

Кількісний аналіз полів іонізуючого випромінювання працюючого прискорювача заряджених частинок

Виконано аналіз радіаційної небезпеки джерел іонізуючого випромінювання працюючого прискорювача заряджених частинок. Розраховано поля іонізуючого випромінювання до і після біологічного захисту для оцінки добових навантажень на персонал.

Ключові слова: радіаційна безпека циклотрона іонізуючого випромінювання, потужність еквівалентної дози, розрахунок дози, радіаційний захист.

С. І. Азаров, В. М. Євланов

Численный анализ полей ионизирующего излучения работающего ускорителя заряженных частиц

Выполнен анализ радиационной опасности источников ионизирующего излучения работающего ускорителя заряженных частиц. Рассчитаны поля ионизирующего излучения до и после биологической защиты для оценки суточных нагрузок на персонал.

Ключевые слова: радиационная безопасность циклотрона ионизирующего излучения, мощность эквивалентной дозы, расчет дозы, радиационная защита.

© С. І. Азаров М. Євланов, 2013

Прискорювачі заряджених частинок широко використовуються як у наукових дослідженнях, так і в сучасній радіаційній техніці та ядерній медицині [1].

Прискорювач — це насичений складною технікою комплекс, який генерує потужне поле іонізуючого випромінювання. Тому забезпечення радіаційної безпеки обслуговуючого персоналу в процесі експлуатації прискорювача є складною науково-технічною проблемою, обумовленою впливом різних за фізичною природою джерел іонізуючого випромінювання.

Розвиток сучасних наукових знань з радіаційної безпеки і досвід застосування прискорювачів, напрацьований в Україні та інших країнах, є підґрунтям з розробки нових методик розрахунку полів іонізуючих випромінювань працюючого прискорювача для оцінки добових навантажень на персонал.

Мета даної статті — дати систематизовану інформацію про первинні та вторинні джерела іонізуючого випромінювання працюючого циклотрона для розробки і створення засобів та заходів радіаційного захисту.

Дослідження проходження протонів середніх енергій через мішень. Забезпечення радіаційно-безпечних умов праці на прискорювачах заряджених частинок пов'язано з розв'язанням задачі про знаходження функції розподілу випромінювання, що утворюється під час експлуатації прискорювачів. Якщо не брати до уваги такий специфічний випадок, коли випромінювання, що діє на той чи інший об'єкт, є безпосередньо пучком протонів, то поле вторинного випромінювання формується з моменту взаємодії пучка зі спеціальними мішенями або з елементами конструкції самого прискорювача. Вторинні випромінювання, проходячи крізь масиви технологічних та будівельних конструкцій установки, утворюють поля випромінювання третього покоління. Будь-якому стаціонарному режиму роботи прискорювача відповідає певне поле випромінювання, що характеризується функцією розподілу $F_i(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$, тобто подвійним диференціальним розподілом флюенсу частинок типу i по енергетичній (E) та кутовій ($\vec{\Omega}$) змінним у точці простору з координатами (\vec{r}). Ступінь дії радіаційного поля випромінювання на об'єкт, що розглядається, визначається відповідною функцією чутливості для моноенергетичного випромінювання з одиничним флюенсом.

Такими функціями є, наприклад, питома доза поглинання, питома еквівалентна доза, переріз виходу будь-якої ядерної реакції, кількість переміщень атомів у кристалічній ґратці. Кількісно ступінь радіаційної дії $G(\vec{r})$ можна визначити за допомогою функції [2]

$$G(\vec{r}) = \sum_i \int_E \int_{\Omega} F_i(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) q_i(E, \vec{\Omega}) d\vec{\Omega} \cdot dE. \quad (1)$$

У виразі (1) передбачається, що джерело іонізуючого випромінювання не деформує поле опромінювання. Інколи виникає потреба в урахуванні просторового розподілу поля випромінювання всередині самого об'єкта, наприклад у разі надходження глибинного розподілу дози поля в фантомі або в процесі дослідження чутливості детекторів нейтронів на основі уповільнювачів. У таких випадках поле випромінювання $F_i(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ має бути визначено всередині самого об'єкта.

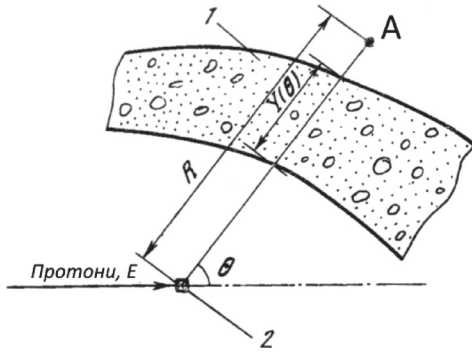


Рис. 1. Геометрія розрахунків для точкового джерела:
1 — захист; 2 — мішень;
A — точка випромінювання;
 θ — кут нахилу;
 $Y(\theta)$ — товщина плоского захисту;
R — відстань до точки випромінювання

Отже, визначення ступеня радіаційної дії є надзвичайно складною задачею, розв'язання якої навіть за допомогою сучасних обчислювальних засобів дуже проблематичне.

У більшості практичних ситуацій для забезпечення персоналу від рівнів випромінювання, які створюють прискорювачі, слід використовувати спеціальні захисні екрани, що знижують ступінь радіаційної дії до допустимих значень. Як правило, це стосується допустимих рівнів потужності еквівалентної дози. Формулюючи задачу з розрахунку конфігурації захисту і поля випромінювання в просторовій точці розгляду, дуже зручно однозначно виділити джерело випромінювання, захисний бар'єр та точку детектування.

На рис. 1 схематично показано геометрію розрахунків.

Внаслідок взаємодії пучка протонів інтенсивності J_0 з атомними ядрами мішені виникають вторинні частинки, що мають подвійний диференціальний розподіл у вигляді

$$\frac{d^2 N_i(E_0, E, \theta)}{dE d\Omega}$$

де N_i — кількість протонів з різною енергією; E_0 — енергія протонів.

Якщо відстань R до точки розгляду значно більша за розмір мішені, то мішень можна вважати точковою. За відсутності захисту енергетичний спектр густини потоку випромінювання в точці A визначається виразом

$$F_i(R, E) = \frac{J_0}{R^2} \frac{d^2 N_i(E_0, E, \theta)}{dE d\Omega} \quad (2)$$

Наявність захисту спричинює поглинання випромінювання, а також істотну деформацію початкового спектра та кутового розподілу. Кількісний опис цих процесів становить основну задачу теорії перенесення, розв'язання якої можливе тільки методом статичних випробувань.

Основні наближення, за яких можна знайти розв'язок задачі, полягають у такому:

вважається, що дія захисту на поле випромінювань у розглянутій геометрії еквівалентна дії захисту на поле нейтронів плоского моноспрямованого джерела, що знаходиться на межі плоского захисту;

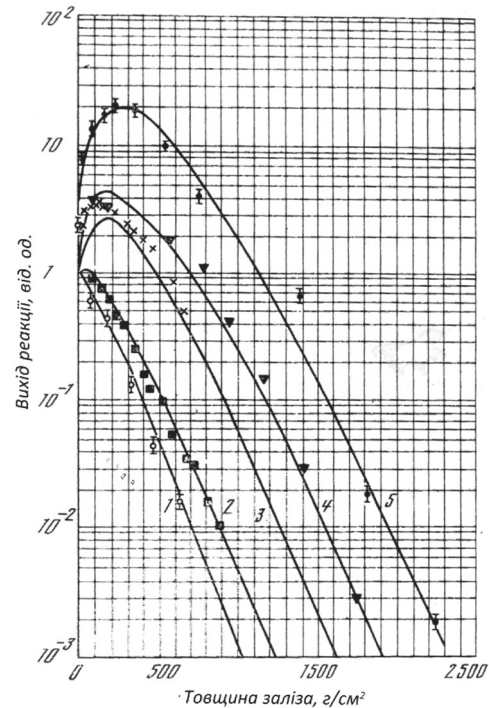


Рис. 2. Вихід ядерних реакцій під дією високоенергетичних протонів у блоці із заліза

(точками позначено експериментальні дані, кривими — розрахункові):

- 1 — нейтрони, випромінєні з берилієвої мішені $\theta = 0^\circ$ при енергії протонів $E \leq 50$ MeB;
- 2 — нейтрони, випромінєні з берилієвої мішені $\theta = 0^\circ$ при енергії протонів $E \leq 100$ MeB;
- 3 — протони з енергією $E \leq 60$ MeB;
- 4 — протони з енергією $E \leq 100$ MeB;
- 5 — протони з енергією $E \geq 100$ MeB

частинки випромінюються нормально до поверхні захисту; початковий спектр випромінювання визначається виразом (2); товщина плоского захисту $Y(\theta)$ дорівнює товщині захисту, що розглядається вздовж заданого напрямку θ .

Нехай на поверхні є джерело моноенергетичних частинок сорту j одиничної потужності з енергією E; $\varphi_{ij}(Y, E, E')$ — енергетичний спектр флюенсу частинок сорту j за плоским захистом завтовшки $Y(\theta)$; E' — енергія вторинних протонів після взаємодії з мішенню.

Взявши до уваги умову еквівалентності, можна записати вираз для функції енергетичного розподілу частинок сорту j за захистом:

$$F_i(R, Y(\theta), E) = \sum_i \int_E F_i(R, E') \varphi_{ij}[Y(\theta), E, E'] dE'$$

Товщину захисту, за якої потужність еквівалентної дози в точці A не перевищує заданої, визначають з умови

$$\sum_i \int_E F_j(R, Y(\theta), E) h_j(E) dE \leq H_1,$$

де $h_j(E)$ — питомий еквівалент потужності дози частинок сорту j та енергії E; H_1 — еквівалентна доза нейтронів.

За цією формулою передбачається, що функції $h_j(E)$ визначені так, що потрібно розв'язувати сформульовану задачу з урахуванням деформації поля випромінювання в самому детекторі.

На рис. 2 показано розподіл виходу продуктів ядерних реакцій у детекторах, розмішених у залізному блоці, який бомбардується широким моноспрямованим пучком протонів.

Вихід вторинних нейтронів з мішені в розрахунку на один падаючий протон визначається за формулою

$$N_n = P_0 \int_0^{x_{\max}} Y(E) dE = P_0 \int_{E_p^{\max}}^0 \sum_{i=1}^m \sigma_i(E) \frac{dE}{dx},$$

де N_n — вихід вторинних нейтронів на один протон; P_0 — атомна густина матеріалу мішені; x_{\max} — максимальний пробіг протонів з початковою енергією E_p^{\max} в матеріалі мішені; $Y(E)$ — вихід нейтронів з тонкої мішені для протонів з енергією E ; m — число каналів ядерних реакції з виходом нейтронів, «відкритих» для протонів з енергією E ; $\sigma_i(E)$ — переріз цих реакції; dE/dx — питомі витрати енергії протонів у матеріалі мішені.

Розглянутий приклад свідчить про те, наскільки важливо, розв'язуючи практичні задачі радіаційної дозиметрії та захисту від випромінювань, виділити основні закономірності формування поля випромінювання джерела, в захисті та в самому детекторі. Щоб досягнути максимальної однозначності, зручно розглядати плоску геометрію захисту. Отримання в такій геометрії функції розподілу $\phi_i(Y, E, E')$ використовуються для наближених розрахунків полів випромінювання в умовах реальної геометрії. Розв'язати рівняння перенесення необхідно методом послідовних зіткнень.

Криві, наведені на рис. 2, — результати розрахунків для наборів моноліній нейтронів, що апроксимують початкові спектри частинок у відповідних експериментах чи розрахунках, виконаних методом Монте-Карло [3].

Всі дані нормовані на вихід відповідної реакції для одиночного флюенсу первинних частинок. Для подвійного диференціального розподілу використовувався феноменологічний підхід. Низькоенергетична частина спектра вторинних частинок, що виникають у непружних протон-ядерних взаємодіях, описується в рамках моделі.

Захист від нейтронів, що генеруються в мішенях протонами з енергією від 10 до 100 MeV. Поля нейтронів працюючого прискорювача розраховувалися за методикою розв'язання рівняння перенесення в дифузійному наближенні з урахуванням границь речовина — вакуум.

Для апробації наявних розрахункових методів і програм, а також використовуваних систем констант проводилися реперні експерименти, що відповідали таким основним вимогам:

похибки всіх розглянутих у задачі параметрів і характеристик полів випромінювання задані;

енергетичний спектр, геометрія і кутовий розподіл випромінювання джерела відомі;

геометрія джерела і визначеного захисту достатньо прості; диференціальні теоретичні характеристики нейтронів вимірюються експериментально при добре відомій функції відгуку детектора.

В експериментальному вимірюванні густини потоку нейтронів різних енергетичних груп як активаційні детектори використовувались індій $^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116}\text{In}$, фосфат $^{31}\text{P}(n,p)^{31}\text{Si}$, алюміній $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$ та вуглець $^{12}\text{C}(n,2n)^{11}\text{C}$.

Дані про перерізи цих реакцій залежно від енергії нейтронів $\sigma(E)$ взято з [4, 5].

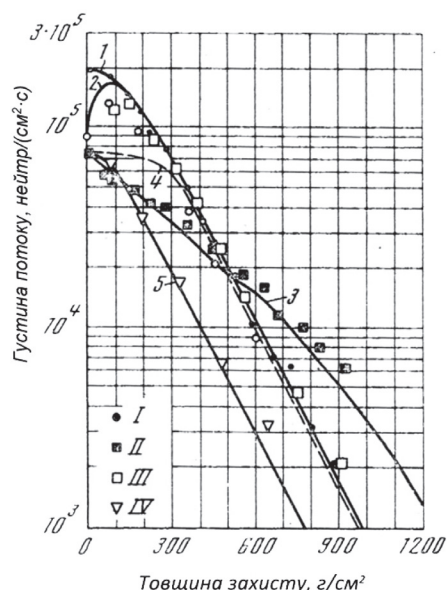


Рис. 3. Розподіл нейтронів різноманітних енергетичних груп у залізі та залізоводних сумішах:
 I — плавна апроксимація експериментальних точок (залізо), $E < 20$ MeV;
 2, 3 — розрахунок для заліза при $2 < E < 20$ MeV та $E \leq 1,46$ eV, відповідно;
 4, 5 — розрахунок для залізоводної суміші, що вміщує, відповідно, 0,103 % водню за масою ($E \leq 1,46$ eV) та 0,467 % водню за масою ($E \leq 1,46$ eV);
 I—IV — експериментальні результати, що відповідають кривим 2—5

Густина потоку вторинних нейтронів в абсолютних одиницях визначалась за співвідношенням [6]

$$\Phi = \frac{\alpha}{N_j \bar{\sigma}},$$

де $\bar{\sigma} = \int_{E_{\text{пор}}}^{E_{\text{max}}} \sigma(E) f(E) dE$; α — активність ізотопу (детектора);

N_j — кількість ядер; $f(E)$ — спектр розсіяних нейтронів у залі прискорювача в формі E^{-1} в інтервалі від 0,4 eV до 1 eV; E_{max} — максимальна енергія нейтронів до 0,5 MeV [7]; $E_{\text{пор}}$ — енергія порога реакції [8].

На рис. 3 наведено криві, які характеризують розподіл низькоенергетичних нейтронів, нормованих на криву розподілу високоенергетичних нейтронів $E < 20$ MeV, проведеному по експериментальних точках. Порівнюються експериментальний та розрахунковий розподіли нейтронів різних енергетичних груп у залізі та залізоводних сумішах. В експерименті на дослідну установку впливали нейтрони, що утворюються в берилієвій мішені протонами енергією 60 MeV.

Результати розрахунків узгоджуються з експериментальними даними в межах похибки до 20 %.

На рис. 4 наведено розраховані енергетичні спектри частинок за захистом бетону, поверхня якого бомбардується нейтронами, які виходять з мішені під кутом 70° відносно напрямку пучка первинних протонів з енергією $E \geq 80$ MeV. Такі спектри нейтронів типові як вихідні для полів випромінювання за боковим захистом протонних прискорювачів. Вибір енергії протонів не має принципового значення, оскільки при енергії протонів ($E_p > 10$ MeV) середній

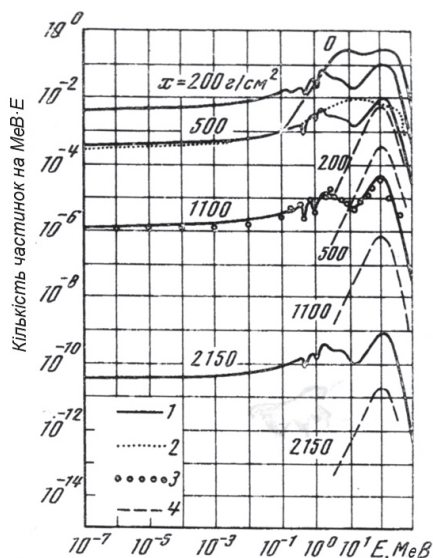


Рис. 4. Енергетичні спектри нуклонів за захистом з бетону різної товщини:
 1 — нейтрони, розрахунок для $E_n < 60$ MeV ($\theta = 6^\circ$);
 2 — нейтрони, результат вимірювання;
 3 — нейтрони, результат розрахунку для $E_n = 18,2$ MeV ($\theta = 6^\circ$);
 4 — протони, розрахунок для $E_p < 100$ MeV ($\theta = 70^\circ$);
 x — густина захисного бетону

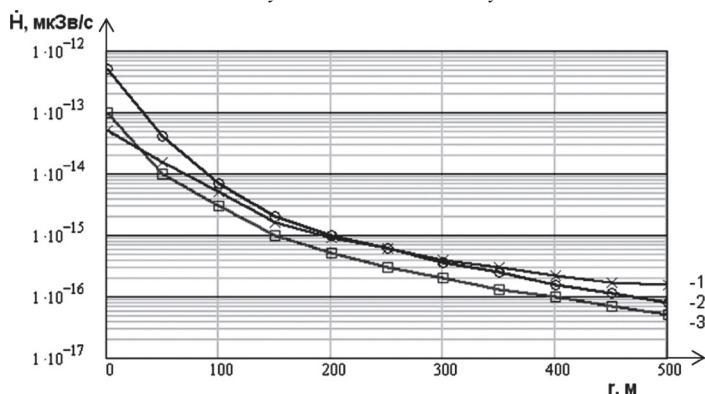


Рис. 5. Залежність потужності еквівалентної дози від відстані навколо працюючого ізохронного циклотрона, розрахованій за допомогою різних програм:
 1 — запропонований метод; 2 — DOT 3,5; 3 — ANIS

Таблиця 1. Співвідношення між компонентами потужності еквівалентної дози нейтронів на різних відстанях від центра прискорювача, %

D, мкЗв/10 ¹¹ протон		Співвідношення Розрахунок/Експеримент
Розрахунок*	Експеримент	
3,57·10 ⁻²	3,47·10 ⁻²	1,03
5,47·10 ⁻³	5,56·10 ⁻³	0,98
1,66·10 ⁻³	2,13·10 ⁻³	0,78
7,36·10 ⁻⁵	9,16·10 ⁻⁴	0,81
3,34·10 ⁻⁵	4,21·10 ⁻⁴	0,79
1,70·10 ⁻⁴	1,91·10 ⁻⁴	0,89
9,10·10 ⁻⁵	1,05·10 ⁻⁴	0,8
4,20·10 ⁻⁵	5,13·10 ⁻⁵	0,82

* Сума розсіяного та прямого випромінювання.

поперечний імпульс вторинних протонів залишається практично постійним. Із рис. 4 видно, що між експериментальними та розрахунковими даними за формою спектра існує задовільна узгодженість.

Експериментальні та розрахункові дані, що характеризують поле нейтронів з енергією до 20 MeV за межами будівлі, де розміщено прискорювач, порівнюються в табл. 1. Для перевірки достовірності наведених розрахунків та отриманих експериментальних даних було проведено порівняння розрахунків потужності еквівалентної дози навколо працюючого прискорювача за допомогою відомих програм DOT[9] та ANIS[10].

За результатами порівняння залежності потужності еквівалентної дози Н від відстані r навколо працюючого прискорювача У-240 (рис. 5), обчисленої за допомогою різних програм, можна зробити висновок, що розрахункові дані добре узгоджуються між собою.

Висновки

1. Для вирішення задач радіаційної дозиметрії відомості про компонентні й спектральні складові випромінювань за захистом прискорювача можна отримати з допомогою сучасних розрахункових програм.

2. Наведені розрахункові дані потужної еквівалентної дози у межах похибки експерименту відповідають експериментальним даним.

3. Порівняння використаних методів оцінки потужності еквівалентної дози нейтронів працюючого прискорювача У-240 показало задовільний результат.

4. Викладена методика розрахунку полів випромінювання на прискорювачах протонів дає змогу вирішувати широке коло задач, що виникають як під час проектування захисту, так і в практиці дозиметричного контролю.

Список використаної літератури

1. Богорад В. І., Литвинська Т. В., Белов Я. Ю., Носовський А. В., Слепченко О. Ю., Чуприна С. В., Тріпайло Р. Ф. Радіаційна безпека циклотронного виробництва ізотопів для діагностики методом позитрон-емісійної томографії. Аналіз національних та міжнародних вимог // Ядерна та радіаційна безпека. — 2013. — Вип. 1(57). — С. 37—40.
2. Комочков Н. М., Лебедев В. Н. Практическое руководство по радиационной безопасности на ускорителях заряженных частиц. — М.: Энергоиздат, 1986. — 168 с.
3. Ilic R. D., Spasic-Jokic V., Belicev P., Dragovich M. The Monte-Carlo SPNA code as the engine in ISTAR proton dose planning software for TESLA accelerator installation // Nuclear Technology & Radiation Protection. — 2004. — V. XIX, № 2. — P. 30—35.
4. Neutron Fluence Measurements. STI/DOC/10/107. — Vienna: IAEA, 1970.
5. Маслов И. А., Лукницкий В. А. Справочник по нейтронному активационному анализу. — Л.: Наука, 1971. — 312 с.
6. Прайс Б., Хортон К., Спинни К. Защита от ядерных излучений: Пер. с англ. — М.: Изд-во иностр. лит., 1959. — 490 с.
7. Дозиметрия излучений и физика защиты ускорителей заряженных частиц // Сб. докладов совещания по дозиметрии и физике защиты на ускорителях. Дубна, 7-10 октября 1969 г. — Дубна: ОИЯИ, 1970. — 250 с.
8. Jorma T. Rooutti. Conference on Accelerator Dosimetry and Experience 5-7 Nov 1969, Stanford, CA, USA, p/494-515.
9. RSICC Computer Code Collection. Two dimensional discrete ordinates radiation transport code. — Radiation Shielding Information Centre, 1976.
10. Engle W. W., Jr., Oak Ridge National Laboratory Report R-1693 (1967).

Отримано 23.05.2013.