

НЕЙТРОННЫЙ ФОКУС В БЕРИЛЛИИ В ПОЛЕ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

И.П.Еремеев

Показано, что в поле синхротронного излучения можно генерировать импульсные потоки фотонейтронов рекордной пространственно-временной и спектральной плотности. Отмечены возможные новые эксперименты.

В последние годы развитие ядерной физики и физики твердого тела поставило ряд задач, требующих существенного совершенствования параметров импульсных потоков нейтронов (например, проблема создания γ -лазера). Известные способы позволяют получать потоки тепловых и резонансных нейтронов $\lesssim (2 \div 3) \cdot 10^{16}$ н/см²·сек при плотности генерации $\lesssim 10^{16}$ н/см³·сек и длительности импульса $\gtrsim 10^{-6}$ сек [1]. В значительной мере этот предел обусловлен большой экзотермичностью используемых реакций и высокой средней энергией спектра, определяющей потери нейтронов при замедлении величиной $\sim 0,02 \div 0,1$.

В настоящей работе предлагается принцип генерации нейтронов, лишенный этих недостатков. Он основан на реакции фоторождения в Be^9 в поле жесткого синхротронного излучения (СИ). Такое магнито-

тормозное излучение с энергией несколько сот $\kappa\text{эв}$ в максимуме спектра формируется током ультрарелятивистских электронов в магнитном поле H в несколько десятков $\kappa\text{э}$. Принципиальные отличия и преимущества метода обусловлены совокупностью следующих свойств: 1) высокой яркостью СИ, обеспечивающей большую плотность генерации нейтронов; 2) аномально низким порогом реакции (γ, n) в ${}^9_4\text{Be}$ и резким изменением сечения вблизи порога $E_0 = 1,665 \text{ Мэв}$, что позволяет получить мягкий спектр нейтронов *без замедления* и исключить указанные потери в интенсивности; 3) импульсным характером СИ, позволяющим генерировать ультракороткие импульсы нейтронов с длительностью $\sim 10^{-9} \pm 10^{-10} \text{ сек}$; 4) малый атомный номер Be и низкая энергия используемых γ -квантов обуславливают минимальные радиационные потери в мишени на 1 рожденный нейтрон. Поскольку расходимость и площадь источника СИ малы ($\sim 10^{-4} \pm 10^{-5} \text{ рад}$ и $\sim 10^{-2} \text{ см}^2$), эффективный объем области генерации не превышает 1 см^3 , а ее радиус много меньше длины пробега γ -квантов с энергией $\sim E_0$. Такой аксиально-симметричный источник удобно было бы называть "нейтронным фокусом" (НФ).

Спектральная плотность НФ определяется выражениями

$$N(E_n) \approx N_0 \gamma \frac{A}{A-1} \xi(E_\gamma, E_c, E_0) \frac{1}{E_0} \left(1 + \frac{A}{A-1} \frac{E_n}{E_0} \right)^{-1}, \quad (1)$$

$$\xi(E_\gamma, E_c, E_0) = \eta \left(\frac{E_\gamma}{E_c} \right) \frac{\Sigma_{\gamma n}}{\mu_\gamma} (1 - e^{-\mu_\gamma x_0}), \quad (2)$$

где $N_0 \gamma$ — интегральная интенсивность СИ, A — масса ядра мишени, $\Sigma_{\gamma n}$ — макроскопическое сечение реакции (γ, n) , μ_γ — коэффициент ослабления γ -квантов в мишени длиной \bar{X}_0 в направлении пучка СИ, $\xi(E_\gamma, E_c, E_0)$ — спектральная функция выхода нейтронов, $\eta(E_\gamma/E_c)$ — спектральная функция СИ, имеющая в области $E_\gamma \gg E_c$ вид $(E_\gamma/E_c)^{1/2} \times \exp(-E_\gamma/E_c)$, $E_c \sim E_B^2 H$ — параметр, определяющий положение максимума в спектре СИ. Выход нейтронов определяется $\Sigma_{\gamma n}/\mu_\gamma$ и для ${}^9_4\text{Be}$ составляет $\sim 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ н/кэв}$ вблизи порога. Вид функций η и сечения $\sigma_{\gamma n}$ Be показан на рис. 1, спектр фотонейтронов — на рис. 2. Для расчета использовались данные прецизионных измерений $\sigma_{\gamma n}$ [2]. Спектр отличается большой плотностью нейтронов в резонансной области и низкими значениями средней и граничной энергии. Поведение спектра в тепловой области можно проследить лишь качественно из-за отсутствия данных по $\sigma_{\gamma n}$ ниже $E_\gamma - E_0 = 0,5 \text{ кэв}$. Экстраполяции результатов [2] к нулю показывает, однако, что и в тепловой области сохраняется значительная плотность нейтронов в силу отдачи ядра при поглощении γ -кванта и компенсации падения $\sigma_{\gamma n}$ экспоненциальным ростом η . Там же показаны спектры, характерные для реакции $(\beta \rightarrow \gamma, n)$.

Интегральные характеристики НФ вычислены для СИ, формируемого в стационарном или импульсном пространственно-периодическом поле протяженностью $\sim 5 \text{ м}$ электронным пучком с параметрами, характерными для накопителя ВЭПП-4 ИЯИ СО АН СССР [3]. Расчет выполнен для частоты следования импульсов СИ $\nu \approx 10^6 \text{ гц}$ и для $\nu \approx 20 \text{ гц}$, достигаемой выводом электронов в канал с импульсным полем $\sim 250 \text{ кэ}$. Ре-

зультаты расчета приведены в таблице, где сравниваются с данными для источника нейтронов на реакции $(\beta \rightarrow \gamma, n)$ в области энергий $E_n = 10 \div 3 \cdot 10^5$ эв (линейный ускоритель электронов ИАЭ им. И.В.Курчатова [4]). Параметр качества определен как отношение средней интенсивности к квадрату длительности импульса.

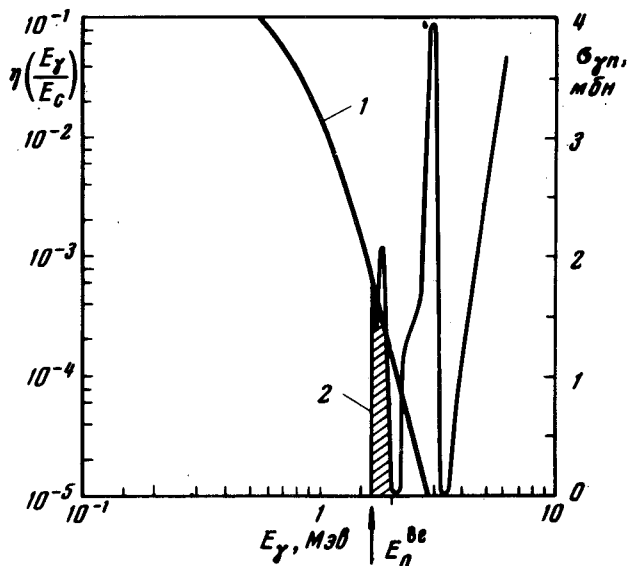


Рис. 1. Спектральная функция СИ, формируемого электронами с $E_{\beta} = 7$ Гэв в поле 60 кэ (1) и сечение (γ, n) в ${}^4\text{Be}^9$ вблизи порога (2)

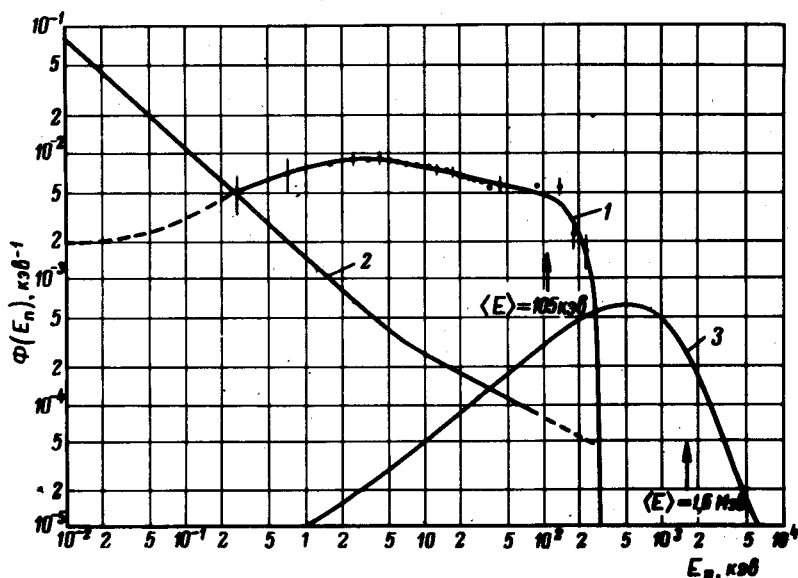


Рис. 2. Спектр НФ (1), спектры нейтронов фоторождения в U (3) и замедления в H_2O (2), нормированные на I. Указаны ошибки измерений $\sigma_{\gamma n} {}^4\text{Be}^9$ и средние энергии спектров рождения

Из приведенных данных очевидна перспективность НФ. Так, уже при параметрах ВЭПП-4 по плотности генерации и потоку НФ сопоставим с лучшим из проектируемых импульсных источников — сильноточным протонным синхротроном на 800 Мэв Аргонской Национальной лаборатории США (проект 1985 г.) [1]. При увеличении поля и энергии

электронов "яркость" НФ быстро растет за счет функции η и возрастания заштрихованной площади под кривой $\sigma_{\gamma n}$ на рис. 1. При реальном повышении E_{β} до 15 – 20 Гэв [3] средние данные таблицы следует умножить на коэффициент $\sim 5 \cdot 10^3$, а импульсные – на $\sim 2 \cdot 10^4$. При этом квазистационарный поток нейтронов достигает современного рекорда (реакторы НФР), а импульсный $\sim 10^{20}$ н/см² сек. При использовании импульсного поля ~ 250 кэ последний можно получить без увеличения E_{β} .

Источник		НФ, ВЭПП-4, Ве (γ, n), $E_{\beta} = 7$ Гэв		ЛЭУ, $\dot{U}(\beta \rightarrow \gamma, n)$, $\nu = 900$ гц, $H_2O =$ замедл.
		$\nu = 10^6$ гц, $\langle H \rangle = 60$ кэ	$\nu = 20$ гц $H \approx 250$ кэ	
Импульсные	Длит. имп, сек	10^{-10}	10^{-10}	10^{-7}
	Интенс., н/сек	$3 \cdot 10^{16}$	$3,5 \cdot 10^{20}$	$2 \cdot 10^{16}$
	Поток, н/см ² ·сек	$2,5 \cdot 10^{15}$	$3 \cdot 10^{19}$	$3,5 \cdot 10^{13}$
	Пл. генер., н/см ³ ·сек	$1 \cdot 10^{17}$	$1 \cdot 10^{21}$	$2,5 \cdot 10^{13}$
Средние	Интенс., н/сек	$3 \cdot 10^{12}$	$2 \cdot 10^{12}$	$2 \cdot 10^{12}$
	Поток, н/см ² ·сек	$2,5 \cdot 10^{11}$	$1,5 \cdot 10^{11}$	$3 \cdot 10^9$
	Пл. генер., н/см ³ ·сек	$1 \cdot 10^{13}$	$6 \cdot 10^{12}$	$2,5 \cdot 10^9$
	Мощн. в миш., квт	0,3 ¹⁾	0,2 ¹⁾	4,0
Качество, н/сек ²		$3 \cdot 10^{32}$	$2 \cdot 10^{32}$	$2 \cdot 10^{26}$
Эфф. объем ген., см ³		0,3	0,3	785 ²⁾
Рад. потери в миш., Мэв/м		450	450	1250 ³⁾
				13000 ⁴⁾

1) С учетом фильтрации СИ ниже E_0 .

2) Объем замедлителя, толщина 3 см;

3) На нейтрон, рожденный в мишени,

4) На нейтрон, замедлившийся до энергии $10 \pm 3 \cdot 10^5$ эв.

Приведенные параметры НФ могут оказаться достаточными для изучения $n-n$, $\beta-n$ и $\gamma-n$ взаимодействий. Свойства НФ – большой импульсный поток при ультракороткой длительности, характерный вид спектра с максимумом в резонансной области и минимальные комптоновские потери в Ве, по-видимому, адекватны условиям осуществления индуцированного когерентного ядерного γ -излучения [5]. НФ позволит изучать с этой целью пространственные, энергетические и, главное, временные параметры когерентных процессов при резонансном поглощении и рассеянии нейтронов в кристаллах. Не исключено, что в таких экспериментах может быть обнаружено явление нейтронной изомерии ядер.

Автор признателен В.М.Галицкому, И.И.Гуревичу, Ю.М.Кагану, В.И.Мостовому, В.В.Скляревскому и Н.А.Черноплекову за интерес к работе и полезное обсуждение.

Поступила в редакцию
5 ноября 1977 г.

Литература

- [1] IEEE Trans. Nucl. Sci., **24**, 981, 989, 1040, 1977.
 - [2] B.L. Berman, R.L. Van Hemert, C.D. Bowman. Phys. Rev., **163**, 958, 1967.
 - [3] Г.Н.Кулипанов, А.Н.Скринский, УФН, **122**, 369, 1977.
 - [4] М.И.Певзнер, В.Ф.Герасимов, В.Ф.Лепников, Н.А.Черноплеков. Препринт ИАЭ-2122, М., 1977.
 - [5] В.И.Гольданский, Ю.Каган. ЖЭТФ, **64**, 90, 1973.
-