

самореалізації, а згодом стане досить вагомим аспектом для організації та керівництва творчої діяльності учнів.

БІБЛІОГРАФІЯ

1. Войтович І., Галатюк Ю. Впровадження творчих експериментальних завдань у структуру шкільного фізичного експерименту / Ігор Войтович, Юрій Галатюк // Наукові записки. - Вип.55.- Серія: педагогічні науки. - Кіровоград: РВВ КДПУ ім. В.Винниченка.-2004.- С.191-195

2. Грудинін Б. Творчі домашні експериментальні завдання учнів під час вивчення МКТ та основ термодинаміки./ Борис Грудинін // Фізика та астрономія в школі № 2.- 2003.-С.30-33.

3. Доросевич С. О роли решения экспериментальных задач в активизации учебно-познавательной деятельности школьников./ Сергей Доросевич // Научные записки.-РВЦ КДПУ - 2006.- Вып 66.- С. 56-61.

4. Усова А.В., Вологодская З.А. Самостоятельная работа учащихся по физике в средней школе/ А.В.Усова, З.А.Вологодская [пособие].- М.: Просвещение, 1981.- 158с.

ВІДОМОСТІ ПРО АВТОРА

Слободяник Ольга Володимирівна - старший лаборант кафедри фізики та методики її викладання Кіровоградського державного педагогічного університету імені Володимира Винниченка, пошукувач.

Наукові інтереси: проблеми організації самостійної роботи студентів ВНЗ в умовах підготовки фахівців з вищою освітою.

ЗАСТОСУВАННЯ ЗАКОНІВ ЗБЕРЕЖЕННЯ ДЛЯ РОЗКРИТТЯ ФІЗИЧНОЇ СУТНОСТІ ЕФЕКТУ КОМПТОНА

Віктор СЛЮСАРЕНКО

В даній статті розглянуто ефект Комптона та проаналізовано його фізичне тлумачення за допомогою законів збереження з метою його ефективного застосування при підготовці майбутніх вчителів фізики в педагогічних ВНЗ.

In this article the effect of Compton is considered and he is analysed physical interpretation by the laws of maintainance with the purpose of him effective application at preparation of future teachers of physics in pedagogical the Institute of higher.

Постановка проблеми. Закони збереження відіграли важливе значення для розвитку атомної фізики. Одним з яскравим прикладів є тлумачення своїх досліджень розсіювання рентгенівських променів американським фізиком Артуром Комптоном в 1923 році, в яких він опирався на закони збереження. Отже, **метою даної статті** є аналіз застосування законів збереження при фізичному тлумаченні ефекту Комптона.

Аналіз досліджень з даної проблеми продемонстрував наступне: при непружному розсіюванні фотона на

зарядженій частинці повинні виконуватися закон збереження енергії і закон збереження імпульсу. Ці обмеження роблять неможливим таке розсіювання для квантів електромагнітного поля з малою частотою [1; 5].

Виклад суті проблеми. Після відкриття 1895 року німецьким вченим Вільгельмом Рентгеном електромагнітного випромінювання великої частоти (рентгенівські промені) виникло питання про їх розсіювання у речовині. В той час загальноприйнятою була модель будови атома, яку запропонував англієць Джозеф Джон Томсон (1856-1940). Атом представлено у вигляді неперервного розмитого в невеликому об'ємі позитивного заряду з вкрапленими у нього точковими електронами (в загальному випадку атом електрично нейтральний). Під впливом напруженості електричного поля падаючої на атом світлової хвилі

електрони набувають коливного руху з частотою хвилі і самі стають джерелом вторинного випромінювання, яке називають розсіяним. Частота розсіяного випромінювання дорівнює частоті падаючого на атом випромінювання. Таке розсіювання в 1900 році теоретично вивчено Джозефом Томсоном і отримало назву томсонівського.

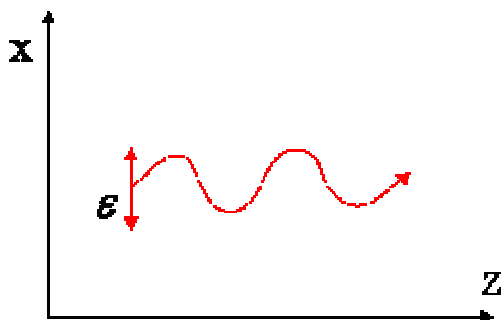


Рис. 1

Розсіювання світла на ізолюваному вільному електроні в рамках класичної електродинаміки також є томсонівським. Нехай в додатному напрямку осі z поширюється електромагнітна хвиля, напруженість $E = E_0 \cos \omega t$ електричного поля якої колінарна вісі X (рис. 1). При нерелятивістській швидкості руху електрона можна знехтувати його взаємодією з магнітним полем світлової хвилі і записати рівняння руху у вигляді

$$m_e \ddot{x} = qE_0 \cos \omega t, \quad (1)$$

де m_e і q – маса спокою і заряд електрона (негативний), E_0 і ω – амплітуда напруженості електричного поля хвилі і частота хвилі. Щільність потоку енергії електромагнітних хвиль дорівнює

$$S = c E_0^2, \quad (2)$$

а потужність випромінювання електромагнітної енергії точковим зарядом q , який рухається з прискоренням \ddot{x} , обчислюється за формулою

$$P = \frac{lq^2}{6c^3 \pi E_0} X^2 \quad (3)$$

Підставляючи вираз $X = \frac{qE}{m_e}$ з

(2) в (3) і виражаючи E^2 через S по рівнянню (2), запишемо вираз (3) в наступному вигляді:

$$P = 8\pi l_0 S / 3, \quad (4)$$

де $l_0 = e^2 / (4\pi E_0 m_e c^2)$ – класичний радіус електрона, значення якого отримано із уявлення про те, що вся енергія спокою електрона $m_e c^2$ має електромагнітне походження і дорівнює енергії $e^2 / (4\pi E_0 l_0)$ електромагнітного поля заряду e , розподіленого по сфері радіуса l_0 , тобто із рівності $m_e c^2 = e^2 / (4\pi E_0 l_0)$. Потужність P в (4) – енергія, розсіяна за одиницю часу електронем з потоку електромагнітної енергії падаючої хвилі. Оскільки S – щільність потоку енергії, то з (4) робимо висновок, що

$$\sigma = 8\pi l_0^2 / 3 = 6,65 \cdot 10^{-29} \text{ м}^2 \quad (5)$$

представляє ефективну площу, при попаданні на яку електромагнітна хвиля повністю розсіюється. Ця площа називається поперечним перерізом томсонівського розсіювання на вільному електроні. Очевидно, воно не залежить від довжини падаючої на електрон хвилі. Довжина хвилі рентгенівського випромінювання порядку розмірів атомів, а їх частота набагато більша власних частот коливань електронів в атомах. Тому розсіювання рентгенівського випромінювання на атомах зводиться до розсіювання на окремих електронах атомів, а поперечний переріз розсіювання на атомі є просто сумою поперечних перерізів (5) розсіювання на електронах, які входять в атом і не залежать від довжини хвилі рентгенівського випромінювання. Це дозволило у свій час визначити число електронів в атомі.

Розсіювання рентгенівських променів на атомі (томсонівське) відрізняється від розсіювання видимого світла (релеївського), яке залежить від частоти випромінювання. Професор фізики Королівського коледжу Лондонського університету, лауреат Нобелівської премії Чарльз Баркла в 1909 році експериментально вивчав томсонівське розсіювання рентгенівських променів. Його цікавив розподіл інтенсивності розсіяного випромінювання за різними напрямками. Теоретично воно було добре відоме як розподіл інтенсивності випромінювання лінійного осцилятора. Чарльз Баркла знайшов достатню узгодженість результатів своїх експериментів з передбаченнями теорії для достатньо «м'якого» рентгенівського випромінювання.

Однак для «жорсткого» рентгенівського випромінювання Баркла відмітив якісну неузгодженість результатів своїх експериментальних результатів з теорією. У той час не існувало методів вимірювання довжини хвилі рентгенівського випромінювання. Макс Фон Лауе в 1912 році й дещо пізніше Вільям Лоренс Брегг розробили такий метод на основі вивчення дифракції рентгенівських променів на кристалі і відкрили шлях до дослідів Комптона.

Американський вчений Артур Комптон 1922-1923 роках вивчав не тільки розподіл інтенсивності розсіяного випромінювання в залежності від напрямку, але й вимірював довжини хвиль цього випромінювання. Майже монохроматичне рентгенівське випромінювання з довжиною хвилі λ_0 від джерела N направлялося на графітову мішень M, яка розсіювала випромінювання за різними напрямками. У напрямку кута θ за допомогою кристала K і детектора D вимірювались як інтенсивність, так і

довжина хвилі розсіяного випромінювання. Результати цих експериментів для деяких напрямків розсіювання показано схематично на рис. 2. Бачимо, що при кутах θ , відмінних від нуля, в розсіяному випромінюванні разом з довжиною хвилі λ_0 присутня друга компонента випромінювання з довжиною хвилі $\lambda > \lambda_0$.

Поява у розсіяному випромінюванні довжини хвилі, відмінної від довжини хвилі $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$ пропорційно $\text{Sin}\theta/2$ і не залежить від λ_0 , а коефіцієнт пропорційності дорівнює $0,048 \cdot 10^{-10} \text{Sin}\theta/2$ м, тобто формула, що описує ефект Комптона, має вигляд

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = 0,048 \cdot 10^{-10} \text{Sin}\theta/2 \text{ м} \quad (6)$$

Розглянемо розсіювання світла з корпускулярної точки зору. Якщо вважати, що світло складається з фотонів, кожний з яких несе енергію та імпульс, то картина розсіювання світла електронами зводиться до зіткнення між фотонами та електронами. Вільний електрон не може поглинути або випустити фотон, тому що при цьому не можуть одночасно зберігатися закони збереження енергії та імпульсу. У результаті зіткнення фотон змінює не тільки напрямок свого руху, але й частоту, бо частину своєї енергії він при зіткненні передає електрону. Значить, енергія фотона при зіткненні зменшується, а довжина хвилі збільшується.

Цей ефект можна експериментально виміряти лише для достатньо коротких довжин хвиль, які лежать приблизно у рентгенівському діапазоні. Кванти рентгенівського випромінювання володіють дуже великими енергіями та імпульсами фотонів. У результаті зіткнення з квантами рентгенівського

випромінювання електрон набуває дуже великих імпульсів і при математичному підрахунку необхідно користуватися релятивістськими формулами залежності маси від швидкості.

Проведемо розрахунки ефекту Комптона. Схема зіткнення фотона з електроном зображена на рис. 2. До зіткнення електрон перебуває у стані спокою. Імпульс налітаючого на електрон фотона дорівнює $\hbar k$.

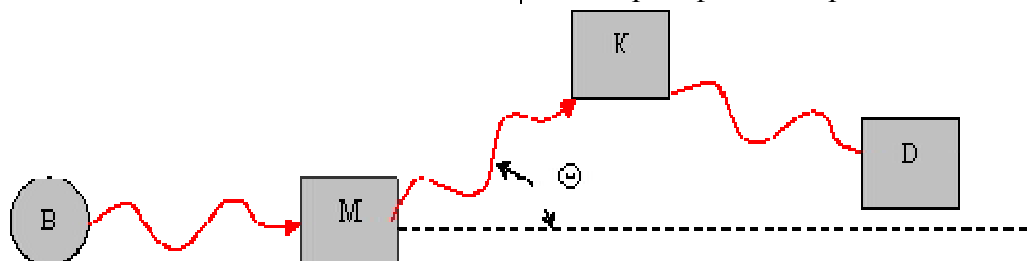


Рис. 2

У результаті зіткнення електрон набуває імпульсу mv , а імпульс розсіяного фотона дорівнює $\hbar k'$ (рис. 4). Закони збереження імпульсу та енергії при зіткненні записуються так:

$$\hbar k = \hbar k' + mv, \quad (7)$$

$$\hbar w + m_e c^2 = \hbar w' + m c^2, \quad (8)$$

де $m_e c^2$ — енергія спокою електрона, $m c^2 = m_e c^2 / \sqrt{1 - v^2 / c^2}$ — повна енергія електрона після зіткнення.

Приймаючи до уваги, що $k = w / c$, $k' = w' / c$, після нескладних алгебраїчних перетворень з (7) і (8) отримаємо

$$m_e c^2 (w - w') = \hbar w w' (1 - \cos \theta) \quad (9)$$

$$\text{Так як } w = 2\pi c / \lambda_0; \quad w' = 2\pi c / \lambda,$$

$$\text{то } \frac{\lambda - \lambda_0}{2\pi c} = \frac{\hbar}{m_e c^2} (1 - \cos \theta) \quad (10),$$

де $\lambda - \lambda_0 = \Delta \lambda$ — виміряна довжина хвилі при зіткненні, тобто

$$\Delta \lambda = (4\pi \hbar / (m_e c)) \cdot \sin(\theta / 2) = 2\lambda_c \sin^2(\theta / 2) \quad (11),$$

де λ_c — комптонівська довжина хвилі електрона. Вона значно менше довжин хвиль рентгенівського випромінювання. Формула (11) ідеально співпадає з експериментальними результатами Комптона (6). Це доводить правильність уявлень про корпускулярні властивості електромагнітних хвиль і їх кількісний опис за допомогою формул (1) і (7).

У своїх експериментах Артур Комптон виявив також, що деяка частина розсіювання проходить без зміни довжини хвилі. Це пояснюється тим, що більшість фотонів розсіюється в результаті зіткнення із зовнішніми електронами атомів, які зв'язані слабо з атомом і ведуть себе при зіткненні як вільні електрони. Однак деяка частина фотонів проникає всередину атомів і стикається з внутрішніми електронами, які дуже сильно зв'язані з атомом, що еквівалентно зіткненню фотона не з вільним електроном, а з атомом. Формула (11) справедлива і для цього випадку, але під m_e слід розуміти не масу електрона, а масу атома, яка в тисячі разів більша маси електрона. Отже, зміна довжини хвилі при зіткненні в тисячі разів менша, тобто її практично немає. Цим пояснюється присутність в розсіяному випромінюванні незміщеної компоненти. Також цим пояснюється відсутність ефекту Комптона для видимого світла. Енергія фотонів видимого світла мала навіть у порівнянні з енергією зв'язку зовнішніх електронів атома, і зіткнення проходить з цілим атомом без зміни довжини хвилі фотона. Якщо спостерігати ефект Комптона для γ -квантів, енергія яких суттєво більше енергії фотонів рентгенівського випромінювання, то у

розсіюванні спостерігається тільки зміщена компонента, тому що енергія γ -квантів дуже велика у порівнянні з енергією зв'язку будь-якого електрона атома.

Спостереження індивідуальних актів зіткнення. У дослідах Комптона індивідуальні акти зіткнення фотона з електроном не спостерігались, а вивчався лише спільний результат зіткнення фотонів з електронами. Однак вже в 1923 році Вальтер Боте і Чарльз Вільсон спостерігали електрони віддачі від індивідуального акту зіткнення фотона з електроном. А у 1925 році Вальтер Боте та Ганс Вільгельм Гейгер довели, що електрон

віддачі і розсіяний фотон з'являються одночасно (рис. 3). Лічильники фотонів Φ та електронів E встановлюються симетрично відносно розсіювача P , в якому під дією випромінювання B проходить Комптон ефект (рис. 5). Лічильники Φ і E включені у схему C співпадань, тобто в електричну схему, яка дозволяє фіксувати лише ті випадки, коли фотон і електрон у відповідних лічильниках з'являються одночасно. Результат експерименту показав, що число одночасних фіксацій електрона і фотона у лічильниках набагато більше того, яке можна було б чекати при некоректованій по часу появі електрона і фотона.

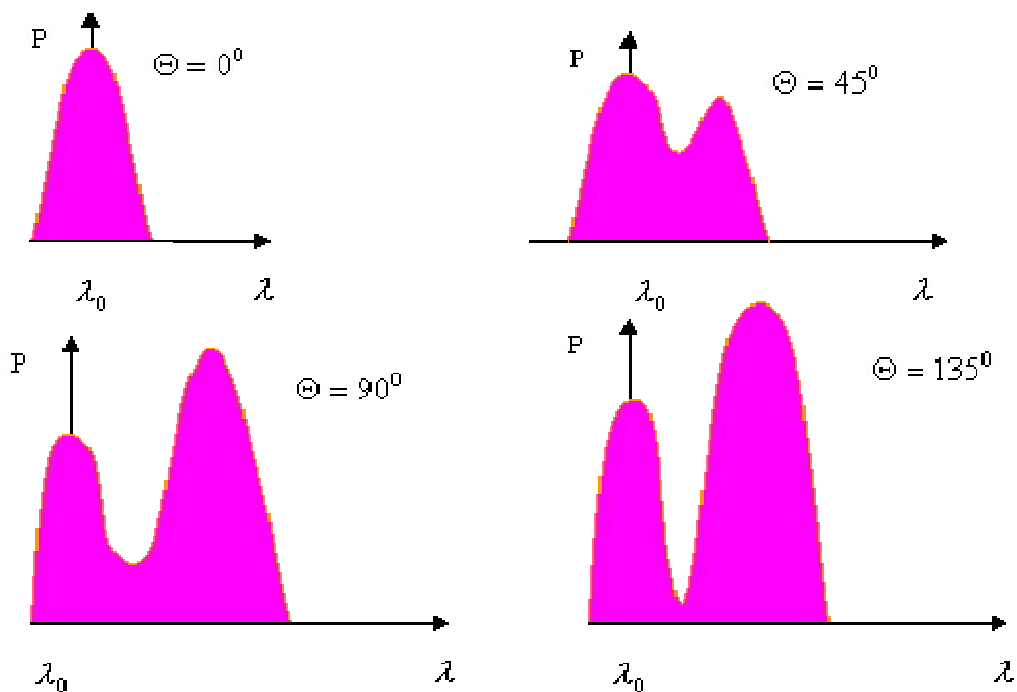


Рис. 3

Так було достовірно доведено існування індивідуального зіткнення фотона з електроном. У тому ж 1925 році Артур Комптон і Герберт Саймон за допомогою камери Вільсона вимірювали кути між напрямом руху електрона віддачі і фотона. Електрон віддачі в камері Вільсона залишає помітний слід, але розсіяний фотон ніякого сліду не залишає. Однак, якщо

він буде поглинутий іншим атомом з випусканням фотоелектрона, то слід останнього добре спостерігається у камері. Пряма лінія, яка з'єднує точку виникнення електрона віддачі і траєкторію фотона, приймається за траєкторію фотона. Оскільки ідентифікувати фотоелектрон і електрон віддачі абсолютно достовірно неможливо, для одержання надійних

результатів необхідно було використати великий статичний матеріал.

Аналіз кутів розльоту надійно підтвердив застосовність законів збереження до індивідуальних актів

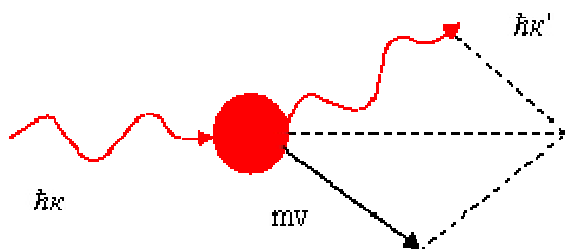


Рис. 4

Висновок. Чимало вчених розглядали явище Комптона з хвильової точки зору. Вони припускали, якщо розсіювальний електрон знаходиться в полі падаючої хвилі, то він створює поле іншої розсіяної хвилі. При цьому поява електронів віддачі пов'язана з тиском випромінювання. Тиск розподіляється рівномірно на всі електрони, а прискорення отримує лише невелика їхня частина. Вчені припустили, що закони збереження неможливо застосувати до індивідуального акту розсіювання. Однак, закони збереження виконуються лише для великого числа електронів віддачі. Фотонна теорія ж розсіювання будується на застосуванні законів збереження до окремих об'єктів: електрон віддачі з'являється одночасно з розсіювальним квантом; між кутами електрона віддачі і розсіяного кванта з початковим його напрямком руху має виконуватися співвідношення, яке впливає з теорії

зіткнення. У 1927 році була безпосередньо виміряна енергія електронів віддачі, яка виявилась у повному погодженні з передбаченнями теорії ефекту Комптона.

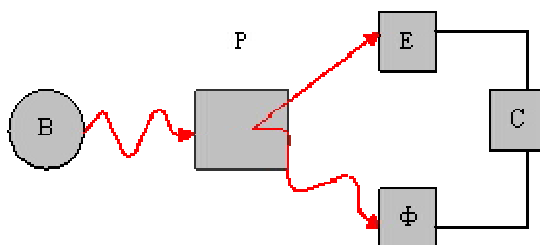


Рис. 5

удару; вектори кількості руху падаючого кванту, розсіювального кванта і електрона віддачі мають бути компланарні.

БІБЛІОГРАФІЯ

1. Мессиа А. Квантовая механика. - Т. 1.—М.: Наука. - 1978.
2. Мощанский В. Н., Савелова Е. В. История физики в средней школе. — М.: Просвещение. - 1981. — 205 с.
3. Рузавин, Г.И. Концепции современного естествознания: Учеб. для вузов / Г.И. Рузавин. - М.: Юнити - 2005. - 287 с.
4. Суханов А.Д., Голубева О.Н. Концепции современного естествознания. М. - 2004. — 403 с.
5. Шпольский Е.В. Атомная физика. - М.: ГИТТЛ - 1951.

ВІДОМОСТІ ПРО АВТОРА

Слюсаренко Віктор Володимирович - завідувач лабораторіями методики викладання фізики кафедри фізики та методики її викладання Кіровоградського державного педагогічного університету імені Володимира Винниченка.

Наукові інтереси: закони збереження в шкільному курсі фізики.