

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ФУНКЦИЙ ВЛИЯНИЯ ПРИ ОПТИМИЗАЦИИ ПУЧКОВ НЕЙТРОНОВ ДЛЯ ЦЕЛЕЙ НЕЙТРОННОЙ ТЕРАПИИ

**В.Н. Кононов, А.В. Коробейников, В.В. Коробейников, О.Е. Кононов,
Н.А. Соловьев**

ГНЦ РФ-Физико-энергетический институт им.А.И.Лейпунского, г. Обнинск



Рассматривается подход к определению оптимального распределения по энергии пучка нейтронов, подводимого к пациенту при лечении злокачественных опухолей с помощью нейтронной терапии. По глубине и размеру опухоли нужно определить спектр излучения, приносящий максимальный вред больной ткани и минимальный здоровой. Для решения поставленной задачи рассчитываются, так называемые, функции влияния.

ВВЕДЕНИЕ

Рак прочно занимает второе место среди причин смертности людей. Эта тенденция, по всей вероятности, сохранится в ближайшем будущем. Поэтому поиск и разработка перспективных технологий, способных побороть этот тяжелейший недуг, продолжается.

В XXI веке врачи-онкологи большие надежды связывают с ядерной медициной. Прежде всего, это нейтроны разной энергии, источником которых являются действующие ядерные реакторы и ускорители. Успешнее всего нейтронами лечат опухоли, не поддающиеся фотонному излучению (а их около 30% среди всех видов рака).

По современным представлениям лучевая терапия с применением нейтронов способна улучшить не менее, чем на 15 процентов результаты лечения больных с тяжелыми формами злокачественных опухолей. В России это примерно 40–50 тысяч пациентов в год. Для сравнения: на сегодня в нашей стране эффективно пролечено с помощью нейтронов всего около тысячи онкологических больных, причем более 400 из них прошли такой курс лечения на ядерном реакторе БР-10 [2] Физико-энергетического института им. А.И. Лейпунского в г. Обнинске.

В настоящее время разрабатывается метод нейтронозахватной терапии [1] злокачественных новообразований. Его суть состоит во введении в организм вещества, которое накапливается в опухоли и под воздействием тепловых нейтронов вызывает вторичное излучение, избирательно разрушая раковые клетки без повреждения здоровых тканей.

Важнейшей задачей при планировании лучевой терапии является оптимизация пучков подводимого к пациенту излучения. Оптимизация преследует цель повы-

шения эффективного воздействия излучения на опухолевые клетки и снижения воздействия на здоровые. В данной работе рассматривается подход к оптимизации пучков, основанный на использовании функций влияния.

НАБОР ТРЕБОВАНИЙ К НЕЙТРОННЫМ ПУЧКАМ

Для иллюстрации требований к характеристикам медицинских пучков рассмотрим один из вариантов нейтронной терапии – нейтронозахватный. Не вдаваясь в медицинские подробности методов лечения, отметим сам принцип. В ткань опухоли вводится фармакологический препарат, содержащий изотоп ^{10}B , который имеет высокое сечение поглощения нейтронов, затем опухоль облучается нейтронами. При поглощении нейтрона в реакции (n, α) образуются две короткопробежные заряженные частицы, и энергия, выделяемая в реакции, поглощается, локально воздействуя на опухолевую ткань.

Для анализа качества нейтронных пучков важными являются два типа информации. Первый – это пространственно-энергетическое распределение плотности нейтронного потока и распределение первичного и вторичного гамма-излучения. Для получения этой информации необходимо решить задачу распространения (переноса) излучения в тканях человека или в фантоме или (если необходимо) проанализировать результаты эксперимента. Второй – керма-факторы или дозовые коэффициенты. Для вычисления дозовых распределений нужно проинтегрировать плотность нейтронного потока и (или) потока гамма-излучения с весом этих коэффициентов.

Из литературных источников известно, что оптимальная энергия нейтронов для нейтронозахватной терапии лежит в интервале от 1 до 10^4 эВ [2, 3]. При таких энергиях нейтронов нет чрезмерного облучения кожных покровов, что неизбежно в случае тепловых нейтронов. Кроме того, значительная часть нейтронов, диффундируя в район опухоли, успевает замедлиться и с большой вероятностью вступает в реакцию (n, α) . Желательно иметь малую долю быстрых нейтронов. Доза, создаваемая быстрыми нейтронами в результате упругого рассеяния на ядрах водорода, является фоновой и реализуется в здоровых тканях. Интенсивность пучка нейтронов в выбранном интервале энергий должна быть не менее $10^9 \text{ н/см}^2 \cdot \text{с}$, с тем, чтобы время облучения пациента не превышало 1 часа.

Основные требования к медицинскому нейтронному источнику для нейтронозахватной терапии обычно формулируются следующим образом [1]:

- плотность потока эпитепловых нейтронов $F > 2 \cdot 10^9$, н/см 2 ·с;
- доза быстрых нейтронов на эпитепловой нейтрон $D_n < 2 \cdot 10^{-13}$ Гр·см 2 /н;
- доза гамма-излучения на эпитепловой нейтрон $D_\gamma < 2 \cdot 10^{-13}$ Гр·см 2 /н;
- отношение потока к потоку $J/F > 0,7$.

Достаточно странным при формулировании данных требований является отсутствие связи с геометрическими параметрами опухоли, например, глубины ее расположения. Понятно, что для опухолей, размещенных вблизи поверхности, требования должны быть другим, чем для размещенных глубоко. Не очень понятно, какие энергии являются предпочтительными даже в выделенном интервале энергий 1 эВ–10 КэВ.

Наиболее важным, на наш взгляд, является требование непревышения предела дозы для здоровой ткани и при этом разумного времени облучения пациента. Важно, чтобы разработанный пучок был, по возможности, универсальным и годился для разных глубин расположения опухолей. Задачей исследований является попытка обоснования и уточнения данных требований.

ИСТОЧНИКИ НЕЙТРОНОВ ДЛЯ НЕЙТРОНОЗАХВАТНОЙ ТЕРАПИИ НА ОСНОВЕ РЕАКТОРОВ И УСКОРИТЕЛЕЙ

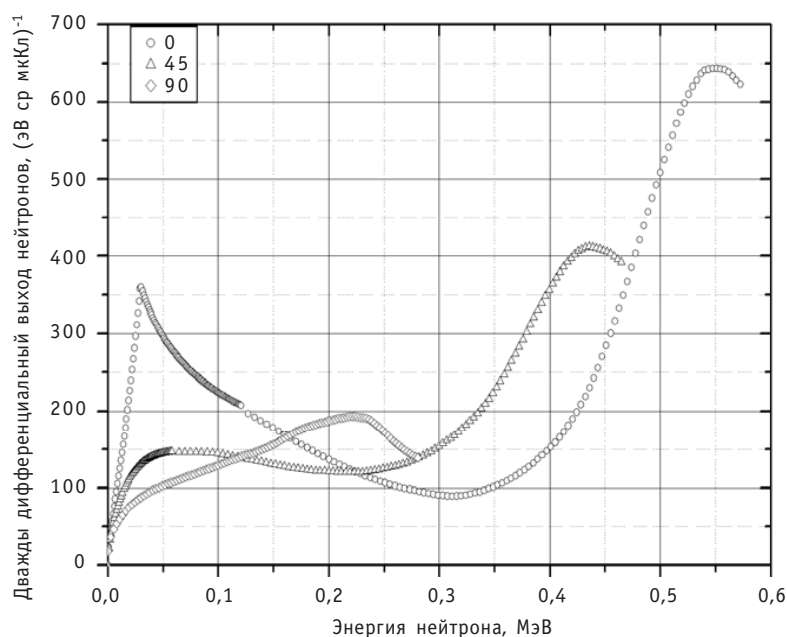
Нейтронзахватная терапия, принципиальной особенностью которой является избирательность радиационного поражения раковых клеток, в настоящее время рассматривается в качестве перспективного метода лечения ряда злокачественных новообразований, в частности, различных форм опухолей головного мозга. Для широкого класса глубокорасположенных опухолей перспективным является использование нейтронов в таком диапазоне энергий, в котором они обладают значительной проникающей способностью и, замедляясь в ткани до тепловых энергий, позволяют осуществить нейтронзахватную терапию опухолей, расположенных на достаточно большой глубине. Ограничением, как правило, является предельно допустимая лучевая нагрузка в слоях здоровой ткани. Для проведения клинических исследований и лечения требуются пучки тепловых нейтронов с размерами порядка 10×10 см² и плотностью потока $\sim 10^9$ н/см²·с. Наибольший опыт связан с использованием исследовательских реакторов для нейтронной терапии быстрыми нейтронами. Однако широкое применение ядерных реакторов трудно представить себе в медицинских клиниках. Даже специализированный реактор для медицинских целей является ядерно-опасным объектом, требующим наличия специализированных служб и сложных охранных мероприятий. Большую надежду медики возлагают на применение ускорителей заряженных частиц.

В связи с этим на протяжении последнего десятилетия широко обсуждается и исследуется вопрос создания источника нейтронов для нейтронзахватной терапии на основе недорогого протонного ускорителя на энергию 2–3 МэВ с мощностью пучка 10–20 кВт, предназначенного для использования в онкологических клиниках. Наиболее перспективной ядерной реакцией для генерации нейтронов на таком ускорителе является реакция ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$. Полный выход нейтронов из толстой (по сравнению с пробегом протонов) металлической ${}^7\text{Li}$ -мишени при энергии протонов 2,5 МэВ и токе пучка 10 мА составляет $\sim 10^{13}$ нейтронов в секунду, а спектр нейтронов ограничен сверху энергией 0,78 МэВ. Энергоугловое распределение нейтронов в реакции ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ приведено на рис. 1. Проведенные ранее расчеты [4, 6] показали, что с таким источником нейтронов, используя компактный замедлитель, можно сформировать приемлемый для нейтронзахватной терапии пучок нейтронов.

В настоящее время интенсивные радиобиологические и предклинические исследования по нейтронзахватной терапии ведутся с использованием реакторов и ускорителей в США, Японии, Финляндии, Италии и др. Исходные спектры нейтронов в реакторах, а также полученные с помощью ускорителей необходимо модифицировать, чтобы они были подходящими для целей нейтронзахватной терапии.

ФУНКЦИИ ВЛИЯНИЯ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ ОПТИМИЗАЦИИ НЕЙТРОННЫХ ПУЧКОВ

Как уже отмечалось выше, «чистые» источники нейтронов используются довольно редко. Для повышения качества лучевой терапии используются фильтры-формирователи, которые преобразуют поток исходных нейтронных источников в более подходящий. Поясним, что же понимается под «качеством» преобразования. В недостижимом идеале наивысшее качество достигается тогда, когда все излучение подводится к опухоли и там остается, разрушая раковые клетки. Воздействие на здоровую ткань в таком идеальном случае отсутствует. Реальность, к сожалению, иная. Воздействие на здоровую ткань присутствует. Необходимо разработать

Рис.1. Энергоугловое распределение нейтронов в реакции ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$

подходы и оборудование, которые максимизируют воздействие на больную ткань и минимизируют на здоровую. Деятельность в данном направлении идет, и сама процедура BNCT основана на подходе минимизации вредного воздействия на здоровую ткань и максимизации воздействия на опухоль.

Качество пучка эпитепловых нейтронов для борнейтронзахватной терапии принято характеризовать следующими основными параметрами [1]:

- достижимая глубина (advantage depth – AD) – глубина в фантоме, при которой мощность биологически взвешенной дозы в опухоли становится равной величине наибольшего значения мощности дозы для здоровой ткани;
- мощность биологически взвешенной дозы в опухоли на глубине AD (advantage depth dose rate – ADDR), которая характеризует время достижения максимально допустимой дозы на глубине AD;
- терапевтическое отношение (therapeutic ratio – TR), равное отношению мощности дозы в опухоли к максимальной мощности дозы в здоровой ткани;
- достижимое дозовое отношение (advantage rate – AR) – отношение полной дозы в опухолевой ткани к полной дозе в здоровой, проинтегрированное от поверхности до глубины AD;
- отношение тока к потоку, $J_{\text{эпи}}/\Phi_{\text{эпи}}$, характеризующее расходимость пучка эпитепловых нейтронов.

Оптимальное распределение по энергии пучка нейтронов, подводимого к пациенту, зависит от глубины расположения опухоли в теле пациента. Поэтому первая задача состоит в том, чтобы исследовать эту зависимость. Однако это совсем не простая задача, поскольку, вообще говоря, она обратная. По глубине и размеру опухоли нужно определить спектр излучения, приносящий максимальный вред больной ткани и минимальный здоровой.

При решении такого рода задач естественно было бы использовать аппарат сопряженных функций. В этом случае нужно рассчитывать набор функций ценностей по отношению к целому ряду функционалов типа

$$D_{V_M}^{TUMOR} = \int_{V_M} \int_E \int_{4\pi} \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) \sum_i W_i K_i(E) RBE_i(E) dE d\vec{r} d\vec{\Omega}, \quad (1)$$

где $D_{V_M}^{TUMOR}$ – значение мощности дозы в окрестности расположения опухоли; $\Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$ – плотность нейтронного потока в области расположения опухоли; $K_i(E)$ – энергетическая зависимость удельной кермы (керма-фактор) – для i -го элемента среды, Гр·см²/нейтрон; W_i – относительная массовая доля элементов биологической ткани и препарата; $RBE_i(E)$ – относительная биологическая эффективность (ОБЭ) воздействия излучения для i -го элемента ткани и препарата.

Аналогичные функции ценности должны быть рассчитаны и для распределения доз в здоровой ткани $D_{V_M}^{HEALTHY}$, которые вычисляются по соотношениям, подобным (1).

Как известно, при наличии набора функций ценности $\Phi^*(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$ функционал вида (1) можно рассчитать, используя ценность и источник нейтронов, подведенных к пациенту:

$$D_{V_M}^{TUMOR} = \int_{V_S} \int_E \int_{4\pi} Q(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) \Phi^*(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) dE d\vec{\Omega} d\vec{r}. \quad (2)$$

Интегрирование в (2) в отличие от (1) проводится по области действия источника.

Соотношения (1) и (2) приводят к одному и тому же результату. Однако соотношение (2) открывает путь для поиска оптимального источника нейтронов, который обеспечил бы наивысшую дозу в опухоли и минимальную в здоровой ткани. Это вполне возможный, но достаточно трудоемкий путь решения задачи разработки оптимального источника нейтронов. Трудоемкость этого пути связана с тем, что для описания распространения излучения в опухолях и здоровых тканях требуется применение прецизионных методов решения уравнения переноса, из которых наиболее подходящим является метод Монте-Карло. Особенностью метода Монте-Карло является сложность расчета дифференциальных распределений плотностей потока и ценности. Именно поэтому использование соотношений типа (2) в задаче оптимизации источника нейтронов является малопродуктивным.

Еще одна причина трудоемкости такого подхода состоит в необходимости вычисления огромного набора функций ценности для разных глубин расположения опухоли и точек контроля над дозой в здоровой ткани, поскольку заранее не известно, в какой точке доза в здоровой ткани будет максимальна, а именно это является ограничением при лечении раковых опухолей.

Для решения поставленной задачи в данной работе предлагается использовать подход расчетного построения так называемых функций влияния. Идея подхода состоит в расчете доз от набора дельтаобразных источников нейтронов, имеющих определенную энергию (энергетическую группу). Обоснование подхода проводится достаточно просто и заключается в свойстве линейности уравнения переноса. Если исходное уравнение переноса записать в виде

$$\mathbf{L}\Phi = Q, \quad (3)$$

где Φ – плотность нейтронного потока; Q – распределение источника нейтронов, а затем вместо (3) решать уравнения

$$\mathbf{L}\Phi_i = Q_i, \quad (4)$$

где

$$Q = \sum Q_i, \quad (5)$$

то в силу линейности уравнения переноса

$$\Phi = \sum_i \Phi_i.$$

От плотности потока нейтронов или гамма-квантов Φ_i в групповом виде легко перейти к соответствующим дозовым распределениям, которые, собственно, и есть функции влияния.

Если рассчитать набор таких функций влияния для всех энергетических групп, то потом можно определить распределение доз от источника любой энергетической структуры. В простом, но важном случае, когда нейтроны источника распределены равномерно на некотором участке поверхности и падают нормально к поверхности, нужно просто сложить функции влияния с весом источника в данной группе:

$$D_x(\mathbf{r}) = \sum_g S_g D_x^g(\mathbf{r}), \quad (6)$$

где $D_x^g(\mathbf{r})$ – дозы от x -го типа излучения (нейтронного, гамма- и др.) от источника, сосредоточенного в энергетической группе g ; $D_x^g(\mathbf{r})$ – функция влияния; S_g – спектр источника облучения, физически это доля нейтронов, вылетающих из группы g .

$$\sum_g S_g = 1. \quad (7)$$

Для перехода к реальной интенсивности источника нужно $D_x^g(\mathbf{r})$ помножить на эту интенсивность. Имея разные источники S_g , можно с помощью функций влияния $D_x^g(\mathbf{r})$ по соотношению (6) выбрать наилучший с точки зрения максимальной дозы в опухоли и минимальной в здоровой ткани.

В результате таких исследований можно определить, какие энергии нейтронов желательны при той или иной глубине расположения опухоли. Функции влияния могут быть полезны при разработке фильтров, с помощью которых можно будет сформировать пучки нейтронов требуемой энергетической структуры.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ И ИХ АНАЛИЗ

В расчетных исследованиях полагалось, что нейтроны падают на тканеэквивалентный фантом нормально. Пучок имеет цилиндрическую форму, нейтроны внутри пучка распределены равномерно. Диаметр пучка в основании равен 10 см. Предполагалось, что в опухоли концентрация ^{10}B 65 ppm, а в здоровой ткани – 18 ppm. Расчетное моделирование переноса нейтронов и гамма-лучей проводилось методом Монте-Карло с использованием программного комплекса MCNP[8].

Расчеты выполнялись последовательно для набора энергетических групп в области энергий от 0 до 10 МэВ. Рассчитывалась полная доза в больной ткани и ее составляющие от взаимодействия с вторичными гамма-квантами; с основными компонентами, составляющими ткань (водород, кислород и азот); нейтронов с бором.

Для сравнения также рассчитывалась полная доза в здоровой ткани. На рис. 2–4 приведены распределения доз по глубине фантома вблизи центральной оси для некоторых энергетических интервалов (групп). Во всех вариантах предполагалось, что плотность потока нейтронов на поверхности фантома равна 10^9 нейтрон/см²·с. Результаты расчетов, показали, что доза в опухоли оказалась значительно выше, чем в здоровой ткани вплоть до энергии нейтронов 60 кэВ.

На рис. 5 приведены распределения терапевтического отношения в зависимости от энергии пучка для разных глубин расположения опухоли. На этом же рисунке приведены для сравнения значения терапевтических отношений для пучка нейтронов, полученного на ускорителе протонов с энергией 2,3 МэВ с использо-

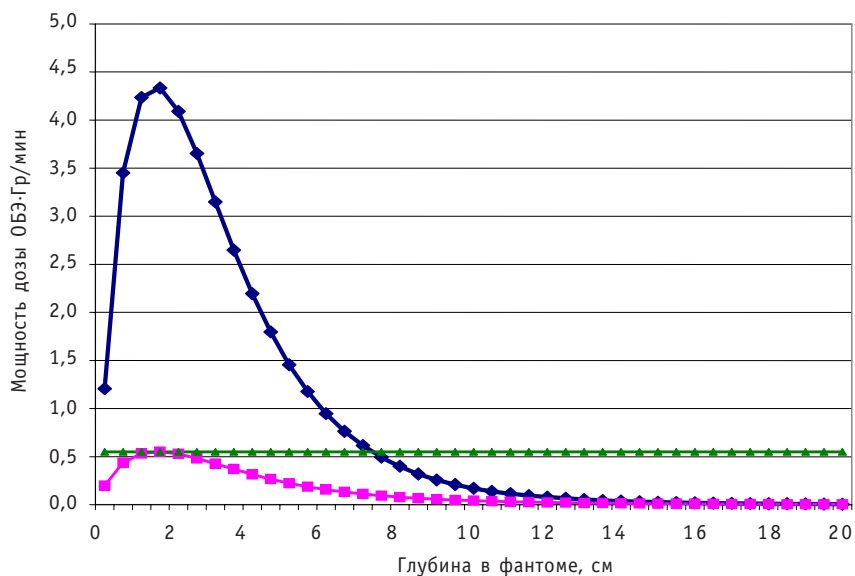


Рис. 2. Функции влияния – распределения мощности дозы в опухоли и здоровой ткани для энергетического интервала 0.465–1 эВ: ♦ – Tot dose_TUMOR; ■ – Tot dose_HEALTHY; ▲ – AD

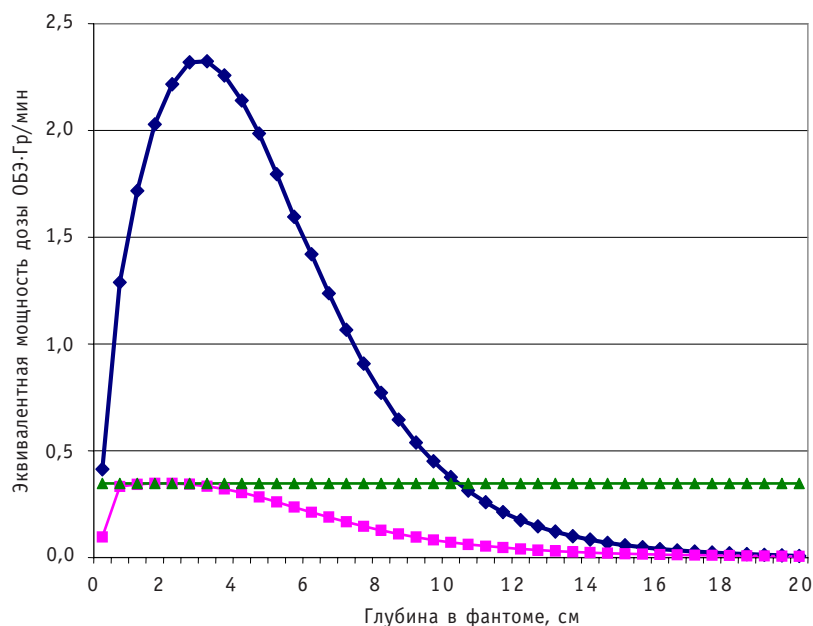


Рис. 3. Функции влияния – распределение дозы в опухоли и здоровой ткани для энергетического интервала 10–20 КэВ: ♦ – Tot dose_TUMOR; ■ – Tot dose_HEALTHY; ▲ – AD

ванием реакции ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ и замедлителя 40X40X40 см из тефлона со вставкой из MgF_2 [4]. Из результатов расчета видно, что зависимости ТР от энергии нейтронов для разных глубин расположения опухоли разная. На глубине 2 см в интервале энергий от 0,215 эВ до 20 кэВ изменение ТР в зависимости от энергии довольно слабое, однако после 20 кэВ зависимость от энергии усиливается и до 70 кэВ ТР уменьшается от 6,5 до 2. Для глубины размещения опухоли 5 см зависимость ТР от энергии совсем другая, чем при 2 см. Наиболее «благоприятным» для лечения опухоли на разных глубинах размещения является интервал энергий нейтронов от 1 до 20 кэВ.

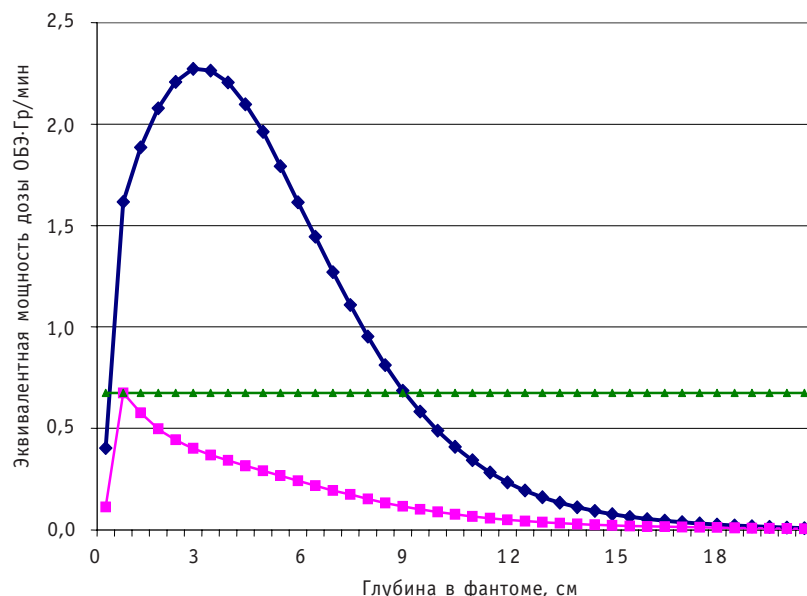


Рис. 4. Функции влияния – распределение дозы в опухоли и здоровой ткани для энергетического интервала 30–40 КэВ: ◆ – Tot dose_TUMOR; ■ – Tot dose_HEALTHY; ▲ – AD

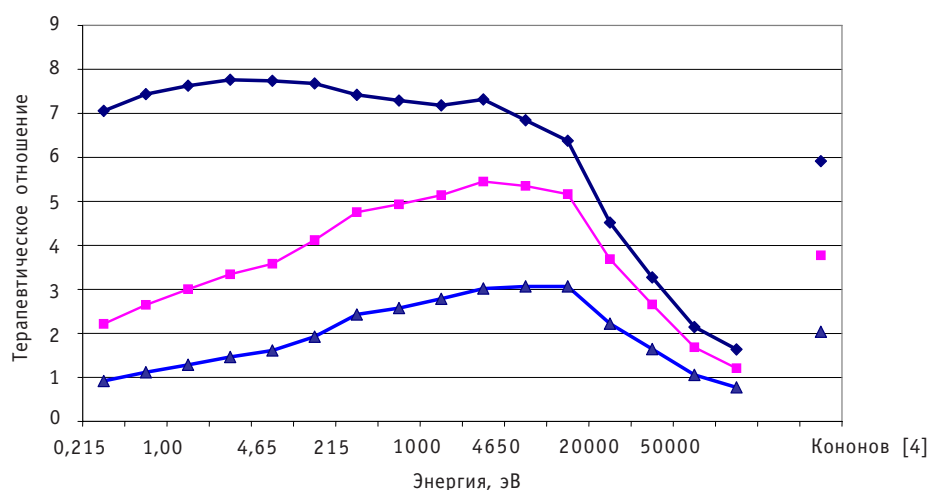


Рис. 5. Распределение значения терапевтического отношения в зависимости от энергии пучка и глубины в фантоме: ◆ – 2 см; ■ – 5 см; ▲ – 7 см

Заметим, что результаты, приведенные на рис. 5, позволяют сформировать теоретический пучок с предельными свойствами. Понятно, что любой реальный пучок будет хуже. Пучок нейтронов, сформированный в работе [4], по своим характеристикам является достаточно хорошим и подходящим для использования при лечении на разных глубинах размещения опухоли, по крайней мере, по своим физическим характеристикам.

На рис. 6 приведены распределения дозы в опухоли в зависимости от энергии нейтронов. Видно, что эти зависимости меняются с глубиной размещения опухоли. Так, для глубин 5–7 см зависимость полных доз от энергии нейтронов плавная, в то время как для глубин в районе двух сантиметров изменения от энергии нейтронов достаточно сильны.

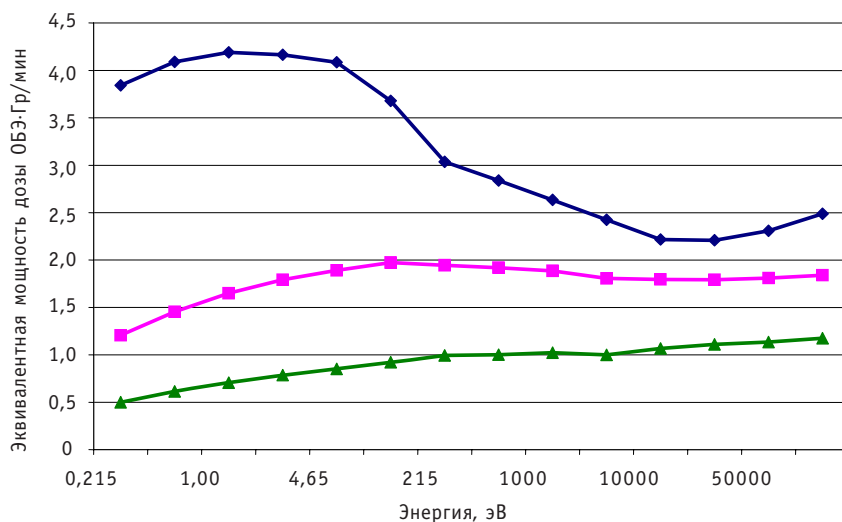


Рис. 6. Распределение значения мощности дозы в зависимости от энергии пучка и глубины в фантоме:
 ◆ – 2 см; ■ – 5 см; ▲ – 7 см

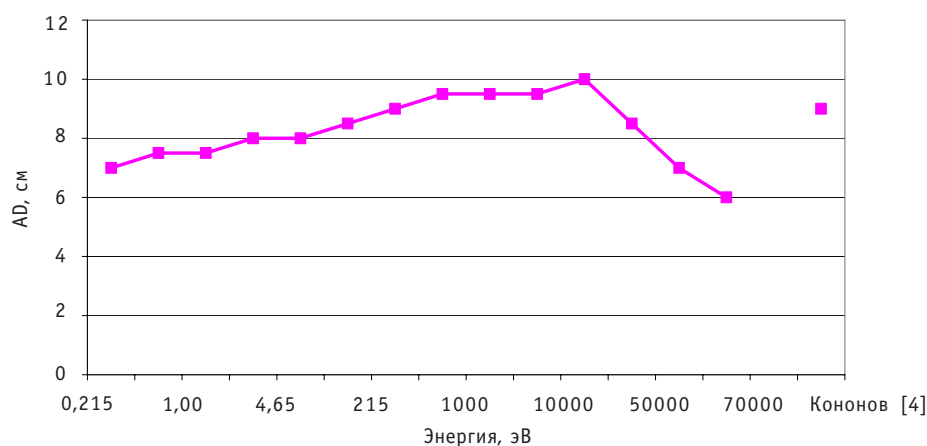


Рис. 7. Распределение AD (глубина в фантоме, при которой мощность биологически взвешенной дозы в опухоли становится равной величине наибольшего значения мощности дозы для здоровой ткани) в зависимости от энергии пучка

Зависимость AD, как следует из рис. 7, от энергии довольно плавная. Сначала AD плавно возрастает до 10 сантиметров при энергии 10 кэВ, а затем падает и становится при 70 кэВ равным 6.

На рис. 8 содержится распределение по энергии такой важной характеристики как ADDR, которая связана с предельным временем облучения больного при предельной глубине размещения опухоли. Понятно, что чем ниже эта характеристика, тем лучше. Из результатов расчета видно, что в интервале энергий пучка от 0,215 эВ до 20 кэВ эта дозовая характеристика меняется мало, но при увеличении энергии нейтрона выше 20 кэВ изменения становятся более сильными.

Таким образом, функции влияния позволяют понять, какие энергии являются предпочтительными для лечения злокачественных опухолей. Имея полный набор функций влияния, можно построить распределение доз по глубине для источника нейтронов произвольной формы. Имея разные источники можно с помощью функций влияния по соотношению (4) выбрать наилучший источник с точки зрения максимальной дозы в опухоли и минимальной в здоровой ткани.

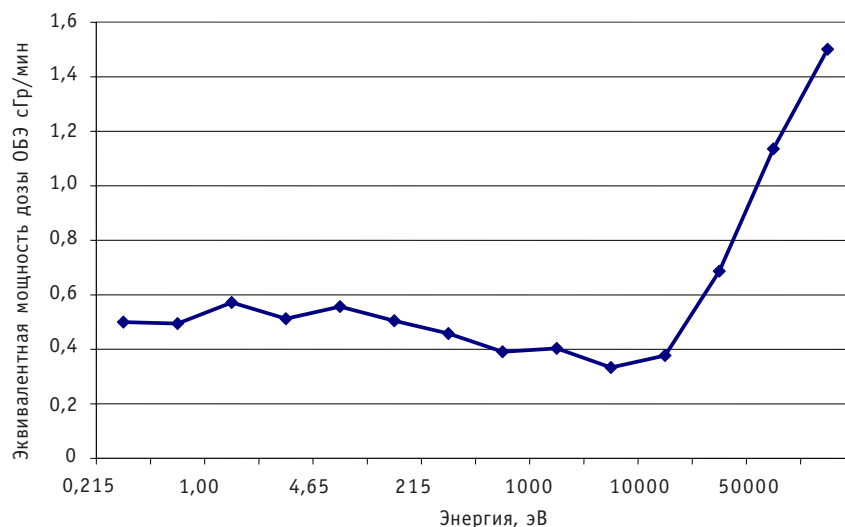


Рис. 8. Распределение мощности биологически взвешенной дозы на глубине AD, которая характеризует время достижения максимально допустимой дозы на глубине AD; ♦ — ADDR

Заметим, что для разных глубин расположения опухоли набор предпочтительных энергий оказался разным.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нейтронзахватная терапия, принципиальной особенностью которой является избирательность радиационного поражения раковых клеток, в настоящее время рассматривается в качестве перспективного метода лечения ряда злокачественных новообразований, в частности, различных форм опухолей головного мозга.

В многочисленных публикациях показано, что «чистые источники» (источники из установок) нейтронов используются довольно редко. Для повышения качества лучевой терапии используются фильтры-формирователи, которые преобразуют поток исходных нейтронных источников в более подходящий.

Для оптимизации предложен подход, основанный на использовании функций влияния, при котором источник состоит из нейтронов только одной конкретной энергетической группы. При этом рассчитывается распределение доз в здоровой и больной ткани. Используя такую информацию, можно определить, нейтроны каких энергий являются более эффективными для лечения опухоли и наносят минимальный вред здоровой ткани.

Функции влияния позволят определить рекордные (предельные) возможности пучков нейтронов. Показатели реальных пучков будут хуже.

Литература

1. IAEA, VIENNA, 2001, IAEA – TECDOC – 1223, ISS N 1011_4289, Current status of neutron capture therapy, May 2001.
2. БР-10. Препринт ФЭИ-1825, Обнинск, 1987.
3. Мардынский Ю.С., Сысоев А.С., Гулидов И.А., Цыба А.Ф. Нейтроны ядерных реакторов в лечении злокачественных новообразований. – Обнинск: МРНЦ РАМН, 2001. – 132 с.
4. Кононов О.Е., Кононов В.Н., Коробейников В.В., Соловьев А.Н., Боховко М.В., Чу В.Т., Житник А.К., Огнев С.П. Оптимизация источника эпитепловых нейтронов на основе реакции ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ для нейтронзахватной терапии/Препринт ФЭИ-2984. – Обнинск, 2003.
5. Кононов В.Н., Боховко М.В., Кононов О.Е., Соловьев А.Н., Чу В.Т. Источники быстрых нейтронов на основе ускорителя для нейтронной терапии/Препринт ФЭИ-2995. – Обнинск, 2005.

6. Кононов О.Е., Кононов В.Н., Боховко М.В. Источники нейтронов на основе ускорителя для нейтронной и нейтронозахватной терапии/Препринт ФЭИ-2952. – Обнинск, 2003.

7. Кононов В.Н., Боховко М.В., Кононов О.Е. Гамма-излучение нейтронного источника на основе реакции ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ /Препринт ФЭИ-2643. – Обнинск, 1997.

8. Briesmeister J. MCNP – A general Monte Carlo n-particle transportation code. LA-1625-M, version 4B, LANL, 1997.

Поступила в редакцию 5.09.2008

account of a failure rate, a repair rate, a cost of SPTE and their repair. Also the model helps to compute probability of system unavailability. Calculation for three CPS elements of Bilibino NPP was made.

УДК 621.039.556

Neutron Beam Optimization for Tumor Therapy with Importance Functions use \V.N. Kononov, A.V. Korobeynikov, V.V. Korobeynikov, O.E. Kononov, N.F. Soloviev; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2008. – 11 pages, 8 illustrations. – References, 8 titles.

Calculation study has been carried out to analyze the optimal structure of neutron source for cancer tumor treating. The special approach based on so called importance functions was developed. Optimum energy distribution of a neutron beam for patient radiation depends on a malignant tumor disposition in a patient body. It is necessary to define such a neutron specter which produces the maximal harm for malignant tumor tissue and the minimal for the healthy tissue with dependence of the tumor size and depth disposition. The special approach based on so called importance functions was developed.

УДК 621.039.5

Detection of Fissile Materials in Installations with Pulsed Neutron Sources and Digital Signal Processing \V.L. Romodanov, I.V. Mukhamadyarov, A.G. Belevitin, V.V. Afanasiev, V.K. Sakharov, D.N. Chernikova; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2008. – 8 pages, 4 illustrations. – References, 7 titles.

Implementation of customs installations for the detection of fissile materials (FM) in baggage is related to one of the basic problems of their revealing, that is when FM are deliberately shielded. In devices with pulsed neutron sources, it is practically impossible to conceal FM with a lead shield; however, in such devices, thermal neutrons are used, and therefore FM can be concealed with shields having large thermal neutron absorption cross-section, for example, those of cadmium. The grounds for the feasibility of a customs FM control installation are given by the results of the experiments under ISTC Project No.596 on detection of ^{235}U in a model with graphite neutron moderator and digital discrimination of neutrons and photons in a PSD scintillator. The model represented a graphite parallelepiped of $1300 \times 1300 \times 1200 \text{ mm}^3$ in size with an inner chamber of $500 \times 500 \times 1200 \text{ mm}^3$. A FM sample being inspected and a scintillation measuring system with a stilbene crystal were placed inside the chamber. A complex of four experiments was carried out, considering the following cases: uranium present in the model, uranium surrounded with a cadmium shield, the cadmium shield without uranium, and absence of all indicated materials. The analysis of the experimental results has shown the detectability of uranium concealed with a cadmium shield owing to the fission of ^{235}U on neutrons with energies above the resonance in the cadmium absorption cross-section. These neutrons are present in the graphite model at ~ 150 microseconds after a pulse of fast neutrons from the source. It has been shown that in case of appropriate choice of the energy threshold of FM response detection, it is possible to obtain practically zero photon background, which determines high sensitivity of the installation. Under these conditions, the discrimination of neutrons and photons in the time dependences is possible under loads on the scintillation channel up to $5 \cdot 10^5$ particles per second. Analysis of the results of the experiment shows that 5-7 s suffice to detect ~ 10 grams of ^{235}U in a cadmium shield, at a yield of a DD neutron source equal to $\sim (10^7 - 5 \cdot 10^7)$.

УДК 539.1: 621.039

The Branching Ratio Change in the Reaction $^7\text{Li}(\alpha, \alpha)^7\text{Li}^$ with the Formation of the Near-Threshold $^7\text{Li}^*(7.45 \text{ MeV})$ Resonance under the Influence of the Coulomb Field of the Accompanying Particle* \I.A. Tyras; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2008. – 8 pages, 1 illustration. – References, 17 titles.

The influence of the Coulomb field of the accompanying particle on the branching ratio is studied for the case of the near-threshold resonance $^7\text{Li}^*(7.45 \text{ MeV})$ forming in the reaction $^7\text{Li}(\alpha, \alpha)^7\text{Li}^*$ at $E_\alpha = 27.2 \text{ MeV}$.