НАЦІОНАЛЬНИЙ НАУКОВИЙ ЦЕНТР «ХАРКІВСЬКИЙ ФІЗИКО-ТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ»



Афанасьєв С.М. afanserg@kipt.kharkov.ua

Методи обробки даних в ядерній фізиці

1. Вступ. Методи та засоби експериментальних досліджень. Класифікація, типи і завдання експерименту. Методологія експерименту. Методи накопичення і обробки експериментальної інформації.

2. Основні поняття про вимірювання. Статистичні характеристики результатів вимірювання. Інструментальні похибки. Похибки засобів вимірювальної техніки. Абсолютна і відносна похибка. Класифікація систематичних похибок.

3. Огляд програмного забезпечення для виконання аналізу, обробки і представлення експериментальних даних. Мова програмування Python як найкращий сучасний спосіб обробки наукового матеріалу. Створення графічних додатків для аналізу експериментальних даних. Короткий огляд модулів Numpy, Scipy, Pandas і Matplotlib з практичними прикладами.

4. Обробка результатів експерименту. Перевірка наявності зв'язку між вимірюваними показниками. Статистичні характеристики результатів вимірювання. Про методи найменших квадратів (МНК). Екстремум функцій багатьох змінних. Визначення положень і площ піків та оцінка похибок у їх визначенні – функції Гауса і Брейт-Вігнера.

5. Дифузійна камера в магнітному полі як приклад трекового 4π-детектора. Фотоядерні реакції на ядрах s- і p-оболонок. Механізм утворення треків і методи отримання фільмової інформації. Методика реконструкції треків і відновлення інформації про події фотоядерних реакцій.

6. Моделювання ядерних реакцій. Кінематичний розрахунок багаточастинкових фотореакцій в припущенні утворення проміжного збудженого ядра. Парціальні канали різних рівнів збуджених ядер, їх відносний вихід і вплив на загальні результати.

7. Фізичний аналіз на прикладі реакцій ¹²С(γ,3α) і ¹⁶О(γ,4α). Повні, диференційні і парціальні перерізи реакцій. Отримання інформації про механізм взаємодії гама-квантів з ядрами і етапів розпаду ядер.

8. Методи отримання інформації за допомогою детекторів-лічильників. Рентгенофлюоресцентний аналіз, мас-спектрометрія і гама-спектрометри. Практичні приклади обробки гама-спектрів. Локалізація піків повного поглинання, знаходження їх площ та енергій відповідних гама-ліній для подальшої ідентифікації та розрахунку активностей радіонуклідів.

9. З використанням цифрової методики отримати фізичну інформацію з реакцій (γ, np) на ядрах ¹²C, ¹⁴N та ¹⁶O.

10. Обробка даних з мас-спектрометра і отримання інформації про елементний і ізотопний склади матеріалу.

Лекція 5

Вступ

- 1. Фотоядерні реакції на ядрах s- і р-оболонок.
- Дифузійна камера в магнітному полі як приклад трекового 4π-детектора.
- 3. Механізм утворення треків і методи отримання фільмової інформації.
- 4. Методика реконструкції треків і відновлення інформації про події фотоядерних реакцій.

Висновки



Визначення фотоядерних реакцій

Фотоядерні реакції (<u>англ.</u> photodisintegration, phototransmutation) — <u>ядерні реакції</u>, що відбуваються при поглинанні <u>у-квантів ядрами атомів</u>.

При поглинанні γ-кванту ядро отримує надлишок енергії без зміни свого нуклонного складу, а ядро з надлишком енергії є складеним ядром.

Як і інші ядерні реакції, поглинання ядром γ-кванту можливе лише при виконанні необхідних **енергетичних** і <u>спінових</u> співвідношень. Якщо передана ядру енергія перевищує <u>енергію зв'язку</u> нуклона в ядрі, то відбувається розпад утвореного складеного ядра.

Явище випромінювання ядрами <u>нуклонів</u> називається **ядерним фотоефектом**. Це явище відкрили 1934 року <u>Чедвік</u> і <u>Гольдхабер</u> (**d** (**γ**, **pn**)) і далі досліджували <u>Боте</u> і Вольфганг Гентнер, а потім і <u>Нільс Бор</u>.

<u>Типовими фотоядерними реакціями є:</u>

- ***** (γ,n)
- ***** (γ,p)
- * (γ, pn)
- * менш імовірні реакції з вильотом дейтронів або α-частинок.
- !!! Все це ендотермічні процесси (з поглинанням енергії) !!!



Фотон. Історія назви та позначення

- ➤ Альберт Ейнштейн спочатку назвав фотон «світловим квантом» (<u>нім.</u> das Lichtquant).
- Сучасна назва, яку фотон отримав від <u>грецького</u> слова φῶς, «phōs» («світло»), була введена в <u>1926</u> хіміком Гілбертом Льюїсом, який опублікував свою теорію, в якій фотони вважалися «нестворюваними і незнищуваними».
- У <u>фізиці</u> фотон зазвичай позначається символом γ (<u>грецька літера гамма</u>). Це позначення походить від назви <u>гамма-випромінювання</u>, відкритого в <u>1900</u> році, яке складається з достатньо високоенергетичних фотонів. Гамма-випромінювання, один із трьох видів (<u>α-</u>, <u>β-</u> і γ-промені) іонізувальної радіації, що випромінювалися відомими в той час радіоактивними речовинами, відкрив <u>Пауль Віллард</u>.
- ➢ Електромагнітну природу гамма-променів довели в <u>1914</u> році <u>Ернест Резерфорд</u> і <u>Едвард Андрейд</u>.
- У <u>хімії</u> та <u>оптичній інженерії</u> для фотонів часто використовують позначення *h*v, де *h* <u>стала</u> <u>Планка</u> і v (грецька літера <u>ню</u>) — <u>частота</u> фотонів. Добуток цих двох величин є <u>енергією</u> фотона.

Корпускулярно-волнова природа фотона

У 1900 р. німецький фізик Макс Планк висуває квантову теорію природи світла, яка доповнює і розширює електромагнітну теорію. За квантовою теорією світло випромінюється небезперервно, а квантами (фотонами) - певними неподільними порціями електромагнітної енергії.

Взагалі природа світла дуалістична - двоїста. Одні явища пояснюються хвильовою теорією, а інші - квантовою. Зв'язок між квантовою і хвильовою теорією виражається за формулою Планка: Е = hv, де v - частота випромінювання, а стала Планка дорівнює: h = 6,626 • 10⁻³⁴ Дж • c ≈ 6,63 • 10⁻³⁴ Дж • c

Фотон - квант електромагнітного поля, елементарна частинка, що є носієм електромагнітної взаємодії. *Маса* фотона в стані спокою дорівнює нулю.

Маса не спокою $m = E/(c^2)$.

Імпульс - це добуток маси на швидкість. Тоді p=mV (V - швидкість) чи т.к. V=c p=mc або p=h·v/c. Враховуючи зв'язок частоти світла, довжини хвилі та швидкості світла (c= λ ·v), імпульс фотона можна виразити формулою p=h/ λ .

Енергія фотона – при електромагнітній взаємодії енергія не може передаватися довільними кількостями, а лише певними порціями, що залежать від частоти коливань поля.



12.11.1931, Берлін. Товариство Макса Планка (творця квантової теорії)



<u>Зліва направо</u> лауреати нобелівської премії

- . Вальтер Г. Нерст (хімія, 1921)
- 2. Альберт Эйнштейн (фізика, 1921)
- 3. Макс Планк (фізика, 1918)
- 4. Роберт Е. Міллікен (фізика, 1923)
- 5. Макс фон Лауе (фізика, 1914)

Фотоядерні реакції. Переваги і недоліки.

Переваги фотоядерних реакцій:

- Електромагнітна взаємодія найбільш вивчена
- Вона набагато слабша за нуклон-нуклонну
- Механізм передачі енергії від ү-кванта, що налітає, досліджуваному ядру відомий точно. У таких реакціях простіше, ніж у реакціях під дією нейтронів і заряджених частинок, відокремити ефекти структури ядра від механізмів його збудження

Недоліки фотоядерних реакцій:

- у-квант безмасова і беззарядна частинка. Труднощі з утворенням і подальшою реєстрацією
- форма гальмівного спектра

<u>Частина 1. Фотоядерні реакції на ядрах s- і р-оболонки.</u>

Ядра s- і р-оболонки

Експериментальні дослідження атомних ядер виявили деяку періодичність у зміні індивідуальних характеристик (таких, як енергії зв'язку, спіни, магнітні моменти, парності, деякі особливості α- і β-розпадів) основних і збуджених станів атомних ядер.

Спіни і парності ядер у моделі оболонок - сумарний момент системи однакових нуклонів, що заповнюють будь-яку підоболонку, дорівнює 0 незалежно від квантових чисел підоболонки та кількості (2j + 1) нуклонів, що заповнюють її (нейтронів або протонів). Це важливе правило є наслідком того факту, що серед однакових нуклонів (2j + 1), які заповнюють підоболонку (2j + 1), будуть обов'язково знаходитися нуклони з рівними за абсолютною величиною, але різними за знаком проекціями повного моменту нуклона на виділену вісь. Такі пари однакових нуклонів мають сумарний повний момент, що дорівнює 0.

Зазначена періодичність подібна до періодичності властивостей електронних оболонок атома і визначається магічними числами нейтронів і протонів:

Ізотопи H, He ← S p → Ізотопи Li, Be, B, C, N, O

Бази даних ядерних реакцій

http://nucldata.tunl.duke.edu/nucldata/index.shtml

35. ${}^{12}C(\gamma, p){}^{11}B \qquad Q_m = -15.9569$

- 36. (a) ${}^{12}C(\gamma, \pi^0){}^{12}C$ $Q_m = -134.9766$ (b) ${}^{12}C(\gamma, \pi^+){}^{12}B$ $Q_m = -152.9396$ (c) ${}^{12}C(\gamma, \pi^-){}^{12}N$ $Q_m = -156.9083$
- 37. (a) ${}^{12}C(\gamma, d){}^{10}B$ $Q_m = -25.1864$ (b) ${}^{12}C(\gamma, pn){}^{10}B$ $Q_m = -27.4110$ (c) ${}^{12}C(\gamma, t){}^{9}B$ $Q_m = -27.3663$ (d) ${}^{12}C(\gamma, pd){}^{9}Be$ $Q_m = -31.7731$

38. ${}^{12}C(\gamma, \alpha)^8Be$ $Q_m = -7.3666$

<u>Реакція ¹²C(γ,3α)</u>

A study of the α breakup cross section using quasi-monoenergetic and polarized beams with $E_{\gamma} = 9.0$ to 10.7 MeV found enhanced E2 strength corresponding to $E_x = 10.03 \pm 0.11$ MeV with $\Gamma = 0.80 \pm 0.13$ MeV and $\Gamma_{\gamma} = 60 \pm 10$ meV (2013ZI03); in the analysis the α -8Be breakup angular distribution was analyzed to determine the E1/E2 contributions and the mixing phase. This state is interpreted as the $J^{\pi} = 2^+$ excitation of the $E_x = 7.65$ MeV astrophysically important Hoyle state. Also see (2011GA09, 2012GA39), (2016HA05: theory) and (<u>1994OB03</u>, <u>2011GA47</u>, <u>2011IS14</u>, <u>2013IS05</u>, <u>2014IS06</u>, <u>2015GA17</u>: astrophys.). At higher energies, the total cross section exhibits broad peaks at $E_x = 17.47 \pm 0.12$ MeV with $\Gamma = 6.12 \pm$ 0.14 MeV and 27.12 \pm 0.34 MeV with Γ = 4.56 \pm 0.14 MeV (<u>2008AF04</u>). A pronounced minimum occurs at 20.5 MeV: to what extent the peaks have fine structure is not clear; see (1964TO1A) and references in (<u>1968AJ02</u>). Alpha energy distributions show surprisingly strong E1 contributions below $E_{\gamma} \approx 17$ MeV (<u>1955GO59</u>, <u>1964TO1A</u>). For $E_{\gamma} < 22$ MeV, transitions are mainly to ⁸Be_{g.s.} and ⁸Be*(2.9) with the g.s. transition dominating for $E_{\gamma} \lesssim 14$ MeV. For $E_{\gamma} > 26.4$ MeV, ⁸Be (T = 1) levels near 17 MeV are strongly excited (<u>1955GO59</u>, <u>2008AF04</u>). The mechanism for formation of various ⁸Be excited states up to $E_x \approx 23$ MeV was carefully studied for photon energies below $E_{brem} = 40 \text{ MeV} (\underline{2008 \text{ AF04}})$, and resonances have been deduced; see 12.25 (in PDF or PS). See also (1992DZ02, 1993KI15, 1997GO16, 1998KO77, 2001KI33, 2002KO65). The ratio for $\sigma(\gamma, \alpha_0)/\sigma(\gamma, p_0)$ is 0.029 ± 0.012 at $E_{\gamma} = 28$ MeV (<u>1989FE01</u>). For other breakup processes see (1975AJ02, 1985AJ01).

!!! Значна кількість фотоядерних реакцій і для кожної реакції великий спектр теоретичних і експериментальних досліджень !!!

Основні експериментальні методи вивчення фотоядерних реакцій

1. Енергія γ-квантів природних радіоактивних елементів не перевищує 3 MeB, тому фотоядерні реакції під дією γквантів природних джерел можна спостерігати тільки на ядрах, у яких енергія зв'язку нуклона становить ~ 3 MeB

2. Отримання фотонів високих енергій стало можливим після створення прискорювачів електронів великої енергії. Гальмування швидких електронів в мішенях з матеріалів з великими Z (W, PL) викликає появу жорсткого гальмівного випромінювання



Гальмівне випромінювання (нім. Bremsstrahlung)

!!! Спектр гальмівного випромінювання неперервний (рис. г) !!!

<u>електромагнітне випромінювання</u> заряджених частинок при зіткненні з іншими зарядженими частинками, зазвичай електронами чи атомними ядрами



Гальмівне випромінювання зарядженого електрона, що розсіюється на додатньо зарядженому <u>йоні</u>.



Моноенергетичні і поляризовані фотони

Методи монохроматизації у-випромінювання високої енергії:

- 1. Анігіляція на льоту швидких позитронів (1957).
- 2. Мічені фотони (tagging photons) (1953).
- 3. Комптон-ефект на рухомому електроні (1963).
- 4. Фотонні пучки іншого типу.





1.



3.

!!! Монохроматичні фотони !!!

!!! Розсіянні фотони поляризовані !!!

Механізм взаємодії у-кванта з ядром

На початку досліджень було принято, що:

- □ на ядрах з *A* < 100 фотоядерні реакції (γ, *n*) і (γ, *p*) йдуть з утворенням складеного ядра, про що засвідчує ізотропний (рівномірний) розподіл вильоту нейтронів і протонів
- □ на ядрах з A> 100 для реакцій (γ, p) було виявлено, що кутовий розподіл протонів з максимальною енергією нс є ізотропним, а спостерігається виліт переважно в напрямку 90 ° до пучку γ-квантів гальмівного випромінювання. Вихід протонів виявляється при цьому майже в 100 разів вище в порівнянні з виходом, який пророкує модель складеного ядра.

Електромагнітні переходи



збереження кількості моменту руху

$$\vec{J}_f = \vec{J}_i + \vec{J}_{\gamma}$$
 ago $|J_i - J_f| \le J_{\gamma} \le J_i + J_f$

збереження парності

$$P_f = P_i \cdot P_\gamma$$
 або $P_\gamma = P_i \cdot P_f$

Правила відбору

Парність

 $P_i \cdot P_f = (-1)^J$ Еј - фотони (електричний момент) $P_i \cdot P_f = (-1)^{J+1}$ Мј – фотони (магнітний момент)







Утворення складеного ядра. Види колективних збуджень ядра

Одночастинкова модель оболонок (ОМО) успішно пояснює спіни і парності основних станів ядер, а також природу низки збуджених ядерних станів



Схематичне представлення перерізу фотопоглинання фотонів атомними ядрами



Інтервали перерізу за енергією у-кванта

У ділянці І фотон, що поглинається ядром, може збуджувати окремі ізольовані низьколежачі ядерні рівні. При знятті такого збудження відбувається випромінювання ядром одного або декількох фотонів. Це явище має назву ядерної резонансної флуоресценції (ЯРФ).

У ділянці II енергія поглинутого фотона достатня для вибивання з ядра одного або декількох нуклонів, а також систем з малого числа пов'язаних нуклонів. Для важких ядер можливий також поділ (фотоподіл). Усі ці процеси об'єднують терміном фоторозщеплення. Найхарактернішою особливістю цієї енергетичної області є наявність високоенергійних колективних ядерних збуджень, що проявляються в потужних і широких максимумах, які називаються гігантськими резонансами. Найзначніший із них зумовлений переважним поглинанням електричних дипольних (Е1) фотонів і тому називається гігантським дипольним резонансом (ГДР).

У ділянці III, що лежить за максимумом ГДР і простягається аж до мезонного порога (150 MeB), довжина хвилі фотона, що поглинається ядром, стає меншою за радіус ядра, і фотон переважно взаємодіє із системами з малої кількості нуклонів, що формуються усередині ядра (квазідейтрон, квазіальфачастинка та ін.). Ядерне фоторозщеплення в цій енергетичній ділянці найчастіше починається з розщеплення цих пов'язаних малонуклонних систем і завершується випусканням ядром кількох нейтронів.

Починаючи з мезонного порога (ділянка IV), фотон взаємодіє з окремими нуклонами, переводячи їх у збуджений (резонансний) стан. Найнижчим із них є Δ-ізобара (для її збудження потрібна енергія фотона близько 300 MeB). Природа гігантських резонансів у перерізах дістала перше пояснення в рамках напівкласичної гідродинамічної моделі. Воно грунтувалося на уявленні про єдину частоту коливань усіх нейтронів ядра відносно всіх його протонів під час взаємодії електричного дипольного випромінювання з ядром, як із цілим об'єктом. Відмінність форми ядра від сферичної було інтерпретовано найпростішою колективною моделлю ядра. Для деформованих ядер, що мають форму еліпсоїда обертання, переріз поглинання фотонів має мати два широких максимуми, а не один, як у випадку сферичних ядер, оскільки коливання мають відбуватися вздовж двох осей ядерного еліпсоїда.

Імовірність поглинання фотонів ядром як функція їхньої енергії



Гігантський дипольний резонанс

Особливістю функцій збудження фотоядерних реакцій є *гігантський дипольний резонанс* великий максимум з шириною порядку декількох MeB, розташований у легких ядер (¹²C, ¹⁶O i т.п.) в області **20-25 MeB**, у середніх і важких - в області **13-18 MeB**.



- ГДР спостерігається на всіх ядрах, починаючи з дейтрона (A=2)
- Положення максимуму ГДР описується співвідношенням: Е ~ 78 А^{-1/3} МеВ
- В легких та середніх ядрах спостерігається конфігураційне розщеплення ГДР, обумовлене оболонковою структурою ядра
- Основними каналами розпаду ГДР є розпади с випусканням протонів і нейтронів
- В важких ядрах відкривається канал ділення атомних ядер

Клас багаточастинкових реакцій

- Багаточастинкові фотоядерні реакції до теперішнього часу залишаються найменш вивченими зі всього різноманіття ядерних процесів не дивлячись на те, що в цих реакціях можна отримати найбільш цінні відомості про механізм взаємодії налітаючої частинки з ядром, про ядерно-ядерні кореляції і про роль багаточастинкових конфігурацій в ядрах.
- У процесах з декількома частинками в кінцевому стані існує більш кінематичних параметрів і є можливість здобути такі відомості про ядерну взаємодію і структуру ядра, які не можна визначити з аналізу бінарних процесів.



Набір кінцевих ядер при багаточастинкових фотореакціях

			5Be	6Be 92 KeV	7Be 53.24 D	8Be 5.57 eV	9Be STABLE 100.%	10Be 1.387E+6 Y
2	рорди		P	ຜ: 100.00% P: 100.00%	€: 100.00%	a: 100.00%		β-: 100.00%
_	<u>заряд</u>	ЗLi	4Li 6.03 MeV	5Li ≈1.5 MeV	6Li STABLE 7 59%	7Li STABLE 92 41%	8Li 839.9 MS	9Li 178.3 MS
-		Р	P: 100.00%	ฝ: 100.00% P: 100.00%		02.1170	β-α: 100.00% β-: 100.00%	β-: 100.00% β-n: 50.80%
			3He STABLE 0.000134%	4He STABLE 99.999866%	5He 0.60 MeV	6He 801 MS	7He 150 KeV	8He 119.1 MS
2					N: 100.00% a: 100.00%	β-: 100.00%	N	β-: 100.00% β-n: 16.00%
1		1H STABLE 99.9885%	2H STABLE 0.0115%	3H 12.32 Y	4H	5H 5.7 MeV	6H 1.6 MeV	7H 29E-23 Y
1				β-: 100.00%	N: 100.00%	2N: 100.00%	N: 100.00%	2N?
			Neutron 10.183 M					
L			β-: 100.00%					
		0	1	2	З	4	5	N

масове число

Інтегральні перерізи основних реакцій на ядрі ¹²С

реакція	σ _{інт} , <i>мбн*МеВ</i>				
$^{12}C(\gamma,p)^{11}B$	188.6				
$^{12}C(\gamma,n)^{11}C$	188.6				
¹² C(y,pn) ¹⁰ B	25.8				
¹² C(γ,p)α ⁷ Li	9.7				
$^{12}C(\gamma,n)\alpha^7Be$	8.6				
¹² C(γ,pn)α ⁶ Li	11.6				
¹² C(γ,pp) ¹⁰ Be	≤1.0				
¹² C(γ,p) ³ H2α	8.1				
¹² C(γ,n) ³ He2α	10.5				
$^{12}C(\gamma,3\alpha)$	5.58				
Інше	≤ 3 %				

$$\sigma^{i\mu m} = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega$$

Два типу реакцій:

(γ,N) (γ,α)

або їх комбінації

Кінематика багаточастинкових фотореакціях



Квазідейтронна модель

пояснює (ү,п)-, (ү,р)- і (ү,пр)-реакції

- У 60-х роках класик фотоядерної фізики Левінжер сформулював підхід для опису поглинання фотонів великої енергії на атомних ядрах, який загальновідомий як "квазідейтронна модель".
- Запропонована модель за своєю простотою і фізичним змістом виявилася настільки багатогранною, що впродовж усіх наступних років і до теперішнього часу слугує орієнтиром для побудови сучасної теорії ядерних реакцій двонуклонної фотоемісії А(γ,пр)А-2.



α-кластерна модель

α-кластерна модель



у-квант взаємодіє з віртуальною підструктурою





Модель нуклонних асоціацій





Схема виходу кластера з атомного ядра: a) - кластер X перебуває всередині ядра A; б) - кластер X вилетів із ядра

Ілюстрація уявлення ядра як системи нуклонів (а) і одночасно як системи нуклонів і багатонуклоних кластерів (б)

- ✓ Ядро складається з двох безструктурних фрагментів, властивості яких збігаються або близькі до властивостей відповідних ядер у вільному стані.
- ✓ Двокластерна модель передбачає наявність тільки двох відокремлених фрагментів кластерів, між якими перерозподілені всі нуклони ядра.
- ✓ Фотон не вступає в сильні ядерні взаємодії з ядром-мішенню, а відбувається тільки електромагнітна взаємодія з кластерною структурою, оператори якої точно відомі.
- Тому можна враховувати тільки ядерні взаємодії пов'язаних кластерів, що істотно спрощує розгляд, порівняно з тритільною задачею, коли поряд із міжкластерними силами треба враховувати і ядерну взаємодію частинки, що налітає.

Частина 2. Дифузійна камера в магнітному полі як приклад трекового 4π-детектора.

Типи трекових детекторів

Трековими детекторами називають групу детекторів, у яких під час проходження зарядженої частинки виникає візуально спостережуваний слід (трек) цієї частинки. Трекові детектори зіграли видатну роль через наочність і можливість отримання вичерпної просторової картини досліджуваного процесу. Завдяки цим детекторам було відкрито ядерні розпади і реакції, частинки (позитрон, мюон, заряджені піони, дивні і зачаровані частинки).

Типові просторові та часові характеристики трекових і координатних детекторів							
Тип детектора	Просторова роздільна	Тимчасова роздільна	Мертвий час, сек				
	здатність, мм	здатність, сек					
Емульсії	10-3						
Камера Вільсона	0.3	0.1	0.01				
Дифузійна камера	0.5	1					
Бульбашкова камера	0.1	10-3	0.1				
Іскрова камера	0.1-0.3	10-6	10-8				
Стримерна камера	0.2-0.3	2 10-6	0.1				
Пропорційна камера	0.05-0.3	10 ⁻⁹ - 10 ⁻⁸	2 10-7				
Дрейфова камера	0.1-0.2	2 10-9	10-7				

Деякі приклади трекових детекторів



Ч. **Вільсоном**, 1912 р. нобелівська премія, 1927 р.



Д. Глазером, 1952 р. нобелівська премія, 1960 р.



<u>А. Беккерель</u>, 1896 р. 1940^{ві} <u>С. Пауелл</u>, товстий емульсіоний шар (нобелівська премія, 1950 р.)

Дифузійна камера – модернізація камери Вільсона <u>А. Ландгсдорф</u>, 1936 р. Іскрова камера була створена на основі старішого детектора - іскрового лічильника. Удосконалений варіант іскрової камери - стримерна камера.

Розвиток методики трекових детекторів

- Найпростіше реєструвати заряджені частинки, тому їх і відкрили раніше. Їх видає іонізаційний слід, який залишають електронно-іонні пари вздовж свого шляху. Камери, або трекові детектори, це пристрої для простеження траєкторії зарядженої частинки з усіма вторинними продуктами.
- Першим трековим детектором була камера Вільсона (в іноземній літературі "туманна камера"). Принцип її дії полягає в утворенні крапельок туману на іонізаційному сліді частинки в переохолодженій парі після різкого скидання тиску.
- Пізніше роль лідера вимірювальної техніки перейшла до бульбашкової камери, в якій треки частинок створювали мікроскопічні бульбашки газу в перегрітій рідині. Бульбашкові камери, особливо наповнені рідким воднем (протонні мішені), сприяли отриманню видатних результатів у прискорювальних експериментах.

Недоліки термодинамічних камер (Вільсона, бульбашкової) - мала швидкодія і неможливість автоматизації даних, що стало помітною перешкодою після введення в експеримент комп'ютера як керуючого та обробного центру.

- Особливе місце посідає фотоемульсійна камера (розвиток методу ядерної фотоемульсії) рекордсмен за точністю вимірювання координат (до 1 мікрона), але абсолютно не пристосована для роботи з лічильниками і комп'ютером. Дані з неї доводиться обробляти вручну.
- На зміну їй прийшли електророзрядні пристрої, що різко підвищили ефективність використання прискорювальних пучків (за рахунок швидкодії і можливості "стикування" з лічильниками частинок): іскрові та їх різновид стримерні камери. Іскри і стримери ланцюжки окремих розрядів з високою точністю слідують за іонізаційним слідом, навіть таким, що має форму дуги, під час руху частинки в магнітному полі.
- *
- Найуніверсальнішим і найгнучкішим засобом, що відповідає сучасним вимогам, виявилися багатодротяні камери пропорційні, дрейфові та інших модифікацій. Е можливість використання комп'ютера як керуючого та обробного центру

Реєстрація нейтральних частинок здійснюється тими самими методами, що й заряджених (лічильники + камери), тільки з урахуванням того, що спершу вони повинні створити заряджені частинки.

Принцип роботи дифузійної камери (ДК)

- 1. У ДК треки утворюються краплями рідини в пересиченій парі.
- 2. ДК являє собою замкнуту посудину, заповнену сумішшю газу і пари під тиском. Дно і кришка камери розташовуються в горизонтальній площині, і між ними створюється градієнт температур у вертикальному напрямі.
- 3. Пара випаровується від гарячої поверхні біля кришки камери і дифундує до охолоджуваного дна, де утворюється чутливий шар висотою декілька сантиметрів.
- 4. При проходженні заряджених часток через цей шар на іонах, що утворилися, виростають краплі і створюється видимий трек, що опускається на дно камери під дією сили тяжіння.



5. ДК є детектором з безперервною чутливістю до заряджених частинок.

Сверху рабочий объем накрыт стеклянным диском, чтобы ограничить доступ ионам от конструкционных материалов. Над диском расположен электрический нагреватель, поддерживающий его температуру равной +11.5°С. Снизу рабочий объем ограничивался медным днищем, охлаждаемым парами азота до -70°С. Средний температурный градиент для указанных температур равен 13.5 град./см.

Трекові детектори в ННЦ ХФТІ

Були створені на пучці гальмівних фотонів від лінійних прискорювачів електронів ЛПЕ-300 (буд. 3) і ЛПЕ-2000 (буд. 2)



трековий детектор на виході ЛПЕ-300 (буд. За)

Колектив групи камерних методик

1. Перший прототип (водородна, диффузійна) створені в 1958-1959 р.

2. Робоча установка на пучку почала працювати з 1968 р.



Вацет П.И.

3. До 1978 р. роботу вели

тільки на ⁴Не



Волощук В.И.



4. Пізніше в якості мішені були використовані суміші ядер ¹²С , ¹⁴N і ¹⁶О з ⁴Не



Тонапетян С.Г.

Установка «Електрон» на основі дифузійної камери

Переваги дифузійної камери:

- ✓ практично чиста мішень не дає фонових реакцій на інших ядрах;
- через малу густину середовища мішені низький поріг реєстрації частинок;
- ✓ наявність магнітного поля дає змогу надійно ідентифікувати продукти реакції та відокремлювати однозарядні частинки від двозарядних;
- ✓ камера є одночасно і 4π-детектором, і мішенню;
- 🗸 документальність інформації.





<u>Частина 3. Механізм утворення треків і методи</u> <u>отримання фільмової інформації</u>.

Етапи проведення експерименту

- 1. Отримання пучка γ-квантів. Пучок гальмівного випромінювання електронів з енергією 150 MeB з лінійного прискорювача ЛУЕ-300 (буд.3 на слайді 9) отримували на танталовому радіаторі. Оптимальну товщину радіатора обирали, зважаючи на необхідну інтенсивність пучка і збереження шифівського спектрального розподілу фотонів. Мішень являла собою танталову фольгу товщиною 0.215 мм (~ 0.08 рад. дл.).
- 2. Виведення пучка ү-квантів в камеру. На слайді 9 тонель між буд. 3 і буд. 3а ~ 30 м. Після радіатора електронний пучок спрямовувався в могильник поворотним магнітом. При відключеному магніті струм електронного пучка вимірювався за допомогою циліндра Фарадея. До циліндра Фарадея пучок ү квантів проходив у вакуумі, а після по повітрю. Поперечний розмір пучка ү-квантів формувався системою двох свинцевих коліматорів. Абсолютну інтенсивність пучка фотонів вимірювали квантометром Вільсона, а його моніторування здійснювали за допомогою тонкостінної іонізаційної камери.
- 3. Робоча зона камери висвітлювалася потужними імпульсними лампами з двох боків через вікна з органічного скла і фотографувалася 4^x-об'єктивним фотоапаратом. Використовувалися об'єктиви типу індустар-50 з фокусною відстанню f = 37 мм. Фотографування проводилося з відстані ≈ 517 мм. Є
- **4. Камера являла собою** замкнуту посудину з нержавіючої сталі, що давала змогу заповнювати її до тиску 10 аті. **Робочий об'єм обмежувався циліндром** із безкалієвого скла діаметром 280 мм і висотою 60 мм. Камеру поміщали в поле магніту МС-4В, що живиться постійним струмом I = 660 A з нестабільністю 0.1 %.

Для створення стереокартини фотографічна частина складається з 4-х фотокамер !!! Події фотографуються фотокамерами одночасно.



Обчислюється кут нахилу треку і вибирається оптимальна пара фотокамер

Реперні хрести

На скляних пластинках, до яких притискалася фотоплівка, нанесені реперні хрести.

!!! На кожному фотокадрі є по 4^и реперні хрести !!!



за допомогою зображення хрестів плівку виставляли в положення, яке вона займала під час фотографування, контролювали якість вимірювання і проводили облік усадки плівки

Процедура отримання інформації про фотореакції дуже трудомістка і часозатратна

1. Стереолупа (візуальний перегляд)



<u>2. Обмір на</u> <u>напівавтоматах ПУОС</u>



3. Технічне забезпечення (зв'язок ПУОС з ПК)

4. Реконструкція треків, ідентифікація подій і фізичний аналіз

!!! На відбір подій, вимірювання та реконструкцію треків йдуть роки !!!



Модернізація вимірювання координат точок вздовж трека

Створено **цифровий банк стереофотографій** фотоядерних реакцій методом оцифрування фотоплівок. Розроблена схема заповнення банку даних (результатом є набір файлів з розширенням *.jpg) і представлено структуру у вигляді ієрархії каталогів, підкаталогів і файлів для зберігання зображень.



Математичний аналіз – перетворення фото в числову матрицю

Розподіл інтенсивності пікселів усієї матриці



		0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
	0	80	76	72	67	63	57	54	55	54	54
	1	81	75	69	63	59	50	51	51	53	52
	2	82	74	68	61	56	52	51	52	55	54
	3	81	74	69	65	60	57	56	56	56	54
	4	84	78	71	69	66	64	61	59	58	55
	5	88	81	73	70	68	67	63	60	58	56
	6	88	81	75	73	71	67	65	61	57	54
M =	7	84	77	75	73	72	68	66	63	59	54
	8	78	73	72	73	72	69	67	64	62	58
	9	71	69	71	73	73	71	69	66	61	60
	10	69	68	71	74	73	74	70	67	64	63
	11	69	68	72	74	75	75	73	70	68	67
	12	71	70	75	80	80	77	75	73	72	74
	13	71	70	77	82	86	78	77	75	76	77
	14	80	79	81	84	88	80	79	77	78	79
	15	80	82	84	87	92	82	79	78	79	

<u>Інтенсивність - (чорний колір – 0, білий колір – 255)</u>

!!! Використовується система координат із початком відліку в лівому верхньому кутку !!!

Частина 4. Методика реконструкції треків і відновлення інформації про події фотоядерних реакцій

Локалізація досліджуваної області. Реперний хрест.

Реперні хрести (РХ) розташовані в строго певній області фотографії. Це дозволяє створити метод автоматичного визначення їх координат. Як видно на рисунку зліва, РХ є темними лініями на сірому фоні. Очевидно, що рядок або колонка, уздовж якої розташовані пікселі, що відповідають РХ, мають меншу інтенсивність.



Рис. Реперний хрест на кадрі.



Рис. Розподіл середньої інтенсивності для рядків і колонок в області розміщення реперного хреста.

Мінімальне значення середньої інтенсивності відповідає Х або У координаті центру РХ

Визначення руху траєкторії частинок

<u>Напівавтоматична</u>

1. Вручну наноситься перша і остання (first i last) точки трека



2. Між точками **first** і **last** проводиться лінія і з певним кроком (визначається дліною трека) на неї ставиться допоміжна точка 2'.

 Від допоміжної точки 2' у бік трека проводиться вектор (на рис. червона стрілка). Вважається, що максимальне значення інтенсивності серед пікселів цього вектору відповідає координаті трека. Це точка 2 на треку. І т.д.

Фрагмент кадру з двопроменевою подією

Математичний розрахунок добре описує треки

Визначення руху траєкторії частинок

Автоматична

Метод сканування інтенсивності пікселів за круговою траєкторією визначеного радіусу від вершини події

На рис. зліва сканування було виконано за траєкторією обороту годинникової стрілки з кроком 15°.







знаючи вершину події, кути вильоту треків і середню інтенсивність І^{сер} в обраному напрямку, можна виконати розрахунок координат точок уздовж кожного треку



математичний розрахунок добре описує треки

Визначення руху траекторії треків

- 1. Після вимірювання координат точок уздовж треків створюється числова матриця цієї події.
- Створено алгоритм для переходу від цифрової системи вимірювання до експериментальної.

У

Відновлені координати точок треку:

$$Z = \frac{B \cdot h}{y_{\pi} - y_{\pi}}, \qquad \succ \text{ де } y_{\pi}, y_{\pi} - \text{ координати треку в системі координат на кадрі з початком у четвертому хресті (слайд 16),} \\ X = \frac{Z}{h} \cdot x, \qquad \rightarrowtail h - \text{ відстань від плівки до оптичного центру об'єктива,} \\ Y = \frac{Z}{h} \cdot y, \qquad \bowtie B - довжина стереобази (відстань між 4ми хрестами).}$$

- Напрямний косинус імпульсу *n* уздовж осі OZ визначався в результаті підгонки Z-координат треку лінійною залежністю від довжини проекції треку на медіанну площину.
- Координати точок X_i і Y_i підганялися колом. Для визначення напрямних косинусів *l*, *m* треку використовували напрямні косинуси l_i і m_i вектора, дотичного до кола в першій точці.

$$1 = \cos \theta$$

m = sin $\theta \cdot \cos \varphi$
n = sin $\theta \cdot \sin \varphi$
для кожного з **треків**

!!! Таким чином, на першому етапі отримано: напрямні косинуси (l, m, n), довжина трека L і радіус кривізни R !!!

в експерименті надійно відокремлювалися однозарядні частинки від багаторядних за іонізацією !!! На другому етапі треки ідентифікуються як частинки в залежності від законів збереження !!!

(зупинилась)

(не зупинилась)



<u>Ядро-мішень - ¹²С</u>

якщо частинка не зупинилася в робочому об'ємі камери, модуль імпульсу (Р) визначався по кривизні треку; якщо вона зупинилася, то енергія і імпульс частинки визначалися по пробігу

- $p_x = l \cdot p,$ $p = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}$ $l = \cos\theta$, $m = \sin\theta \cdot \cos\phi, \quad p_y = m \cdot p, \quad E = \sqrt{p^2 + M^2}$ $p_z = n \cdot p, \qquad T = E - M$ $n = \sin\theta \cdot \sin\phi$,
 - М маса частинки Т – кінетична енергія Е – повна енергія

 $\gamma + {}^{12}C \rightarrow p + {}^{11}B$ (реакція I)

!!! Після створення події перевіряються закони збереження енергії і імпульса !!!

Фонова реакція

!!! Основна фонова реакція - <u>ү + ¹²C → n +p + ¹⁰В (реакція II)</u> *!!!*

Закони збереження для реакції (I):

$$E_{\gamma} = \sum_{i=1}^{2} T_i + \varepsilon$$
$$\vec{p}_{\gamma} = \sum_{i=1}^{2} \vec{p}_i$$

Небаланс проекцій імпульсів

$$\begin{split} \Delta_{x} &= (p_{x1} + p_{x2} + p_{x3}) - E_{\gamma}, \\ \Delta_{y} &= (p_{y1} + p_{y2} + p_{y3}), \\ \Delta_{z} &= (p_{z1} + p_{z2} + p_{z3}), \\ \Delta &= \sqrt{\Delta_{x}^{2} + \Delta_{y}^{2} + \Delta_{z}^{2}}, \end{split}$$

IF



Д_{х,у,z} одночасно!!! в діапазоні допустимості – реакція (І) ELSE

реакція (II). Кінематичні параметри перераховуються

таким чином, якщо у події виконувався баланс імпульсів, вона належала до реакції (I), якщо ні - до реакції (II)

Поправки на необроблені події як вага події

1. Сумнівні події з важко помітними треками, необроблювані події, у яких дефекти на плівці. На них вводилася відносна поправка як відсоток від усіх подій.

2. Події, у яких є треки частинок з великим кутом нахилу до медіанної площини. На такі події вводилася геометрична поправка. Подію, як одне ціле, можна обертати навколо напрямку пучка γ-квантов з деяким кроком Δφ. Геометрична поправка η^{геом} дорівнює зворотній величині ймовірності одночасного потрапляння всіх треків у робочий об'єм камери:

$$\eta^{\text{reom}} {=} \frac{N(\Delta \phi)}{\displaystyle\sum_{i=1}^n \nu_i}$$

 v_i - ознака присутності події в робочому об'ємі камери, n - кількість треків. $v_i = 1$, якщо всі треки в зоні і $v_i = 0$, якщо хоча б один трек поза робочим об'ємом. Очевидно, що $\eta^{\text{геом}} > 1$.

!!! Формування події закінчено і можна перейти до фізичного аналізу реакції !!!

Висновки

Дякую за увагу