері Вільсона у вигляді дуг кіл, за радіусами яких можна було визначити швидкість електронів. Це дозволило перевірити виконання теоретичних формул для кожного окремого акту розсіяння фотона на електроні та розподіл електронів за кутами та енергіями.

У реальних дослідах з розсіювання фотонів речовиною електрони не вільні, а зв'язані в атомах. Якщо фотони володіють великою енергією в порівнянні з енергією зв'язку електронів у атомі (фотони рентгенівського та γ - випромінювання), то електрони відчувають настільки сильну віддачу, що виявляються вибитими з атома. У цьому випадку розсіювання фотонів відбувається як на вільних електронах. Якщо ж енергія фотона недостатня для того, щоб вирвати електрон із атома, то фотон обмінюється енергією та імпульсом із атомом у цілому. Оскільки маса атома дуже велика (у порівнянні з еквівалентною масою фотона), то віддача практично відсутня, тому розсіювання фотона відбудеться без зміни його енергії, тобто без зміни довжини хвилі (когерентно). У важких

атомах слабо зв'язані лише периферичні електрони (на відміну від електронів, що заповнюють внутрішні оболонки атома) і тому в спектрі розсіяного випромінювання присутня як зміщена, комптонівська лінія від розсіювання на периферичних електронах, так і не зміщена, когерентна лінія від розсіювання на атомі в цілому. Зі збільшенням атомного номера елемента (заряду ядра) енергія зв'язку електронів збільшується, відносна інтенсивність комптонівської лінії падає, а когерентної лінії - зростає [1, с. 157; 7, с. 42-45].

Рух електронів у атомах приводить до розширення комптонівської лінії розсіяного випромінювання. Це пояснюється тим, що для електронів, що рухаються, довжина хвилі падаючого світла здається трохи зміненою, причому величина зміни залежить від величини та напрямку швидкості руху електрона (ефект Доплера). Ретельні вимірювання розподілу інтенсивності всередині комптонівської лінії, що відображає розподіл електронів розсіюючої речовини за швидкостями, підтвердили правильність квантової теорії, згідно з якою електрони підпорядковуються статистиці Фермі – Дірака [7, с. 181-185].

Розглянута нами спрощена теорія ефекту Комптона не дозволяє обчислити всі характеристики комптонівського розсіювання, зокрема інтенсивність розсіювання фотонів під різними кутами. Повну теорію цього явища дає квантова електродинаміка. Інтенсивність комптонівського розсіювання залежить як від кута розсіювання, так і від довжини хвилі падаючого випромінювання. У кутовому розподілі розсіяних фотонів спостерігається асиметрія: більше фотонів розсіюється у напрямку вперед, причому ця асиметрія збільшується з енергією падаючих фотонів. Повна інтенсивність комптонівського розсіювання зменшується з ростом енергії первинних фотонів, тому ймовірність комптонівського розсіювання фотона, що пролітає через речовину, зменшується з його енергією.

Отже, вивчення на основі ФФП формули Планка, яка зв'язує випускаючу здатність абсолютно чорного тіла із рівноважною густиною енергії теплового випромінювання, властивостей тормозного рентгенівського випромінювання, фотоефекту та ефекту Комптона із студентами технічних вузів, приходимо до наступних висновків [1, с. 170-175]:

1) Монохроматичне випромінювання із частотою ω , яке випромінюється джерелом світла складається із «пакетів випромінювання» - фотонів.

2) Розповсюдження фотонів у просторі описується рівняннями Максвелла класичної електромагнітної теорії. У цьому описі кожен фотон вважається класичним цугом хвиль, які визначаються векторними полями $\vec{E}(\vec{r}, t)$ та $\vec{B}(\vec{r}, t)$, які задовольняють рівняння Максвелла із граничними умовами, що впливають з умов задачі. Електромагнітна хвиля, яка падає на екран з двома щілинами, розщеплюється на дві хвилі, які інтерферують, як цього вимагає класична теорія.

3) Не можна інтерпретувати суму квадратів амплітуд \vec{E} та \vec{B} , як густину енергії у просторі, де рухається фотон. Величини, які залежать від квадрату амплітуди хвилі, слід інтерпретувати як величини, пропорційні ймовірності цього процесу. Тому інтеграл від суми квадратів амплітуд \vec{E} та \vec{B} по деякому замкнутому об'ємі, не дорівнює енергії, яка вноситься фотоном у цей об'єм, а пропорційний ймовірності виявити у цьому об'ємі фотон.

4) Енергія фотона завжди дорівнює $\hbar\omega$. Оскільки ймовірність виявити фотон пропорційна сумі квадратів амплітуд \vec{E} та \vec{B} , тому інтеграл від класичної густини енергії по об'єму, дорівнює добутку енергії фотона на ймовірність знаходження фотона у цьому об'ємі.

5) Класична електромагнітна теорія має межі свого застосування. Нові ідеї полягають у тому, що величини, які залежать від квадрату амплітуди хвилі, інтерпретуються як величини, пропорційні ймовірності цього процесу. Ми можемо застосовувати до розповсюдження фотонів у просторі рівняння Максвелла, але класично обчислені густина енергії чи її потік інтерпретуються як середні значення, які спостерігаються з великою кількістю фотонів. Тому у дослідах, де вимірюються середні значення, класична теорія справджується, а при спостереженні окремих фотонів (наприклад, з допомогою фотоелемента) виявляється обмеженість класичної теорії [1, с. 168-174; 7, с. 62-77].

Висновки. Застосування запропонованого підходу із детальним аналізом фізичної природи електромагнітного випромінювання сприяє не лише формуванню фундаментальних фізичних понять *електромагнітне поле*, *електромагнітна взаємодія* та *фотон* у відповідності до їх розуміння у сучасній фізичній науці, але й створює передумови для якісного засвоєння студентами технічних спеціальностей вузів змісту цих понять. Формування фундаментальних фізичних понять (ФФП) у студентів технічних вузів у процесі вивчення теми «Ефект Комптона» розділу «Квантова оптика» та застосування ідей симетрії, відносності, ймовірності, взаємодії у процесі вивчення студентами квантової оптики з точки зору сучасних фізичних теорій не лише структурує навчальний матеріал, але й демонструє пізнавальну продуктивність ідей відносності, ймовірності та симетрії, які пронизують всю сучасну фізику [3; 6; 7; 9; 10; 11]. Завдяки запропонованому підходу виникають перспективи подальших досліджень та розробки для студентів технічних спеціальностей вузів методики вивчення атомної фізики та фізики атомного ядра та елементарних частинок на основі фундаментальних фізичних понять та принципів.

Список використаної літератури

1. Вихман Э. Квантовая физика Серия «Берклевский курс физики»: [учеб.руководство; пер. с англ.] / Под ред. А.И. Шальникова, А.О. Вайсенберга. – М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1986. – Т.4. – 392 с., ил.
2. Детлаф, А.А. Курс физики / А.А. Детлаф, Б.М. Яворский. – М.: ВШ, 1989.
3. Курс фізики; за ред. І.Є. Лопатинського. – Львів: Бескид-Біт, 2002.
4. Коновал О. А. Основи електродинаміки: монографія / О. А. Коновал; МОН України; КДПУ. – Кривий Ріг: Видавничий дім, 2007. – 378 с.: іл.
5. Матвеев А. Н. Электричество и магнетизм : [учеб. пособие]/ А. Н. Матвеев. – М. : Высшая школа, 1983. – 463 с.
6. Парселл Э. Электричество магнетизм. Серия "Берклевский курс физики" / Э Парселл. – М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1983. – Т.2. – 416 с.

7. Савельев И. В. Курс общей физики: [учеб. пособие. В 3 – х т.] Т 3. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц / И. В. Савельев. – [3 – е изд., испр.]. – М.: Наука. Гл. ред. физ. – мат. лит., 1988. – Т.2. – 496с.
8. Фейнман Р. Фейнмановские лекции по физике. Электродинамика / Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. – М.: Мир, 1966. – Т.6. – 344 с.
9. Шут М. І. Електрика та магнетизм: [навч.-метод. посіб. для самост. роботи] / М. І. Шут. – К., 2002. – 236 с.

Кульчицкий В.И. Формирование фундаментальных физических понятий у студентов в процессе изучения эффекта Комптона.

В работе рассматривается формирование фундаментальных физических понятий у студентов технических специальностей вузов в процессе изучения эффекта Комптона раздела «Квантовая оптика». Разработана методика формирования у студентов понятий «электромагнитное поле», «электромагнитное взаимодействие», «фотон» на основании фундаментальных физических понятий симметрии, относительности, вероятности из точки зрения современных физических теорий.

В работе детально проанализировано физическую сущность электромагнитного излучения при изучении эффекта Комптона, раскрыто содержание фундаментальных понятий «электромагнитное поле», «электромагнитное взаимодействие», «фотон».

Формирование фундаментальных физических понятий у студентов технических специальностей вузов в процессе изучения квантовой оптики и использование идей симметрии, относительности, вероятности, электромагнитного взаимодействия из точки зрения современных физических теорий не только структурирует учебный материал раздела, но и показывает познавательную продуктивность идей симметрии, относительности, вероятности, которые пронизывают всю современную физику.

Данный подход позволяет студентам качественно усвоить границы применимости классической электромагнитной теории Максвелла и формирует новые идеи – величины, которые зависят от квадрата амплитуды волны, интерпретируются как величины, пропорциональные вероятности физического процесса.

Применение разработанной методики способствует не только формированию понятий «электромагнитное поле», «электромагнитное взаимодействие», «фотон», но и создает условия для качественного усвоения студентами технических специальностей вузов содержания раздела «Квантовая оптика», структурирует учебный материал, демонстрирует познавательную производительность идей относительности, вероятности и симметрии в современной физической науке. Данный подход способствует разработке методики изучения атомной физики, физики твердого тела и физики атомного ядра и элементарных частиц для студентов технических специальностей вузов на основе фундаментальных физических понятий и принципов.

Ключевые слова. *Фундаментальные физические понятия, система фундаментальных физических понятий, квантовая оптика, эффект Комптона, методика формирования фундаментальных физических понятий.*

Kulchytskyi V. Formation of the fundamental physical notions during the Compton effect study.

Formation of the fundamental physical notions during Compton effect study by university students of technical majors is considered. A methodology of formation of fundamental physical notions, namely symmetry, relativity, electromagnetic interaction, photon, on the basis of modern physical theories is elaborated.

Keywords. *Fundamental physical notions, system of the fundamental physical notions, quantum optics, Compton effect, methodology of the fundamental physical notions formation.*