

P9-2022-10

Ю. Г. Тетерев<sup>1</sup>, С. В. Митрофанов<sup>1</sup>, Р. К. Кабытаева<sup>1,2,3</sup>,  
Е. Болатказыев<sup>1,3</sup>, А. Т. Исатов<sup>1,2,3</sup>, П. А. Комаров<sup>1</sup>

ОЦЕНКА ВЫХОДА И УГЛОВОГО  
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ ДЛЯ РАСЧЕТА  
БИОЛОГИЧЕСКОЙ ЗАЩИТЫ  
РЕКОНСТРУИРУЕМЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ  
ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ЭНЕРГИЕЙ  
ОТ 1 ДО 6 МэВ/НУКЛОН

Направлено в журнал «IEEE Transactions on Nuclear Science»

---

<sup>1</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

<sup>2</sup> Евразийский национальный университет им. Л. Н. Гумилева,  
Нур-Султан

<sup>3</sup> РГП Институт ядерной физики МЭ, Алма-Ата, Казахстан

Тетерев Ю. Г. и др.

P9-2022-10

Оценка выхода и углового распределения нейтронов для расчета биологической защиты реконструируемых ускорителей тяжелых ионов энергией от 1 до 6 МэВ/нуклон

Представлены простые аналитические формулы для оперативной оценки выхода и углового распределения нейтронов, необходимые для расчета биологической защиты ускорителей тяжелых ионов энергией от 1 до 6 МэВ/нуклон. Результаты расчета сравнивались с результатами расчетов с помощью программ LIZE<sup>++</sup> и FLUKA и имеющимися в литературе экспериментальными данными. В результате проведенного сравнения можно утверждать, что предлагаемая методика расчета выхода и углового распределения нейтронов из толстых мишеней может быть использована для оперативной оценки необходимой биологической защиты строящихся и реконструируемых ускорителей тяжелых ионов с энергией от 1 до 6 МэВ/нуклон. Отклонение результатов этих расчетов от более точных не превышает коэффициент два, что сравнимо с результатами отклонений при расчете биологических защит, связанных с некоторым разнообразием спектров рождающихся нейтронов и отклонениями в защитных свойствах используемых материалов или их толщины.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2022

Teterev Yu. G. et al.

P9-2022-10

Estimation of the Yield and Angular Distribution of Neutrons for Calculating the Biological Protection of Reconstructed Heavy Ion Accelerators with Energies from 1 to 6 MeV/nucleon

Simple analytical formulas are presented for the operational estimation of the yield and angular distribution of neutrons, which are necessary for calculating the biological protection of heavy ion accelerators with energies from 1 to 6 MeV/nucleon. The results of the calculation were compared with the results of calculations using the LIZE<sup>++</sup> and FLUKA programs and with the available experimental data in the literature. As a result of the comparisons, it can be argued that the proposed method for calculating the yield and angular distribution of neutrons from thick targets can be used to quickly assess the necessary biological protection of heavy ion accelerators under construction and reconstruction with energies from 1 to 6 MeV/nucleon. The deviation of the results of these calculations from the more accurate ones does not exceed a factor of two, which is comparable with the results of deviations in the calculation of biological shielding associated with a certain variety of spectra of produced neutrons and deviations in the protective properties of the materials used or their thickness.

The investigation has been performed at the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2022

## ВВЕДЕНИЕ

На заре развития ядерной физики было построено большое количество ускорителей, на которых проведено множество экспериментов, обеспечивших ее продвижение. По естественным причинам для большинства из них стало невозможно найти интересные в этой науке задачи. Но ядерная физика в наше время стала и инструментом для решения задач в других областях науки и прикладных исследований. Появилась необходимость и возможность реконструкции устаревших ускорителей с использованием современных достижений. Стало возможным как увеличение интенсивности пучков ускоряемых частиц, так их сортности. Меняются и экспериментальные установки, которые уже предназначаются для других задач. В процессе реконструкции приходится учитывать, что изменения должны реализовываться в существующих зданиях, имеющих свою радиационную защиту и свой фундамент для нее. Возможности для их изменения весьма ограничены. Имеется только возможность выбора мест для размещения экспериментальных установок как в соответствии с решаемыми задачами, так и по критерию их как источников радиации.

Естественно, что и при принятии решения о строительстве нового ускорителя в новом здании полезно предварительно оценить возможную радиационную ситуацию. И если при строительстве нового здания расчет защиты может быть проведен один раз в соответствии с конкретно установленным заданием, то при использовании старого здания необходимо много раз делать предварительные расчеты радиационной обстановки при том или ином варианте размещения оборудования или введения каких-либо ограничений на режим работы.

При окончательном расчете радиационной защиты здания могут быть использованы такие современные программные пакеты, основанные на методе Монте-Карло, как FLUKA [1], GEANT4 [2] или другие. Для предварительных расчетов их использование неоправданно, так как эти программы требуют больших затрат машинного времени, привлечения квалифицированных специалистов, владеющих программами и, следовательно, затрат средств и времени. Возникает потребность в разработке таких методов расчета, которые не обеспечивали бы высокой точности, например, в пределах коэффициента 2, но могли бы быть выполнены оперативно сотрудниками без специальной подготовки с использованием популярных программ таких, как, например, Excel.

Побудительным мотивом для разработки методики оперативного предварительного расчета послужило планируемое [3] в ЛЯР ОИЯИ размещение нового ускорителя тяжелых ионов, предназначенного для прикладных

задач, в здании, в котором раньше размещался устаревший циклотрон. Заявленные параметры нового циклотрона следующие:

энергии ионов — **2,1** и **4,8** МэВ/нуклон;

ионы элементов — от O до Bi или U;

интенсивности — **2,1** МэВ/нуклон (до Xe  $10^{12}$  с<sup>-1</sup>, Bi:  $1 \cdot 10^{11}$  с<sup>-1</sup>, U >  $10^9$ );

**4,8** МэВ/нуклон (до Xe >  $10^{11}$  с<sup>-1</sup>, Bi:  $1 \cdot 10^{10}$  с<sup>-1</sup>).

В литературе имеются примеры попыток создания оперативных методов расчета выходов нейтронов из толстых мишеней при бомбардировке их тяжелыми ионами, например, [4, 5]. Но, к сожалению, результаты работы [4] не могут быть использованы для расчета защиты нового циклотрона, так как большинство данных, исходя из которых были представлены расчетные формулы, получены при энергиях в диапазоне от 5 до 15 МэВ/нуклон, что не относится к рассматриваемой области. Наша задача касается специфической области энергий тяжелых ионов, которая интересна для прикладных исследований, но в которой сосредоточено большинство порогов для образования нейтронов в различных мишенях в результате ядерных реакций. Как раз авторы работы [5] преследовали схожую с нашей цель и проводили исследования в той же области. Измерения выходов нейтронов из толстых мишеней и их угловых распределений проводились на канале A5 Oxford Folded Tandem. Эксперименты проводились с пучками разных энергий 14 типов ядер от от Li до Ni и различными мишенями от Li до Au. В качестве детекторов использовались пропорциональные счетчики BF<sub>3</sub> в полиэтиленовых замедлителях диаметром 214 мм и длиной 244 мм, которые располагались на расстоянии 750 мм от мишени под углами 0°, 30°, 60°, 90° и 155°. Всего было получено 7 тыс. результатов измерений с разными типами мишеней, пучков и их энергий, которые опубликованы во внутреннем отчете [6]. К сожалению, этот отчет не является широкодоступным. На основании полученных результатов созданы эмпирические формулы, которые и приведены в работе [5].

В то же время авторы [5] сетуют на то, что им не удалось попытки связать полученные формулы с ядерными процессами. Как пишут авторы, для интерпретации измерений требуются знания зависимостей дифференциальных потерь и сечений реакций от энергии. В настоящее время такие знания можно извлечь из широко используемой физиками-экспериментаторами программы LIZE<sup>++</sup> [7], хотя приводимые там сечения реакций являются расчетными и не все проверены в экспериментах. Для расчета потерь энергии имеются и другие программы, например, SRIM [8].

Мощность дозы за защитой ускорителей тяжелых ионов в основном определяется излучением нейтронов, рождающихся при бомбардировке тяжелыми ионами материалов конструкций ускорителей, каналов транспортировки, диагностики пучков: цилиндров Фарадея и люминофоров и, конечно, мишеней пользователей. Спектры рождающихся нейтронов несколько различаются в зависимости от энергии бомбардирующего иона и от угла по отношению к направлению пучка [9], но в расчетах радиа-

ционных защит для указанного класса ускорителей соотношение между мощностью дозы и плотностью потока нейтронов обычно принимается для всех случаев сходным с соотношением для нейтронов деления. Создание защит от нейтронов со спектром деления давно решенная задача. Основная проблема состоит в описании источника нейтронов: его интенсивности и углового распределения. И хотя, как указано выше, знания потерь энергии и сечений реакций в зависимости от энергии могут быть взяты из результатов вычислений с помощью программы LIZE<sup>++</sup>, окончательный расчет с ее помощью выхода нейтронов из толстых мишеней довольно длительная процедура. Результат расчета требует экспериментальной проверки или, по крайней мере, сравнения с результатами вычислений с помощью других независимых програм, например, FLUKA.

Наша задача состоит в разработке оперативной методики оценки выходов нейтронов из толстых мишеней на основе расчетных данных программы LIZE<sup>++</sup>.

### **ОБОСНОВАНИЕ МЕТОДИКИ ДЛЯ ОПЕРАТИВНОГО РАСЧЕТА**

Мощность дозы нейтронов без защиты рассчитывается по формуле

$$P_0 = \frac{I Y a F(\theta)}{R^2}, \quad (1)$$

где  $P_0$  — мощность дозы, мкЗв/ч;  $I$  — ток потерь ионов, с<sup>-1</sup>;  $Y$  — выход нейтронов на 1 потерянный ион;  $a$  — коэффициент перевода плотности потока нейтронов в мощность дозы,  $a = 1,38$  мкЗв·см<sup>2</sup>·с/ч;  $F(\theta)$  — коэффициент углового распределения от направления пучка ионов;  $R$  — расстояние от источника до расчетной точки, см.

В указанном диапазоне энергий образование составного ядра является изначальной реакцией для испускания нейтронов. При бомбардировке толстых мишеней тяжелыми ионами их энергия в процессе прохождения вещества снижается, и выход нейтронов на 1 потерянный ион рассчитывается по формуле

$$Y = N_a \frac{A_b}{A_t} \int \sigma_{(E)} \left( \frac{dE}{dX} \right)^{-1} dE, \quad (2)$$

где  $N_a$  — число Авогадро;  $A_b$  и  $A_t$  — атомные веса бомбардирующего иона и материала бомбардируемого вещества соответственно;  $\sigma_{(E)}$  — сечение образования нейтронов в зависимости от энергии;  $\left( \frac{dE}{dX} \right)$  — дифференциальные потери энергии. Интегрирование производится до начальной энергии бомбардирующего иона. Образование нейтронов в мишени практически прекращается после снижения энергии ниже порога ядерной реакции. Пороговая энергия реакции в системе центра инерции двух взаимодействующих ядер определяется кулоновским потенциалом расталкивания  $E_{\text{cul}}$  и вычисляется по формуле  $E_{\text{cul}} = \frac{Z_b Z_t}{R_{\text{int}}}$ , где  $Z_b$  и  $Z_t$  — заряд ядра бомбардирующего иона и мишени соответственно; а  $R_{\text{int}}$  —

радиус взаимодействия,  $R_{\text{int}} = 1,36(R_1 + R_2) + \Delta$ ,  $R_1 = A_b^{1/3}$ ,  $R_2 = A_t^{1/3}$  в единицах фм;  $\Delta = 1$  фм — расстояние между поверхностями ядер.

Для вычислений, не претендующих на большую точность, в широкой области сочетаний ионов и мишеней сечение образования нейтронов  $\sigma(E_{\text{lab}})$  в зависимости от энергии иона в лабораторной системе координат  $E_{\text{lab}}$  (МэВ/нуклон) можно описать в виде функции

$$\sigma_n(E_{\text{lab}}) = \sigma_0 \left[ 1 + \operatorname{erf} \left( \frac{E_{\text{lab}} - E_0}{s} \right) \right] \eta; \quad (3)$$

здесь  $\operatorname{erf} \left( \frac{E_{\text{lab}} - E_0}{s} \right)$  — функция ошибок,  $E_0$  и  $s$  — параметры нормального распределения,  $\sigma_0$  — сечение образования нуклонов (протонов и нейтронов) в результате реакции при энергии, равной  $E_0$ , а  $\eta$  — доля вылета только нейтронов. Для иллюстрации на рис. 1 приведен пример аппроксимации этой функцией сечений образования нейтронов при бомбардировке мишени из алюминия ионами углерода и ионами железа мишени из железа, рассчитанных с помощью программы LIZE<sup>++</sup>.

В результате анализа многих сочетаний ионов пучка и мишеней была эмпирически подобрана формула для вычисления значений  $E_0$  и  $s$  в лабораторной системе координат в единицах МэВ/нуклон:

$$E_0 = 3,3 + \frac{0,42(E_{\text{cul}} - Q)}{\mu}; \quad s = 1,13 + \frac{0,11(E_{\text{cul}} - Q)}{\mu}; \quad (4)$$

здесь  $Q$  — энергия реакции:  $Q = E_{\text{св1}} + E_{\text{св2}} - E_{\text{св3}}$ , где  $E_{\text{св1}}$ ,  $E_{\text{св2}}$  и  $E_{\text{св3}}$  — энергии связи ядер пучка, мишени и компаунд-ядра соответственно, а  $\mu = \frac{A_b A_t}{A_b + A_t}$  — приведенная масса. К сожалению, аппроксимация становится неудовлетворительной в случае, когда  $A_b + A_t > 180$ .

Для вычисления  $\sigma_0$  — сечения образования нуклонов при энергии  $E_0$  использована классическая формула, первая часть которой относится к образованию составного ядра, а вторая к его распаду:

$$\sigma_0 = \pi R_{\text{int}}^2 \left( 1 - \frac{E_{\text{cul}}}{\mu E_0} \right) (E^*/T) w, \quad (5)$$

где  $E^*$  — энергия возбуждения:  $E^* = Q + E_0 \mu$ ,  $T$  — температура ядра:

$$T = \sqrt{4 \frac{E_{\text{cul}} - Q + E_0 \mu - 8}{0,1(A_b + A_t)}}.$$

В классической формуле использовано упрощенное представление о сталкивающихся ядрах как о двух сферических телах, не изменяющих своей формы с уменьшением межцентрового расстояния. Представленное рассмотрение реакции слияния основано на идеализации процесса. Для согласования результатов с более точным описанием процессов слияния и распада ядер в формулу вводится коэффициент  $w$ , в который одновременно входят вероятность захвата нуклонов в компаунд-ядро и коэффициент пропорциональности между энергией возбуждения и температурой ядра

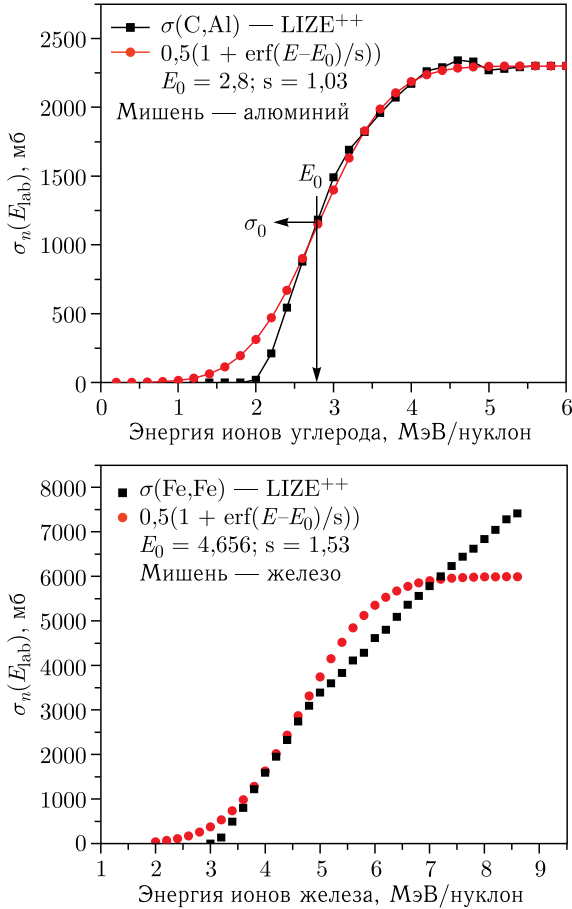


Рис. 1. Аппроксимация сечения образования нейтронов  $\sigma_n(E_{lab})$  при бомбардировке ионами углерода мишени из алюминия и ионами железа мишени из железа

при испускании нуклонов из составного ядра. Для лучшего согласования наших расчетов с результатами расчета с помощью программы LIZE++ принято значение  $w = 0,185 - 1,5 \cdot 10^{-3}(Z_b + Z_t)$ .

Относительное число распадов с вылетом нейтронов  $\eta$  определяется отношением ширины  $\Gamma_n$  (отвечающей за испускание нейтронов) к полной ширине уровня  $\Gamma$ , равной сумме всех ширин. Имеются классические формулы для вычисления этих ширин. В формулы в качестве параметров входят:  $B_i$  — энергия связи нуклона или  $\alpha$ -частицы в составном ядре,  $m$  — масса вылетевшей частицы,  $g$  — статистический вес спиновых состояний,  $\rho(E^*)$  — плотность уровней составного ядра с энергией возбуждения  $E^*$ ,  $\rho(E^* - B_i - \varepsilon)$  — плотность уровней остаточного ядра, образующегося

после испускания частицы. Вместе с тем известно, что относительное число распадов с вылетом нейтронов больше для ядер, образующихся с большим избытком нейтронов. Для оценочных расчетов можно удовлетвориться подобранной эмпирической формулой

$$\eta = 0,5 \left( \frac{A_b + A_t - Z_b - Z_t}{Z_b + Z_t} \right)^4. \quad (6)$$

В диапазоне энергий менее 6 МэВ/нуклон функция  $\left( \frac{dE}{dX} \right)^{-1}$  является линейной относительно энергии пучка и может быть записана в виде  $(a + bE_{\text{lab}})$ . В области энергий ниже 2 МэВ/нуклон такая зависимость наблюдается не всегда, но автоматическим ограничением является пороговая энергия ядерной реакции. Анализируя результаты расчета дифференциальных потерь энергии с помощью программ SRIM и LIZE<sup>++</sup> для различных комбинаций пучка и мишени, подобрали значения для коэффициентов  $a$  и  $b$ , которые зависят от  $Z_b$  бомбардирующего иона и  $A_t$  — атомного веса материала бомбардируемого вещества:

$$a = \frac{0,54}{Z_b} + \frac{2,1 \cdot 10^{-3} \cdot A_t}{Z_b^{0,7} - 2,55} \quad \text{и} \quad b = \frac{3,1}{Z_b^{2,2}} + \frac{6,8A_t}{Z_b^{4,4} - 2 \cdot 10^4}. \quad (7)$$

При использовании этих коэффициентов в широком диапазоне сочетания сортов пучков и материалов мишеней функция  $\left( \frac{dE}{dX} \right)^{-1}$  вычисляется в единицах (мг/см<sup>2</sup>)/МэВ. Результаты расчета отличаются от результатов, полученных с помощью программы SRIM не более, чем на 10%.

Таким образом, выход нейтронов на 1 потерянный ион  $Y$  в зависимости от энергии иона в лабораторной системе координат в единицах МэВ/нуклон может быть вычислен с помощью аналитической формулы

$$Y = \frac{N_a 10^{-3} A_b}{A_t} \sigma_0 \eta \int \left[ 1 + \operatorname{erf} \left( \frac{E_{\text{lab}} - E_0}{s} \right) \right] (a + bE_{\text{lab}}) dE_{\text{lab}}, \quad (8)$$

в которой все входящие коэффициенты могут быть легко посчитаны с помощью простых средств, а интегрирование проведено по общедоступным программам, например [8]. Интегрирование производится от нуля до начальной энергии пучка ионов  $E_{\text{beam}}$  в единицах МэВ/нуклон. В область интегрирования также попадает диапазон и ниже пороговой энергии, где нейтроны рождаются в подбарьерных реакциях.

Коэффициент углового распределения нейтронов от направления пучка  $F(\theta)$  в работе [4] предложено описывать с помощью формулы

$$F(\theta) = \left( 4\pi \ln \left( 1 + \frac{1}{\gamma} \right) \left( \gamma + \sin^2 \frac{\Theta}{2} \right) \right)^{-1}, \quad (9)$$

где параметр  $\gamma$  зависит от сорта иона и его энергии, а также от материала бомбардируемой мишени. В той же работе [4] автор сетовал на отсутствие экспериментальных данных для описания зависимости параметра  $\gamma$  от



энергии ионов и значений  $A_b$  и  $A_t$ . В работе [5] угловое распределение предложено описывать с помощью экспоненциальной функции, хотя не отрицалась и возможность с помощью формулы (9). Утверждается, что показатель степени экспоненциальной функции пропорционален скорости центра масс.

В работах [11–13] также измерялись угловые распределения нейтронов при бомбардировке толстых мишеней. Авторы этих работ для описания распределений предпочли воспользоваться формулой (9). В пользу такого описания распределения служил факт, что в области направлений назад наблюдался не экспоненциальный, а более слабый спад интенсивности с ростом угла.

При принятии формулы (9) в качестве описания углового распределения нейтронов предлагается формула для вычисления параметра  $\gamma$ :

$$\gamma = 7 \exp \left( -\frac{2,5\mu\sqrt{2E_{\text{beam}}}}{A_t} \right). \quad (10)$$

Так же как и в работе [5], принимается, что причиной неизотропности углового распределения является движение компаунд-ядра, максимальная скорость  $V$  которого вычисляется по формуле  $V = \frac{\mu\sqrt{2E_{\text{beam}}}}{A_t}$ . Построен график, на котором все значения  $\gamma$ , измеренные в работах [11–13], располагались в порядке возрастания скорости  $V$ . Диапазон энергий, который перекрывают данные работ [11–13], простирается от 0,7 до 6,6 МэВ/нуклон. Зависимость в первом приближении оказалась экспоненциальной, что и привело к написанию формулы (10). На рис. 2 показан построенный график.

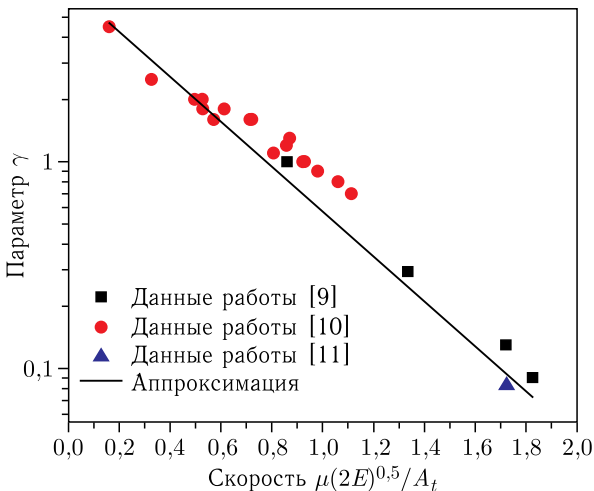


Рис. 2. Зависимость параметра  $\gamma$  от максимальной скорости  $V$  движения компаунд-ядра

## ТЕСТИРОВАНИЕ МЕТОДИКИ, ПРЕДЛАГАЕМОЙ ДЛЯ ОПЕРАТИВНОГО РАСЧЕТА

**Проверка методики расчета выхода нейтронов.** В первую очередь проверено, насколько удалось с помощью аналитической формулы (8) получить результаты, близкие к результатам расчета с помощью исходной программы LIZE<sup>++</sup>. Расчет выхода нейтронов для какого-либо сочетания пучок–мишень с помощью LIZE<sup>++</sup> осуществлялся путем замены интегрирования в формуле (2) суммированием по следующей процедуре: с некоторым шагом вычислялись сечения испускания нейтронов и дифференциальные потери энергии в процессе последовательного увеличения энергии ионов пучка, например, до интересной для защиты циклотрона энергии 4,8 МэВ/нуклон; затем проводилось суммирование пошаговых отношений этих величин. При наличии в активе всех необходимых данных одной из опций программы LIZE<sup>++</sup> могло бы быть и вычисление выхода нейтронов из толстой мишени, но пока этого нет.

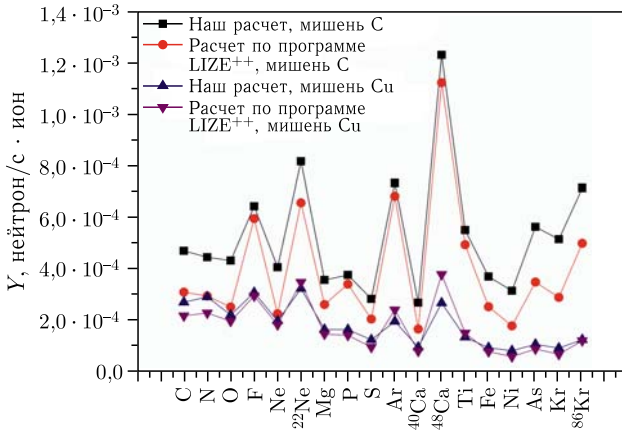
Для расчета выходов нейтронов на основе аналитической формулы (8) была создана специальная программа в виде калькулятора. Из таблицы энергий связи [14] в программу заведены данные для наиболее востребованных сочетаний ядер пучка и мишени, на основании которых рассчитываются  $Q$  — энергии реакции. По мере необходимости данные могут быть пополнены.

Пример результатов сравнения вычислений выходов нейтронов для случаев наиболее вероятно используемых пучков приведен на рис. 3. Результаты вычислений приведены в виде символов, а линии, соединяющие их, служат только для облегчения рассмотрения, к какой группе вычислений относятся представленные символы. Видно, что в подавляющем большинстве случаев результаты вычислений различаются не более, чем на  $\pm 50\%$ .

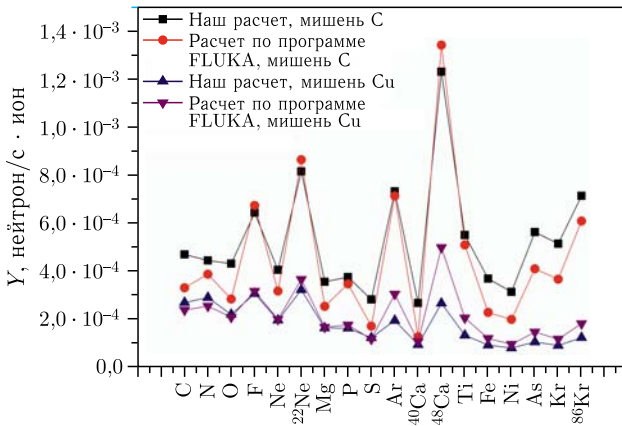
Проведено сравнение результатов вычислений выходов нейтронов с помощью формулы (8) и с результатами расчетов по программе FLUKA на мощной ЭВМ. Результаты вычислений также различаются не более, чем на  $\pm 50\%$ .

Следующим шагом была попытка сравнить результаты вычислений выходов нейтронов с помощью формулы (8) с результатами работы [5]. Как указано выше, сравнение можно провести только с результатами расчетов по предложенным авторами формулам. Пример результатов сравнения зависимостей выходов нейтронов от энергии  $Y(E_{\text{lab}})$  для случаев бомбардировки различных мишеней пучком различных ядер представлен на рис. 4. Там же приведены зависимости, рассчитанные с помощью программы LIZE<sup>++</sup>.

Сравнения сделаны для случаев облучения и другими ионами. Итогом сравнения является то, что отличия в результатах расчетов выходов нейтронов с помощью формулы (8) и программы LIZE<sup>++</sup> в большинстве случаев не превышают 50%, но с результатами расчетов с помощью формул из работы [5] расхождения значительны, особенно в области сочетаний ядер пучков и мишеней больших атомных весов.



Сорт бомбардирующего иона энергией 4,8 МэВ/нуклон



Сорт бомбардирующего иона энергией 4,8 МэВ/нуклон

Рис. 3. Сравнения результатов вычислений выходов нейтронов  $Y$  с помощью формулы (8) с результатами программ LIZE<sup>++</sup> и FLUKA для случаев наиболее вероятно используемых пучков. (Результаты вычислений приведены в виде символов, а линии, соединяющие их, служат только для облегчения рассмотрения, к какой группе вычислений относятся представленные символы)

Одной из причин расхождений может быть недостаточно удачное создание авторами работы [5] эмпирических формул. Согласно проведенной ими параметризации экспериментальных данных выход нейтронов  $Y$  может быть вычислен по формуле  $Y = 8,8 \cdot 10^4 D$ . Здесь  $D$  есть средняя мощность дозы, которая вычисляется по формуле  $D = \alpha^2 (P + \beta)^2$ , где  $\alpha$  и  $\beta$  — подобранные для каждого сочетания пучок–мишень коэффициенты и приведенные в работе [5];  $P = \frac{E_b - CB}{A_b}$ ,  $E_b$  — энергия пучка ионов, а  $CB$  —

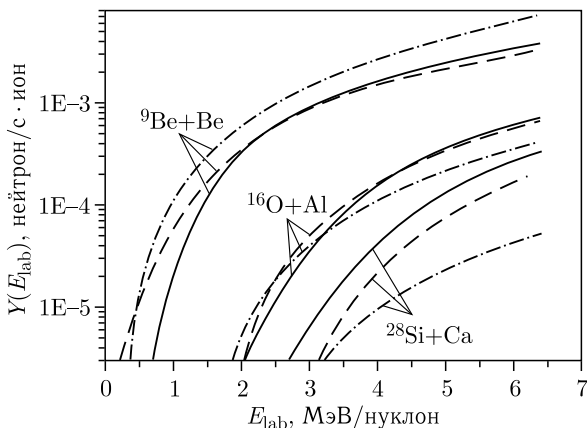


Рис. 4. Примеры сравнения результатов расчетов зависимостей выходов нейтронов от энергии  $Y(E_{lab})$  с помощью формулы (8), работы [5] и программы  $LIZE^{++}$  при бомбардировке мишеней Be, Al и Ca пучками ионов  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{16}\text{O}$  и  ${}^{28}\text{Si}$ . (Сплошной линией показаны результаты расчета с помощью формулы (8), штрихпунктирной — работы [5], штриховой — с помощью программы  $LIZE^{++}$ )

энергия, обозначенная авторами как кулоновский барьер, которая вычисляется по формуле

$$CB = 1,44 \frac{(A_b + A_t) Z_b Z_t}{A_t (1,9 + 1,209(A_b^{1/3} + A_t^{1/3}))}.$$

Из приведенных формул следует, что после достижения энергии СВ выход нейтронов является квадратичной функцией от энергии пучка. Однако, исходя из приведенной выше бесспорной формулы (2), видим, что зависимость выходов нейтронов из толстой мишени от энергии бомбардирующих ионов более сложная. Общеизвестно, что входящая в формулу (2) функция  $(dE/dX)$  пропорциональна отношению  $1/E$ . Следовательно, квадратичную зависимость выхода нейтронов можно ожидать только в случае независимой от энергии величины сечения после достижения пороговой СВ. Сечения, близкие к такому виду, можно наблюдать только при бомбардировке относительно легкими ионами мишеней из легких ядер. В других случаях сечение плавно растет в довольно широком энергетическом диапазоне (см., например, рис. 1). Вполне возможно, что это объясняет все большие расхождения в результатах расчетов с увеличением атомных весов ядер пучков и мишеней.

Несмотря на отмеченную погрешность в создании эмпирических формул, не слишком большие различия в результатах вычисления с помощью формул (8) и работы [5] для некоторых сочетаний пучков–мишень служат основанием для предположения, что оба способа вычислений могут служить дополнениями друг к другу. Работа [5] главным образом основана на измерении выходов нейтронов при взаимодействии пучков легких ядер

с мишенями из легких элементов, а формула (8) дает более хорошее совпадение с результатами вычислений с помощью программ LIZE<sup>++</sup> и FLUKA в области пучков ядер от углерода до криптона и мишеней от бериллия до молибдена. Некоторым неудобством использования формул работы [5] является то, что коэффициенты  $\alpha$  и  $\beta$ , необходимые для расчета, требуются конкретно свои для каждого сочетания пучок–мишень, и число их в работе ограничено.

Проведено сравнение результатов вычисления по формуле (8) с результатами измерений выходов нейтронов в работах [11, 12], показанное на рис. 5.

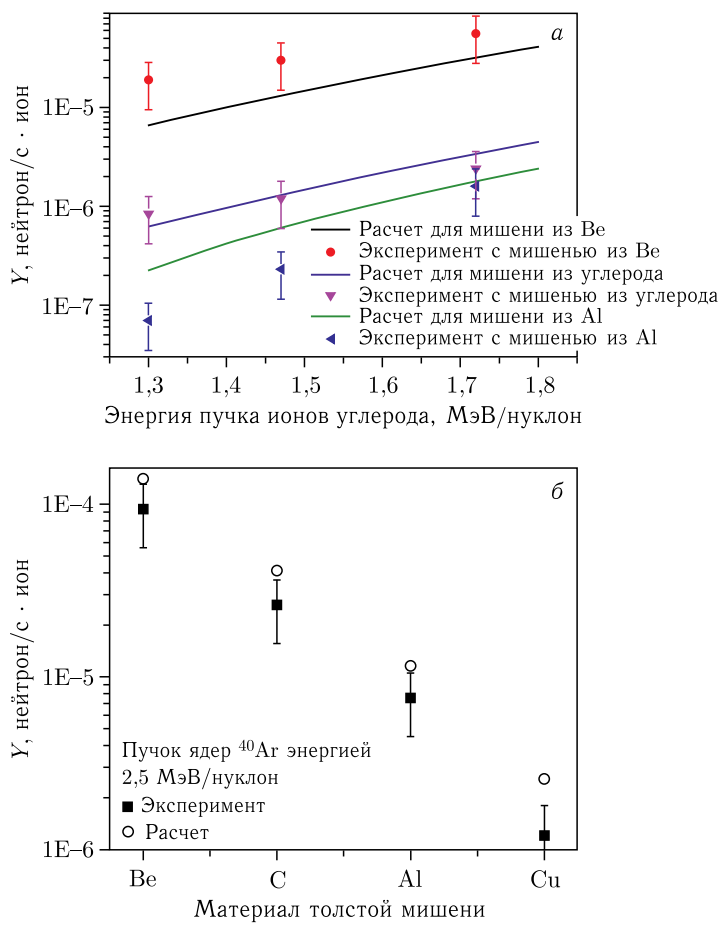


Рис. 5. Результаты сравнения вычислений выходов нейтронов с помощью формулы (8) и экспериментальных измерений в работах а) [12]; б) [11]

Можно видеть, что отличия результатов экспериментальных измерений от расчетных не превышают коэффициент 2.

**Проверка расчета угловых распределений.** Для проверки достоверности описания угловых распределений формулами (9) и (10) проведено сравнение с результатами расчетов с помощью программы FLUKA для различных сочетаний пучков и толстых мишеней при нескольких энергиях. В расчетах моделировалась ситуация, описываемая для случаев экспериментального измерения углового распределения. Принималось, что в этих экспериментах проводятся измерения потоков с помощью детекторов тепловых нейтронов с шаровыми замедлителями диаметром  $d = 201$  мм. Центр каждого детектора отстоит на расстоянии  $R = 1$  м от мишени, бомбардируемой пучком ионов. Детекторы располагаются под углами  $\theta_i = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ, 90^\circ, 120^\circ$  и  $150^\circ$  к направлению бомбардирующего пучка. На расстоянии 1 м от мишени угловой размер каждого детектора для летящих из нее нейтронов  $\Delta\theta = 12^\circ$ .

При использовании для расчетов формул (9), (10) поток нейтронов  $\Phi(\theta_i)$ , падающих на детектор, установленный под углом  $\theta_i$ , вычисляется с помощью выражения

$$\Phi(\theta_i) = \frac{IY\pi d^2}{4R^2} \frac{\int F(\theta) \sin\theta d\theta}{\int \sin\theta d\theta}. \quad (11)$$

Для детектора, расположенного под углом  $0^\circ$ , интегрирование производится в пределах от 0 до  $\frac{\Delta\theta}{2}$ , а установленных под другими углами — от  $\theta_i - \frac{\Delta\theta}{2}$  до  $\theta_i + \frac{\Delta\theta}{2}$ .

На рис. 6 в качестве примера приведены результаты сравнения для случаев облучения ионами  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{40}\text{Ar}$  и  $^{48}\text{Ca}$  толстых мишени из Al при энергии 4,8 МэВ/нуклон и мишени из Si при энергии 7 МэВ/нуклон.

В результате сравнения можно отметить, что в области передних углов результаты расчетов удовлетворительно согласуются между собой, но в области задних углов поток нейтронов, рассчитанный по формулам (9), (10) становится завышенным. Это может быть связано с недостаточно хорошо подобранной формулой для вычисления параметра  $\gamma$ . Для подбора более подходящей формулы нужно иметь больше экспериментальных данных. Тем не менее есть основания утверждать, что формулы (9) и (10) можно использовать для оценки угловых распределений при оперативных расчетах хотя бы в области передних углов. Расчеты в область задних углов обычно не столь актуальны, так как в этих случаях примешивается фон от других источников.

На основе результатов проведенных сравнений можно утверждать, что предлагаемая методика расчета выхода и углового распределения нейтронов может быть использована для оперативной оценки необходимой биологической защиты строящихся и реконструируемых ускорителей тя-

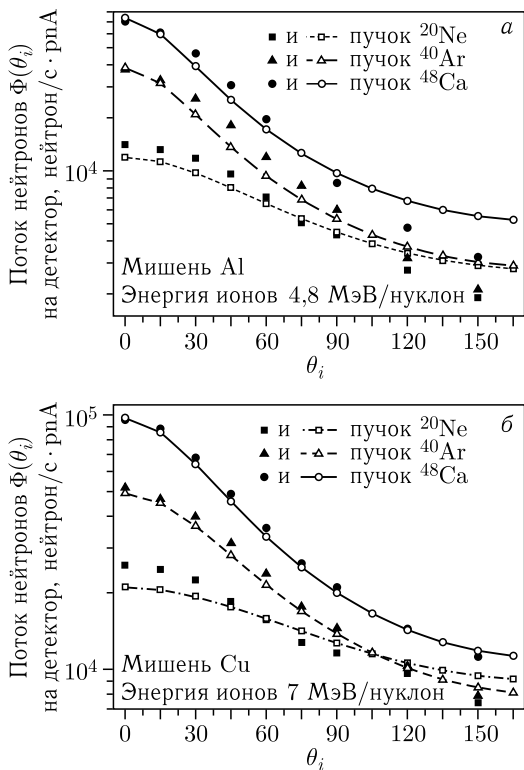


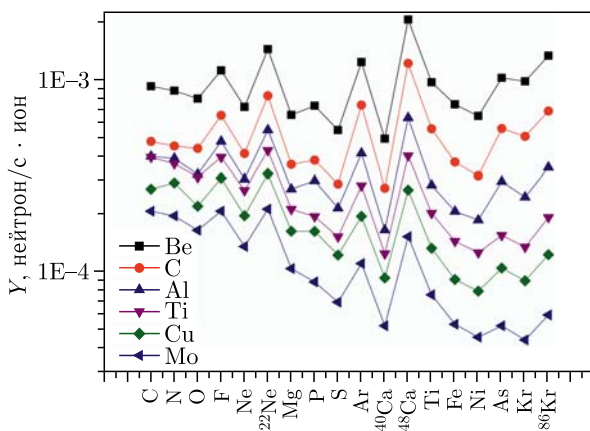
Рис. 6. Сравнение результатов расчета с помощью формул (9), (10) (открытые символы) и программы FLUKA (закрытые символы) потока нейтронов  $\Phi(\theta_i)$ , падающих на детектор, помещенный на расстоянии 1 м под углом  $\theta_i$ , при бомбардировке ионами  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{40}\text{Ar}$  и  $^{48}\text{Ca}$  толстой мишени: а) из Al и б) из Cu. (Примечание: такое же, как к рис. 3.)

желых ионов энергией от 1 до 6 МэВ/нуклон. Отклонение результатов этих расчетов от более точных в области передних углов не превышает коэффициента два, что сравнимо с результатами отклонений при расчете биологических защит, связанных с некоторым разнообразием спектров рождающихся нейтронов и отклонениями в защитных свойствах используемых материалов.

Для расчета выходов и угловых распределений нейтронов с использованием формул (8), (9) и (10) не требуется мощное вычислительное оборудование. На основе формул создан калькулятор, вычисления с помощью которого доступны любому сотруднику. Из необходимых базовых данных в калькулятор занесена только таблица энергий связи востребованных ядер.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ОБЩИХ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ ВЫХОДОВ НЕЙТРОНОВ

Легкость расчетов выходов нейтронов с помощью калькулятора, созданного на основе формул (8), (9) и (10), дает возможность исследовать общие закономерности при различных комбинациях пучков и материалов мишеней. Результаты вычислений для наиболее вероятных толстых мишеней приведены на рис. 7.



Сорт бомбардирующего иона энергией 4,8 МэВ/нуклон

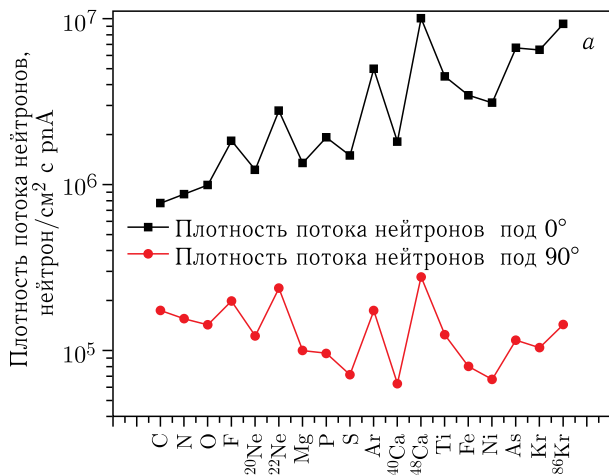
Рис. 7. Выходы нейтронов  $Y$  при бомбардировке толстых мишеней из Be, C, Al, Ti, Cu и Mo различными пучками энергии 4,8 МэВ/нуклон. (Обозначения, как на рис. 3)

Из полученных результатов можно сделать следующие выводы: наибольший выход нейтронов при энергии пучков  $4,8 \text{ МэВ/нуклон}$  наблюдается для легких мишеней. Выход снижается по мере увеличения атомного номера мишени. При бомбардировке мишеней пучками ядер с избытком нейтронов выход увеличен. В целом выход нейтронов снижается с одновременным увеличением атомных весов ядер пучка и мишени.

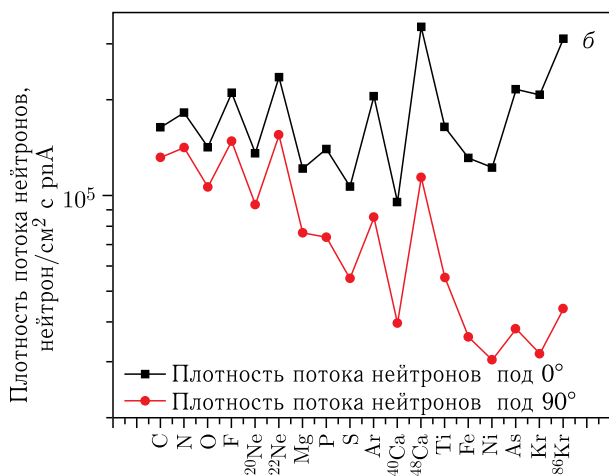
С точки зрения радиационной защиты наиболее опасная ситуация возникает в направлении  $0^\circ$  при облучении легких мишеней тяжелыми ионами. На рис. 8 приведены плотности потоков нейтронов в направлении  $0^\circ$  и  $90^\circ$  при бомбардировке толстых мишеней из графита и меди пучками различных частиц.

Как можно видеть из рис. 8, плотность потока нейтронов под  $0^\circ$  увеличивается с ростом атомного номера ядер пучков, но рост становится менее заметным при увеличении атомного номера ядер мишени. Плотности же потока нейтронов под  $90^\circ$ , которые определяют радиационную обстановку за потолочным перекрытием, мало зависят от сорта ионов пучка.





Сорт бомбардирующего иона энергией 4,8 МэВ/нуклон



Сорт бомбардирующего иона энергией 4,8 МэВ/нуклон

Рис. 8. Плотности потока нейтронов на расстоянии 1 м под углами 0° и 90° из толстых а) углеродной и б) медной мишеней, бомбардируемых пучком ионов энергией 4,8 МэВ/нуклон. (Обозначения, как на рис. 3)

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены простые аналитические формулы для оперативной оценки выхода и углового распределения нейтронов, необходимые для расчета биологической защиты ускорителей тяжелых ионов энергией от 1 до 6 МэВ/нуклон. Результаты расчетов сравнивались с результатами расчетов с помощью программ LIZE++ и FLUKA и с имеющимися в литерату-

ре экспериментальными данными. В результате проведенного сравнения можно утверждать, что предлагаемая методика расчета выхода и углового распределения нейтронов из толстых мишеней может быть использована для оперативной оценки необходимой биологической защиты строящихся и реконструируемых ускорителей тяжелых ионов энергией от 1 до 6 МэВ/нуклон. Отклонение результатов этих расчетов от более точных не превышает коэффициент два, что сравнимо с результатами отклонений при расчете биологических защит, связанных с некоторым разнообразием спектров рождающихся нейтронов и отклонениями в защитных свойствах используемых материалов или их толщин.

Для расчета выхода и углового распределения нейтронов с помощью предлагаемой методики не требуется мощное вычислительное оборудование, большие затраты машинного времени и привлечение квалифицированных специалистов. На ее основе создан калькулятор, вычисления с помощью которого доступны любому сотруднику. Легкость расчетов позволила исследовать общие закономерности при различных комбинациях пучков и материалов толстых мишеней.

Авторы выражают благодарность команде гетерогенной вычислительной платформы HubyLiT (ЛИТ ОИЯИ) за предоставление программно-аппаратных ресурсов для работы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Fasso A., Ferrari A., Ranft J.* PR Sala, FLUKA: A Multi-Particle Transport Code, CERN-2005-10, 2005, INFN / TC\_05 / 11, SLAC-R-773.
2. *Brun R. et al.* GEANT User's Guide, CERN DD / EE / 84-1, Geneva, 1984.
3. *Kazarinov N. et al.* Design and Simulation of the Axial Injection Beam Line of DC140 Cyclotron of FLNR JINR // Proc. of Conf. "International Particle Accelerator Conference". 2021. P. 1852–1854.
4. *Clapier F., Zaidins C. S.* // NIM. 1983. V. 217. P. 489–494.
5. *Guo Z. Y., Allen P. T., Doucas G., Hyder McK. H. R.* // NIM. B. 1987. V. 29. P. 500–507.
6. *Guo Z. Y., Allen P. T., Doucas G., Hyder McK. H. R.* Oxford University, Nuclear Physics Laboratory Internal Report No. 48/87.
7. *Tarasov O. B., Bazin D.* // NIM. B. 2008. V. 266. P. 4657–4664.
8. *Ziegler J. F. et al.* The Stopping and Range of Ions in Solids. Pergamon Press: New York, 1985.
9. *Sunil C., Saxena A., Choudhury R. K., Pant L. M.* // NIM. A. 2004. V. 534. P. 518–530.
10. <https://ru.numberempire.com/>.
11. *Gikal B. N., Mironov V. I., Teterev Yu. G., Shchegolev V. Yu.* // Phys. Part. Nucl. Lett. 2014. V. 11, No. 2. P. 180–184; Part. Nucl., Lett. 2014. V. 11, No. 2(186). P. 293.
12. *Gikal K. B., Teterev Yu. G., Zdorovets M. V., Ivanov I. A., Koloberdin M. V., Kozin S. G.* // Phys. Part. Nucl. Lett. 2016. V. 13, No. 2. P. 198–203.
13. *Aleynikov V. E., Cherevatenko A. P., Clapier F. B., Tsovun V. I.* // Radiation Protection Dosimetry. 1985. V. 11, No. 4. P. 245–248.
14. <http://amdc.in2p3.fr/web/masstab.html>.

Получено 9 марта 2022 г.

Редактор *М. И. Зарубина*

Подписано в печать 04.04.2022.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,25. Уч.-изд. л. 1,20. Тираж 170 экз. Заказ № 60395.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: [publish@jinr.ru](mailto:publish@jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)