11. Плуток А.Н. Подготовка студентов факультета общетехнических дисциплин к руководству техническим творчеством учащихся: Дис канд.пед.наук: 13.00.01 / Киев.гос.пед.ин-т им. А.М.Горького. - К., 1987. - 164 с

12. Шуман В.П. К вопросу о профессионально-педагогической направленности студентов: Материалы научной конференции. Часть 2 / Отв. ред. В.П. Шуман. - Владимир: ВПИ, 1972. - С.21-27.

13. Щербаков А. И. О подготовке студентов — будущих учителей к исследованию педагогических явлений и процессов: Сб. научных трудов / Под ред. А.И. Щербакова. - Л.: ЛГУ, 1977. - С.124-131.

ВІДОМОСТІ ПРО АВТОРА

Мироненко Наталя Василівна – аспірант кафедри педагогіки КДПУ імені Володимира Винниченка.

Наукові інтереси: підготовка майбутнього вчителя технологій до розвитку в учнів середньої школи творчо-інтелектуальних здібностей.

ЗАКОНИ ЗБЕРЕЖЕННЯ У КВАНТОВІЙ МЕХАНІЦІ ТА ЇХ ЗВ'ЯЗОК З ВЛАСТИВОСТЯМИ СИМЕТРІЙ ПРОСТОРУ-ЧАСУ

Наталія ПОДОПРИГОРА

Виконано порівняльний аналіз введення поняття законів збереження квантової механіки на основі квантово-механічного рівняння руху та властивостей симетрії простору і часу у сучасній методиці навчання фізики.

The comparative analysis of introduction of concept of laws of maintainance of quantum mechanics is executed on the basis of quantum-mechanics equalization of motion and properties of symmetry of space and time in the modern method of studies of physics.

Постановка проблеми. В умовах модернізації, що відбувається в системі вищої та середньої освіти, все частіше наголошується на пріоритетному засвоєнні фундаментальних знань. Однак у педагогіці відсутнє єдине розуміння фундаментальності освіти, хоча дискусії з цієї проблеми ведуться досить давно, дотепер це поняття тлумачиться досить суперечливо: одні вчені розуміють фундаментальність дуже широко, вважаючи, що будь-яка освіта повинна бути фундаментальною, інші – досить вузько, вважаючи фундаментальність антиподом професійної чи прикладної спрямованості навчання [6].

Аналіз програм, підручників та посібників для вищої школи [1-3; 5; 7] свідчать про те, що існують принаймні два методичні підходи до аналізу законів збереження у квантовій механіці: перший – традиційний, оснований на понятійному та математичному апараті квантової механіки, що використовується для отримання квантово-механічного рівняння руху; другий – ґрунтується на використанні принципів симетрії, він претендує на роль фундаментального і може належати будь-якій сучасній фізичній теорії. Цю проблему ми вже розглядали, зокрема у дослідженні [4] проведений аналіз закону збереження електричного заряду та його інваріантність відносно калібрувальних перетворень, що пов'язані із властивостями симетрії простору і часу.

Мета даної статті: показати необхідність і важливість ознайомлення майбутніх учителів фізики із принципами сучасної фізики під час вивчення законів збереження квантової механіки .

Виклад основного матеріалу. В квантовій механіці закони збереження відіграють взагалі дуже важливу роль. Це обумовлено тим, що ці закони ми не можемо одержати з рівнянь, подібних до законів Ньютона в класичній механіці, а також з тим, що в класичній фізиці, взагалі кажучи, без законів збереження можна обійтися, а в квантовій – ні.

Закони збереження в квантовій механіці можна одержати різними шляхами.

Один з них ґрунтується на використанні квантово-механічного рівняння, якщо проаналізувати формулу, що визначає похідну квантово-механічного оператора за часом:

$$\frac{d\hat{L}}{dt} = \frac{\partial\hat{L}}{\partial t} + \{\hat{H},\hat{L}\}.$$

Тоді у тому випадку, коли

$$\frac{\partial\hat{L}}{\partial t} = 0,$$

оператор $\hat{L}$ від часу не залежить і навпаки. Крім того, коли квантово-механічні дужки Пуассона те ж дорівнюють нулеві:

$$\{\hat{H},\hat{L}\} = \frac{i}{\hbar}[\hat{H},\hat{L}] = 0,$$

то це означає, що оператор Гамільтона $\hat{H}$ квантової частинки комутує з оператором $\hat{L}$ спостережуваної величини L. Тому одержуємо, що $\frac{dL}{dt} = 0$, а отже, $\hat{L} = \text{const}$. Це означає, що оператор $\hat{L}$ з часом не змінюється, а отже й середнє значення спостережуваної фізичної величини, що відповідає такому лінійному самоспряженому оператору, теж буде незмінним:

$$\bar{L} = \int \psi^* \hat{L} \psi dV = \text{const}.$$

Відтак, якщо величина L в даному квантовому стані ψ набуває певного набору значень $L_1, L_2, \dots, L_n$, причому $\bar{L} = \frac{L_1 + L_2 + \dots + L_n}{n}$, то цей набір не змінюється.

При конкретному вимірюванні L ми одержимо в даний момент часу значення $L = L_k$, яке з часом не змінюється. Тому і $L = \text{const}$. Відповідно до цього висновку можна одержати закони збереження енергії, імпульсу, моменту імпульсу тощо.

Як приклад, переконливим є випадок аналізу закону збереження енергії квантової частинки. Нехай, для спрощення, частинка рухається лише в напрямку вісі $0x$, тоді оператор Гамільтона цієї частинки матиме вигляд:

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}_x^2}{2m} + U(x,t), \text{ тому}$$

$$\frac{d\hat{H}}{dt} = \frac{\partial\hat{H}}{\partial t} + \{\hat{H},\hat{H}\}.$$

Оскільки довільний оператор комутує сам з собою завжди, тому $\{\hat{H},\hat{H}\} = 0$, тоді вихідне рівняння спрощується і $\frac{d\hat{H}}{dt} = \frac{\partial\hat{H}}{\partial t}$.

Якщо оператор Гамільтона $\hat{H}$ від часу не залежить, то це означає, що стаціонарним є зовнішнє потенціальне поле, тобто $U = U(x)$, а оператор кінетичної енергії $\hat{T} = \frac{\hat{p}_x^2}{2m}$ – завчасно незалежний від часу. Отже, $\frac{\partial\hat{H}}{\partial t} = 0$.

У випадку вільної частинки, коли $U = 0$, ситуація буде подібною.

Таким чином, остаточно приходимо до висновку, що оскільки $\{\hat{H},\hat{H}\} = 0$, а відтак і $\frac{\partial\hat{H}}{\partial t} = 0$, тоді й $\frac{d\hat{H}}{dt} = 0$, а це означає, що оператор $\hat{H} = \text{const}$, а також спектр його власних значень постійний $E = \text{const}$. Тобто, коли функція стану стаціонарного поля є власною для оператора Гамільтона, тоді енергія має певне значення і зберігається.

Відтак, енергія вільної частинки (квантових консервативних систем частинок) завжди зберігається.

Аналогічно можна довести закони збереження імпульсу і моменту імпульсу.

Другий спосіб ґрунтується на використанні принципів симетрії, які можливо і лежать в основі законів збереження. Роботи німецького математика Г.Вейля стали фундаментальними для застосування симетрії у фізиці. Значну роль тут відіграли роботи німецького математика Еммі Нетер. Особливий вклад у цьому потрібно відзначити американського фізика-теоретика Ю.Вігнера, який у 1964 р. був нагороджений нобелівською премією «за внесок в теорію атомного ядра і елементарних частинок, особливо за відкриття і застосування фундаментальних принципів симетрії».

Дійсно, симетрія – це така властивість предмету, явища чи досліджуваного об'єкту, яка поєднує дві риси: а) над об'єктом проводять певну операцію перетворення (трансляцію, поворот, відбивання і т. ін.); б) виконане перетворення залишає незмінною певну властивість предмета, об'єкта або комплекс таких властивостей.

Отже, симетрія – це єдність перетворення певних властивостей явища і одночасне збереження інших властивостей.

Тому однорідність часу (чи однорідність та ізотропність простору) є симетрією: якщо виконати трансляцію, об'єкта в часі, а це еквівалентно трансляції на певний відрізок від початку відліку часу, то всі його властивості не змінюються, залишаються однаковими, зберігаються.

Для одержання закону збереження у квантовій механіці, з огляду на фундаментальність принципів симетрії, використаємо основну її модель – хвильову функцію. Наприклад, можна спочатку одержати оператор трансляції в часі на малий відрізок часу Δt. Очевидно, що коли частинка перебуває в стані $\psi(\vec{r},t)$, тоді й під час виконання трансляції на Δt одержуємо стан $\psi(\vec{r},t+\Delta t)$, причому Δt – досить малий. У такому випадку є можливість розкласти хвильову функцію $\psi(\vec{r},t+\Delta t)$ в ряд Тейлора, приймаючи за ступінь малості Δt:

$$\psi(\vec{r},t+\Delta t)\cong\psi(\vec{r},t)+\frac{\partial\psi(\vec{r},t)}{\partial t}\Delta t+ \qquad (1)$$
$$+\frac{1}{2!}\frac{\partial^2\psi(\vec{r},t)}{\partial t^2}\Delta t^2+\cdots$$

Отже, з одного боку, операторна рівність для подібного перетворення хвильової функції має вигляд:

$$\hat{T}\psi(\vec{r},t)=\psi(\vec{r},t+\Delta t), \qquad (2)$$

а з іншого боку, обмежившись першими двома членами, маємо:

$$\psi(\vec{r},t+\Delta t)=\psi(\vec{r},t)+\frac{\partial}{\partial t}\psi(\vec{r},t)\Delta t=$$
$$=\left(1+\frac{\partial}{\partial t}\Delta t\right)\psi(\vec{r},t) \qquad (3).$$

Порівнюючи (2) і (3), одержуємо вигляд оператора трансляції:

$$\hat{T}=1+\frac{\partial}{\partial t}\Delta t. \qquad (4)$$

Одержаний оператор є лінійним і самоспряженим оператором, що описує операцію зміни стану (хвильової функції) – перетворення початку відліку часу на малу величину Δt. Але оскільки при цьому перетворенні хід будь-якого фізичного процесу не змінюється, то це свідчить про те, що й оператор Гамільтона $\hat{H}(\vec{r},t)$ залишається незмінним. Тобто, можна стверджувати, що оператор Гамільтона $\hat{H}$ комутує з оператором трансляції $\hat{T}$, а саме $[\hat{H},\hat{T}]=0$ або

$$\hat{H}\hat{T}-\hat{T}\hat{H}=0.$$

З останньої рівності випливає, що $\frac{\partial\hat{H}}{\partial t}=0.$

Оскільки

$$\{\hat{H},\hat{T}\}=\frac{i}{\hbar}[\hat{H},\hat{T}]=0,$$

тому й $\frac{d\hat{H}}{dt}=0; \overline{H}=E=\text{const}$, тобто одержуємо закон збереження енергії.

Подібним чином можна одержати закон збереження вектора імпульсу квантової частинки. Для цього спочатку визначають оператор трансляції початку відліку координат у просторі на малий відрізок $\Delta\vec{r}$. Простір однорідний, а отже – симетричний, а тому трансляція початку відліку на малий відрізок не змінює перебігу фізичних процесів.

Під час виконання такого перетворення хвильова функція, що описує стан системи, перетворюється, тобто: $\psi(\vec{r}) \to \psi(\vec{r}+\Delta\vec{r})$.

Розкладемо $\psi(\vec{r}+\Delta\vec{r})$ в ряд за ступенями малості $\Delta\vec{r}$:

$$\psi(\vec{r}+\Delta\vec{r}) \cong \psi(\vec{r}) + \frac{\partial\psi(\vec{r})}{\partial\vec{r}}\Delta\vec{r} + \\ + \frac{1}{2!}\frac{\partial^2\psi(\vec{r})}{\partial\vec{r}^2}(\Delta\vec{r})^2 + \cdots$$

Обмежуючись лише двома членами, маємо:

$$\psi(\vec{r}+\Delta\vec{r}) = \psi(\vec{r}) + \frac{\partial\psi(\vec{r})}{\partial\vec{r}}\Delta\vec{r} = \\ = \left(1+\frac{\partial}{\partial\vec{r}}\Delta\vec{r}\right)\psi(\vec{r}). \qquad (5)$$

З іншого боку, скориставшись означенням оператора трансляції, маємо:

$$\hat{G}\psi(\vec{r}) = \psi(\vec{r}+\Delta\bar{r} \qquad (6)$$

Отже, порівнюючи (5) і (6), маємо.

$$\hat{G}=1+\frac{\partial}{\partial\vec{r}}\Delta\vec{r}. \qquad (7)$$

Цей оператор комутує з оператором Гамільтона частинки, тобто $[\hat{H},\hat{G}]=0$. Виходячи з вигляду цього оператора, його можна подати через оператор імпульсу $\hat{\vec{p}}$. Оскільки за означенням $\hat{\vec{p}}=-i\hbar\frac{\partial}{\partial\vec{r}}$, тому $\frac{\partial}{\partial\vec{r}}=\frac{i}{\hbar}\hat{\vec{p}}$.

Отже, формулу (7) можна подати в координатному зображенні, а саме:

$$\hat{G}=1+\frac{i}{\hbar}\hat{\vec{p}}\Delta\vec{r}. \qquad (8)$$

Якщо врахувати умову комутативності $[\hat{H},\hat{G}]=0$, очевидно, що з огляду на (8) і $[\hat{H},\hat{\vec{p}}]=0$. Окрім того, оператор імпульсу явно від часу незалежний, тобто $\frac{\partial\hat{\vec{p}}}{\partial t}=0$, а тому, зважаючи на квантово-механічне рівняння руху, $\frac{d\vec{p}}{dt}=0 \Rightarrow \vec{p}=\text{const}$.

Можна також показати, що зберігається не лише імпульс $\vec{p}$, а й окремі його компоненти, наприклад, декартові $(p_x, p_y, p_z=\text{const})$. Отже, подібно до законів класичної фізики ми маємо справу з трьома незалежними законами збереження.

Закон збереження моменту імпульсу для вільної частики є очевидним наслідком аналізу квантово-механічного рівняння руху для оператора моменту імпульсу $\hat{\vec{L}}=-i\hbar[\vec{r},\vec{\nabla}]$. Щодо збереження цієї фізичної величини у зовнішньому полі, то воно має місце, якщо поле є центрально-симетричним як для випадку однієї частинки, так і для замкненої системи частинок. Теоретичне обґрунтування у цьому випадку зручно виконати, скориставшись властивостями симетрії такого зовнішнього поля.

Такий аналіз звичайно краще обрати під час вивчення властивостей квантової частинки у центрально-симетричному полі у курсі теоретичної фізики.

Висновки. Ми показали, що виконання законів збереження у квантовій механіці можна обґрунтувати на основі фундаментального принципу симетрій простору і часу, використання якого є доцільним для запровадження у сучасну методику навчання фізики у вищому педагогічному навчальному закладі, що розширює уявлення майбутніх вчителів фізики про цілісність і фундаментальність фізичних законів, принципів та понять.

БІБЛІОГРАФІЯ

1. Блохинцев Д.И. Основы квантовой механики / Д.И.Блохинцев. – М. : Наука, 1976.
2. Глауберман А.Ю., Манакін Л.О. Фізика атома та квантова механіка / А.Ю. Глауберман, Л.О. Манакін. – К. : Вища школа, 1972.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика / Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. – М. : Наука, 1976.
4. Подопригора Н.В. Закон збереження електричного заряду та його інваріантність відносно калібрувальних перетворень // Наукові записки. – Вип. 72. – Серія: Педагогічні науки. – Кіровоград : РВВ КДПУ ім. В.Винниченка. – 2007. – Ч.1. – С. 211-218.
5. Тарасов Л.В. Основы квантовой механики / Л.В.Тарасов. – М. : Высшая школа, 1978.
6. Тестов В.А. Фундаментальность образования: современные подходы / В.А.Тестов // Педагогика : научно-теоретический журнал. – 2006. – №4. – С. 3-9.
7. Штольський Э.В. Атомная физика / Э.В.Штольський. – М. : Наука, 1976. Т.2.

ВІДОМОСТІ ПРО АВТОРА

Подопригора Наталія Володимирівна – доцент кафедри фізики та методики її викладання КДПУ ім. В. Винниченка.

Наукові інтереси: проблеми дидактики фізики середньої і вищої школи.

ОКРЕМІ ОСОБЛИВОСТІ МЕТОДИКИ РОЗКРИТТЯ СТАНДАРТНОЇ ТА ДЕЯКИХ ІНШИХ ФІЗИЧНИХ МОДЕЛЕЙ

Микола САДОВИЙ

У статті здійснено аналіз структури і змісту навчального матеріалу з сучасної фізики у вищих навчальних закладах та внесено пропозиції щодо їх удосконалення.

In the article the analysis of structure and maintenance of educational material is carried out from modern physics in higher educational establishments and suggestions are borne in relation to their improvement.

Постановка проблеми. У методиці навчання фізики найбільш дослідженими є електромагнітна та слабка взаємодії. Нині інтенсивно проводяться роботи із завершення теорії сильної взаємодії. Багато ще не вирішених проблем залишається у теорії гравітаційної взаємодії. Тестування студентів старших курсів з виявлення сутності фундаментальних взаємодій показало, що окремо кожну взаємодію вони характеризують задовільно. Проте мало хто з студентів допускає думку про об'єднання всіх взаємодій єдиною теорією, що у процесах фізики високих енергій можливі одночасно всі чотири типи взаємодій.

Отже, **метою даної статті** є показати ґрунтовне дослідження методики навчання фундаментальних взаємодій як єдиного цілого, як системи, де всі елементи (чотири взаємодії) тісно між собою пов'язані і одночасно мають місце у будь-якому взаємоперетворенні елементарних частинок. Інша справа, яка з них є домінуючою.

Основний матеріал. У цьому зв'язку навчання фундаментальних взаємодій ми пропонуємо здійснити дедуктивним способом від загального до одиничного. Пропедевтикою такого підходу може бути наступне. Студентам з шкільного курсу фізики відомі чотири види фундаментальних взаємодій. Тому ставимо проблемне завдання: якими теоріями можна пояснити електрику, земне притягання, світло, нейтрино, протони, магнетизм, бета-розпад, небесну механіку, піони, нейтрони, магнетизм, земну механіку.

Пропонуємо згрупувати вказані поняття за логічними зв'язками взаємодій та їх опису. В результаті їх аналізу за пропонованими критеріями одержимо наступні групи понять:

1) електрика, магнетизм, світло;