сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

5167/2-81

19/X-81

Р16-81-492

М.Макаревич,* Н.Гольник,* М.Зельчинский,*
Е.П.Череватенко

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПЕКТРА ЛИНЕЙНОЙ ПЛОТНОСТИ ИОНИЗАЦИИ ЧАСТИЦ В МЕДИЦИНСКОМ ПУЧКЕ НЕЙТРОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ С ПОМОЩЬЮ РЕКОМБИНАЦИОННОГО МЕТОДА

* Институт ядерных исследований, Сверк, ПНР.

1981

Линейная плотность ионизации, а также связанная с ней линейная передача энергии /ЛПЭ/ ионизирующих частиц в биологической ткани является одним из наиболее важных дозиметрических параметров излучения, влияющих, в частности, на эффективность радиотерапевтического воздействия. Поэтому определение спектра плотности ионизации на различной глубине в тканеэквивалентном фантоме является актуальной задачей при изучении возможности применения в радиотерапии новых видов ядерных частиц и новых диапазонов энергий. До сих пор спектр ЛПЭ оценивался расчетным путем или в некоторых случаях определялся экспериментально с помощью пропорционального счетчика Росси. В данной работе представлена попытка определения спектра ЛПЭ с помощью рекомбинационной камеры.

Вольт-амперная характеристика рекомбинационной камеры, работающей при повышенной плотности газа, сильно зависит от типа излучения, в поле которого она помещается[1]. Это явление объясняется теориями начальной рекомбинации ионов[2,3], которые связывают эффективность собирания ионов с плотностью ионизации вдоль траектории заряженной частицы. Зависимость характеристики камеры от типа излучения дает возможность оценки спектра плотности ионизации /а также ЛПЭ/ данного излучения в данной точке среды.

Вопрос воспроизведения распределения дозы по ЛПЭ излучения сводится к решению интегрального уравнения Фредгольма первого рода:

$$I(U) = \int_{1}^{\infty} f(\nu, U)\, d(\nu)\, d\nu \qquad /1/$$

относительно функции распределения заряда $d(\nu)$ по числу образованных ν пар ионов. Значение интеграла определяется экспериментально путем измерения тока $I(U)$, обусловленного зарядом, собранным за определенное время на электродах, к которым приложено напряжение U, а ядро интегрального уравнения, представляющее собой функцию отклика детектора, или эффективность собирания ионов, вычисляется на основе теории начальной рекомбинации ионов.

Таким образом, измерение распределения плотности ионизации или спектра ЛПЭ изучаемого излучения заключается в точном определении вольт-амперной характеристики рекомбинационной камеры, помещенной в поле излучения. Данным методом, разрабатываемым в настоящее время в Институте ядерных исследований

© 1981 Объединенный институт ядерных исследований Дубна

в Сверке /ПНР/[4], была выполнена оценка спектра плотности ионизации излучения, создаваемого в водном фантоме медицинским пучком нейтронов высоких энергий[5]. Также были проведены сравнительные измерения для гамма-излучения изотопа цезий-137 как стандартного вида излучения, широко применяемого в радиобиологии и медицине.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Блок-схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Рекомбинационная камера помещалась в поле исследуемого излучения. Напряжение питания сменной полярности подавалось через высокостабилизированный делитель напряжения, переключаемый вручную либо с помощью автоматической системы управления. Измерение тока проводилось с помощью электрометра с соответственно подобранной постоянной времени входной цепи. Выход электрометра был подключен к двухканальному самописцу. Ко второму каналу самописца подключался выход электрометра, соединенного с камерой, мониторирующей интенсивность излучения в пучке. Постоянная времени электрометра, соединен-

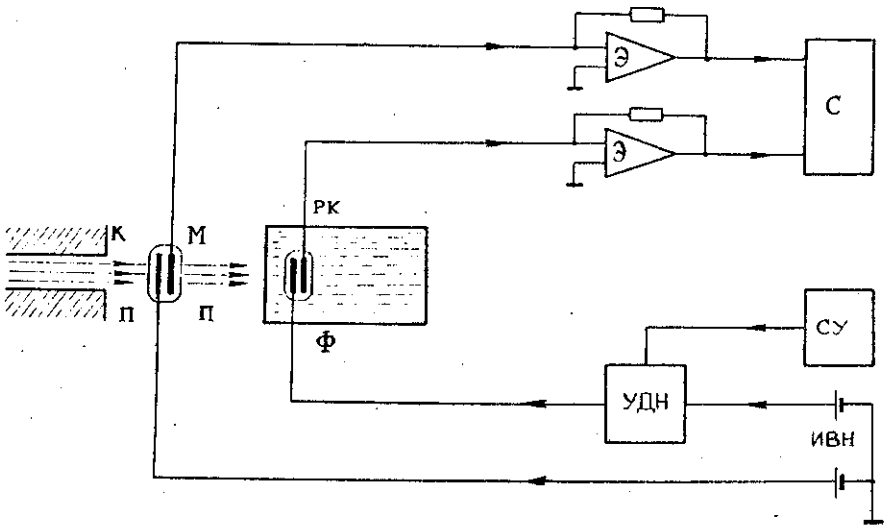

Рис.1. Блок-схема экспериментальной установки. РК - рекомбинационная камера, М - мониторная камера, Э - электрометр, С - самописец, УДН - управляемый делитель напряжения, СУ - схема управления, ИВН - источник высокого напряжения, П - пучок исследуемого излучения, Ф - фантом, К - коллиматор.

ного с мониторирующей камерой, и электрометра, соединенного с измерительной рекомбинационной камерой, составляла 10 секунд. Запись тока при каждом заданном напряжении питания длилась 4 минуты.

В измерениях использовалась рекомбинационная камера типа KR-13, наполненная бутадиентом (C_4H_6), предназначенная для фантомных измерений дозы [6]. Электроды камеры выполнены из тканеэквивалентного материала /смесь полиэтилена, ацетиленовой сажи и мегалина/, содержащего по весу 10,2% водорода, 87% углерода и 2% азота, и представляют собой плоскопараллельную систему дисков, в которой измерительный электрод находится между двумя питающими электродами. Остальные параметры представлены в нижеследующей таблице.

Таблица

№ пп	Параметр камеры	Величина	Единицы
1.	Междуэлектродное расстояние	1,75	мм
2.	Толщина электродов	2,0	мм
3.	Диаметр измерительного электрода	33	мм
4.	Чувствительный объем	3,8	$см^3$
5.	"Мертвый объем"	<0,15	$см^3$
6.	Давление газа	103	кПа
7.	Максимальное напряжение	1000	В
8.	Темновой ток	<3	фА

При измерениях на медицинском нейтронном пучке ЛЯП ОИЯИ данная камера помещалась на глубине 10 см от передней стенки фантома, что соответствовало положению широкого максимума глубинного распределения поглощенной дозы при облучении фантома нейтронным пучком диаметром 10 см с максимальной энергией спектра около 645 МэВ и средней энергией около 350 МэВ. Оценка энергетического спектра данного нейтронного пучка проведена в работе [7]. Вклад всех примесных излучений /гамма-квантов, нейтронов с энергией ниже 10 МэВ, а также заряженных частиц, таких, как протоны, пи-мезоны, электроны и позитроны, образующихся в стенках коллиматора/, как следует из работы [8], на выходе коллиматора составляет около 1% от флюенса проходящего через коллиматор пучка нейтронов высоких энергий. Средняя мощность дозы во время измерений составляла около 400 мГр/час

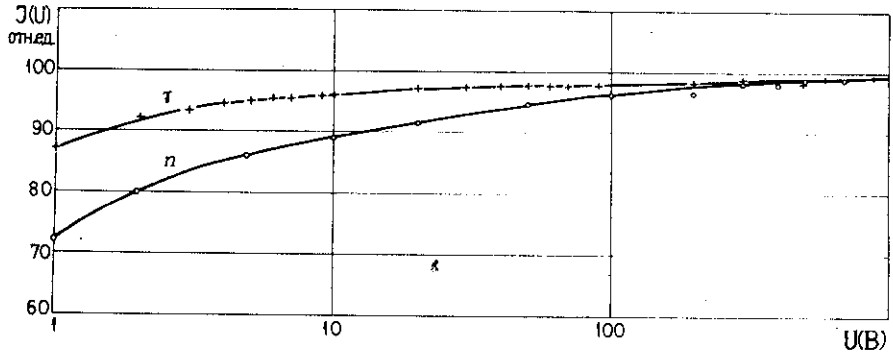

Рис.2. Вольт-амперные характеристики рекомбинационной камеры типа KR-13 в поле гамма-излучения изотопа цезий-137 и нейтронного пучка со средней энергией 350 МэВ.

и колебалась в диапазоне 5%; фон рассеянного излучения в месте расположения водного фантома составлял 6 мГр/час.

Напряжение питания, подаваемое на рекомбинационную камеру при измерении вольт-амперной характеристики в поле исследуемого излучения, менялось в диапазоне 1 ÷ 1000 В. На рис. 2 представлены вольт-амперные характеристики I(U), полученные в измерениях на медицинском нейтронном пучке ЛЯП ОИЯИ и в поле гамма-излучения изотопа цезий-137 в ИЯИ в Сверке. Каждая экспериментальная точка представляет собой среднюю величину, получаемую по формуле:

$$I(U) = \frac{1}{2}[I(+U)+I(-U)], \qquad /2/$$

где $I(+U)$ и $I(-U)$ обозначают приведенные к определенному показанию монитора абсолютные значения тока ионизации для одинаковых по абсолютной величине, но противоположных по полярности напряжений питания. Усреднение значений тока дает возможность значительно уменьшить паразитные токи, появляющиеся вне камеры /в предусилителе, разъемах и т.п./, а также уменьшить влияние контактных потенциалов и зарядов, собирающихся на изоляторах в камере и изменяющих вольт-амперную характеристику в области низких напряжений. Относительная средняя квадратичная ошибка при измерении тока I(U) составляла 1%. Влияние объемной рекомбинации на ток камеры для небольших мощностей доз, при которых проводились измерения, было незначительным.

ВОСПРОИЗВЕДЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПО ЛПЭ

В рассматриваемом здесь методе используется явление локальной рекомбинации ионов. Объемная рекомбинация является в данном случае нежелательным эффектом. Под понятием "локальная рекомбинация" в настоящей работе подразумевается как рекомбинация ионов в колонках /описываемая теорией Яффе [2] /, так и рекомбинация в отдельных сгустках, или группах ионов /теория Ли [3] /. Саливан показал [9], что теорию Яффе и теорию Ли можно считать взаимно эквивалентными, если колонку ионов рассматривать как собрание сегментов определенной длины, а каждый сегмент - как группу ионов по теории Ли. По Саливану, длина этого сегмента составляет примерно 70 нм в биологической ткани.

Эффективность собирания ионов, т.е. отношение числа ионов, избежавших рекомбинации и достигших электродов, к числу ионов, образованных в группе, можно в условиях локальной рекомбинации записать в виде выражения:

$$f(\nu, U) = \frac{1}{1 + \nu \cdot m(U)}, \qquad /3/$$

где $m(U)$ - сложная функция таких параметров, как напряженность электрического поля в камере, давление газа, подвижность ионов, коэффициенты диффузии и рекомбинации /для конкретной камеры она зависит только от напряжения питания электродов U /; ν - число ионов одного знака в группе либо в случае перекрывающихся групп - число ионов одного знака, возникающих на участке траектории частицы, длина которого эквивалентна 70 нм биологической ткани.

Под действием излучения в газе, наполняющем камеру, на единичном участке траектории частицы образуется различное количество сгустков, или групп ионов с различным числом пар ионов в группе. Можно затем говорить о распределении дозы по числу пар ионов в группе, или, иными словами, по численности групп ионов. Полный заряд, собранный на электродах камеры, складывается из зарядов, собранных из всех образовавшихся групп ионов с эффективностью, зависящей от численности групп ионов при данном напряжении на электродах. Заряд, собранный за определенное время /ток/ на электродах, находящихся под напряжением U, можно представить выражением, уже упоминавшимся ранее /см. формулу /1//:

$$I(U) = \int_1^\infty f(\nu, U)\, d(\nu)\, d\nu, \qquad /4/$$

где $d(\nu)\, d\nu$ - суммарный заряд ионов, возникший за определенное время в группах ионов численностью от ν до $\nu + d\nu$;

$f(\nu, U)$ - эффективность собирания ионов из группы численностью ν при напряжении U на электродах.

Функция $d(\nu)$ распределения заряда, созданного за некоторое время в камере только теми группами, которые содержат по ν ионов в каждой /а следовательно, распределение количества групп с численностью ν ионов/ находится в результате решения интегрального уравнения /4/, которое после сведения к системе линейных алгебраических уравнений принимает вид:

$$I_i = \sum_{j=1}^{N} F_{ij}\, d_j , \quad j = 1,2,\ldots M, \qquad /5/$$

либо в матричной форме:

$$I = F d. \qquad /6/$$

Здесь I_i обозначает ток /заряд/, измеренный при напряжении U_i на электродах; N - число диапазонов, на которые разбита рассматриваемая область ν; M - число точек измерения тока I; d_j - число созданных групп ионов с численностью, соответствующей j-у диапазону ν; F_{ij} - элемент матрицы ядра интегрального уравнения /4/, определяемый следующим образом:

$$F_{ij} = \int_{\nu_{j-1}}^{\nu_j} f(\nu, U)\, d\nu. \qquad /7/$$

Набор /вектор/ экспериментальных величин I содержит случайные ошибки, которые являются как следствием стохастической природы процессов, протекающих в детекторе во время воздействия излучения на камеру, так и следствием свойств измерительной и регистрирующей аппаратуры. Учет всех ошибок приводит к бесконечному множеству решений, удовлетворяющих уравнению /6/. Однако в пространстве множества решений можно получить "достаточно гладкое" решение, используя метод регуляризации, описанный в работах[10,11]. Регуляризованное решение d_α можно записать следующим образом:

$$d_\alpha = (F^T S F + \alpha R)^{-1} F^T S I, \qquad /8/$$

где F^T - транспонированная матрица F; F является алгебраическим аналогом ядра интегрального уравнения /4/; S - диагональная матрица ошибок, диагональные элементы которой равны обратному квадрату средней квадратичной ошибки измеряемой величины; R - неотрицательно определенная симметричная матрица, составленная таким образом, что скалярное произведение векторов d и Rd является алгебраическим аналогом интеграла от второй производной функции $d(\nu)$; α - параметр регуляризации, вещественное неотрицательное число, управляющее влиянием сглаживающей матрицы R на решение d; более высоким значениям параметра α соответствуют более сглаженные решения.

В настоящей работе значение параметра регуляризации α рассчитывалось по алгоритму, предложенному Л.С.Туровцевой и В.Ф.Турчиным[12].

В расчетах использовались 11 точек усредненной вольт-амперной характеристики, полученной для нейтронов высоких энергий, и 20 точек характеристики, полученной в поле гамма-излучения изотопа цезий-137 /см. рис. 2/. Относительная средняя квадратичная ошибка, связанная с измерением тока камеры, составляет 1%. Расчет выполнен для диапазона изменения параметра ν от 1 до 4096.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Непосредственным результатом расчета является спектр плотности ионизации излучения, который можно рассматривать как распределение поглощенной энергии по ЛПЭ, если значение средней энергии, требуемой для создания одной пары ионов, не зависит от численности группы ионов. Для оси абсцисс рис. 3 приведены две шкалы в единицах ν и ЛПЭ, которые связаны между собой соотношением, следующим из допущения, что созданию единичной группы ионов / ν =1/ соответствует поглощение 30 эВ энергии на участке траектории длиной 70 нм биологической ткани.

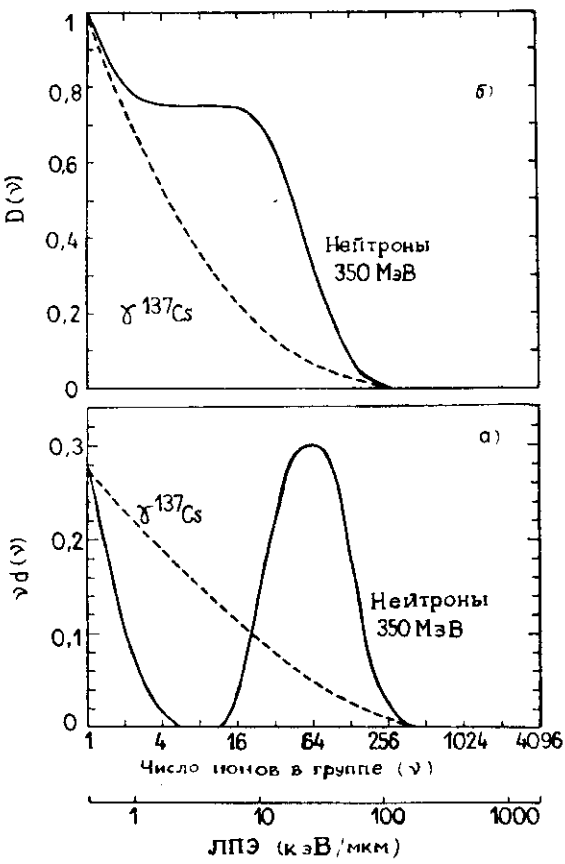

Рис.3. а/ Дифференциальное распределение количества ионов по численности групп. б/ Интегральное распределение доли ионов, образовавшихся в группах, содержащих не меньше чем ν ионов.

На упомянутом рис.3, часть а/, представлено дифференциальное распределение числа ионов по численности групп для

гамма-излучения изотопа цезий-137 и пучка нейтронов со средней энергией 350 МэВ. Площадь под кривой распределения $\nu\, d(\nu)$ пропорциональна суммарному числу ионов, созданных излучением во всех группах ионов различной численности. На этом и всех последующих рисунках не приводятся погрешности вычисленных значений, определяемые вообще самой методикой расчета. В области малых численностей групп ионов дифференциальное распределение для нейтронного излучения характеризуется погрешностью около 100%, а в области высоких численностей - погрешностью 50%. Для гамма-излучения погрешность $d(\nu)$ составляет 25% в точке $\nu=1$, не превышает 15% при $4 \leq \nu \leq 16$ и возрастает почти до 70% с ростом численности групп ионов ν. Причем под понятием "погрешность" здесь подразумевается среднеквадратичная ошибка в том же смысле, что и в работе Л.С.Туровцевой и В.Ф.Турчина[12]. Для нейтронов высоких энергий основная доля ионов сосредоточена в группах численностью от 16 до256, которые образуются, по-видимому, ядрами гелия и трития, а также продуктами "развала ядра" и ядрами отдачи, возникающими в неупругих и упругих взаимодействиях нейтронов и вторичных частиц с ядрами тканеэквивалентного материала. Имеется также максимум распределения в области малых ν /$1 \leq \nu \leq 6$/, обусловленный, по-видимому, главным образом протонами высоких энергий.

Часть б/ рисунка 3 показывает интегральное распределение числа образовавшихся ионов на рассматриваемом участке траектории частиц. Ордината точки на кривой распределения $D(\nu)$ показывает долю /от полного числа/ ионов, образованных в группах с численностью не менее ν. В случае пучка нейтронов высоких энергий в группах с численностью $\nu \geq 16$ возникает около 75% ионов, в то время как для гамма-излучения изотопа цезий-137 с $\nu \geq 16$ возникает примерно 25% ионов.

Дифференциальные распределения $n(\nu)$ числа групп ионов в зависимости от их численности, рассчитанные для 100 пар ионов, образованных излучением, представлены на рис. 4, а интегральные распределения - на рис. 5. Под действием нейтронов высоких энергий 100 пар ионов образуется в среднем примерно в 18 группах, а для гамма-излучения - примерно в 30 группах. Количество групп с численностью $\nu \geq 8$ составляет 1,5 для нейтронного и около 2 для гамма-излучения.

Описанный метод воспроизведения распределений энергии, поглощенной на участках траектории частиц, дает возможность с помощью рекомбинационной камеры определить микродозиметрические параметры излучения, значение которых необходимо для расчета некоторых радиобиологических характеристик исследуемых видов радиации.

Метод требует очень точных измерений ионизационного тока камеры. Кроме того, он требует знания ядра интегрального

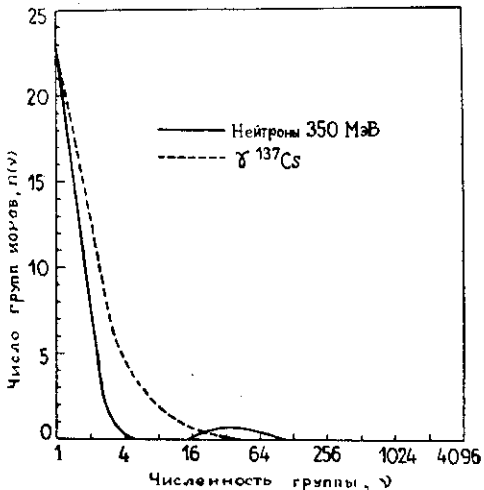

Рис.4. Дифференциальное распределение количества групп ионов, созданных нейтронами и гамма-излучением, по их численности на 100 ионов.

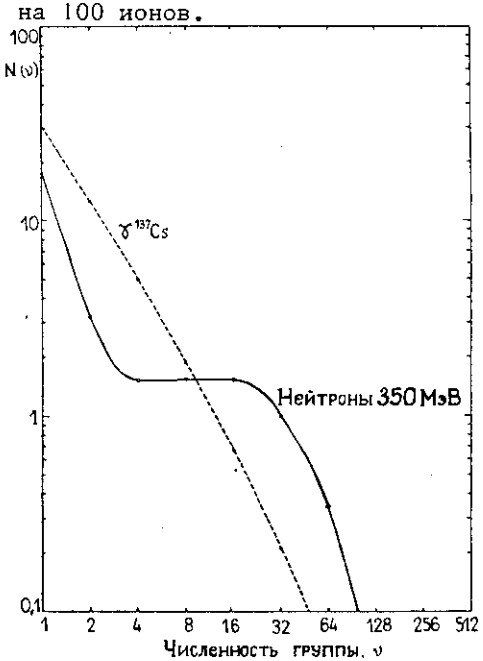

Рис.5. Интегральное распределение числа групп ионов, созданных нейтронами и гамма-излучением,по их численности на 100 ионов.

уравнения, или эффективности собирания ионов из групп различной численности. В настоящей работе ядро определялось расчетным способом на основе теории локальной рекомбинации, что обусловило рассмотрение распределений поглощенной энергии на участке траектории частицы, длина которого эквивалентна 70 нм биологической ткани. В будущем представляется целесообразным ядро интегрального уравнения определять экспериментально, что позволит избежать вышеупомянутого дистанционного ограничения, а также в значительной степени уменьшить систематические ошибки в расчетах. Представляется также целесообразным выполнить в одних и тех же условиях сравнительные измерения микрораспределений на пучках различных частиц синхроциклотрона ЛЯП ОИЯИ с помощью различных независимых методик. Это позволит с большей полнотой оценить возможности и ограничения новой методики, что очень затруднительно в настоящее время из-за разных условий проведения экспериментов различными исследовательскими группами. Вместе с тем имеющиеся в литературе некоторые расчетные данные, относящиеся примерно к такому же дистанционному диапазону, дают распределения, близкие к полученным в настоящей работе. На рис. 6 сравнивается интегральное распределение, полученное

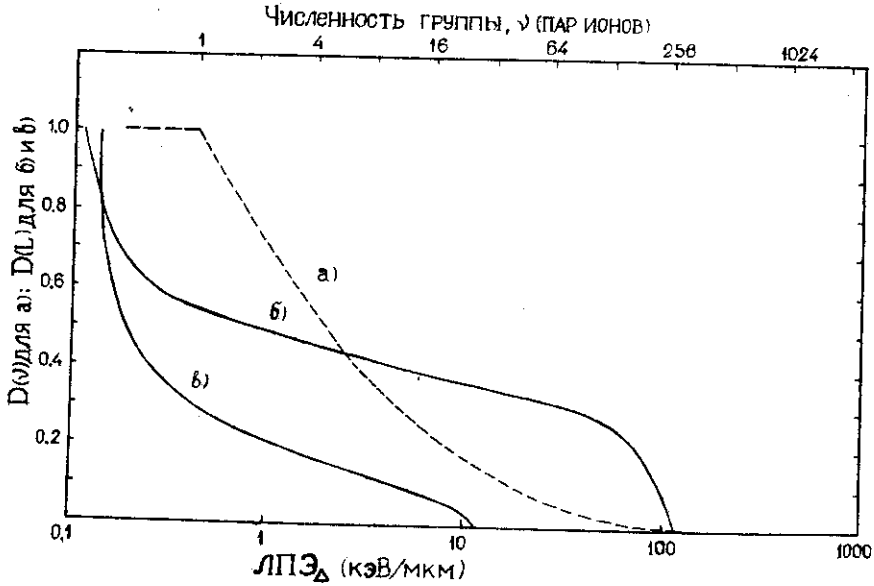

Рис.6. Сравнение интегральных распределений дозы по ЛПЭ для гамма-излучения а/ изотопа цезий-137 /настоящая работа/; б/ изотопа кобальт-60 /расчет Кормака для Δ =0,1 кэВ [13]/; в/ изотопа кобальт-60 /расчет Кормака, Δ =1 кэВ [13] /.

в настоящей работе для гамма-излучения изотопа цезий-137, с распределением дозы по ЛПЭ гамма-излучения изотопа кобальт-60, полученным расчетным путем Д.Кормаком [13]. В области ЛПЭ выше 3,5 кэВ/мкм /приблизительно $\nu > 8$/ полученные нами результаты находятся между кривыми Д.Кормака, соответствующими распределениям дозы по ЛПЭ$_\Delta$, где ЛПЭ взято с разным энергетическим ограничением Δ, равным 0,1 кэВ для одной кривой и 1 кэВ для другой. В области низких ЛПЭ / $\nu < 8$/ имеет место значительное расхождение. Эта область хотя и имеет меньшее практическое значение в связи с малой зависимостью радиационных эффектов от ЛПЭ, тем не менее нуждается в дальнейших исследованиях как в смысле измерений, так и в смысле толкования самого понятия ЛПЭ с соответствующим энергетическим или дистанционным ограничением.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельчинский М. В кн.: Neutron Dosimetry, IAEA, Vienna, 1963, p. 397, vol. 2.

2. Jaffe G. Ann. Der Physic, 1913, 42, p. 417.
3. Lea D.E. Proc. Cambr.Phil. Soc., 1933, 30, p. 80.
4. Makarevicz M. Report No1783/XIX/D/B1, Inst. on Nuclear Research, Warszawa, 1981.
5. Джелепов В.П. и др. Мед.радиология, 1980, т. XXV, №3, с. 56.
6. Зельчинский М. и др. ОИЯИ, 16-80-563, Дубна, 1980.
7. Серов А.Я. и др. ОИЯИ, 18-80-540, Дубна, 1980.
8. Алейников В.Е. и др. ОИЯИ, Б1-16-80-157, Дубна, 1980.
9. Sullivan A.H. CERN Report 69-1, 1969.
10. Phillips D.L.J.Assoc.Comput.Mach., 1962, 9, p.84.
11. Тихонов А.Н. ДАН СССР, 1963, 151, с. 501.
12. Туровцева Л.С., Турчин В.Ф. Препринт ИМП, М., 1971, №30.
13. Cormack P.V. In.: Biophysical Aspects of Radiation Quality, IAEA, Vienna, 1968, p. 105.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 июля 1981 года.