

$\mu$	— динамическая вязкость, сП
$\rho$	— плотность, г/см <sup>3</sup>
$\Delta\rho$	— разность плотностей фаз, г/см <sup>3</sup>
$\sigma$	— межфазное поверхностное натяжение, дин/см
$\Omega$	— задержка дисперсной фазы, доли
	Индексы
д, с	— дисперсная и сплошная фазы
з	— захлебывание
п	— промышленный аппарат
л	— лабораторная колонна

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Столяр С., Ричарде Р. Переработка ядерного горючего. М., Атомиздат, 1964.
2. Карпачева С. М., Захаров Е. И. В кн.: Разработка и применение пульсационной аппаратуры. М., Атомиздат, 1973, с. 131.
3. Карпачева С. М., Захаров Е. И., Хорхорина Л. П. «Хим. пром-сть», 1973, № 2, с. 59.
4. Карпачева С. М. и др. Авт. свид. СССР № 175489. «Бюл. изобрет.», 1965, № 20, с. 5.
5. Кафаров В. В., Шестопапов В. В. «Хим. пром-сть», 1969, № 12, с. 922.
6. Miyachi O., Vermelen T. «Ind. Engng Chem. Fund.», 1963, N 2, p. 113.
7. Levenspiel O., Smith W. «Chem. Engng Sci.», 1957, N 6, p. 227.
8. Van der Laan E. Ibid., 1958, N 7, p. 187.

9. Каган С. З. и др. В кн.: Процессы жидкостной экстракции и хемсорбции. М.—Л., «Химия», 1966, с. 202.
10. Карпачева С. М., Захаров Е. И. Там же, с. 141.
11. Каган С. З. и др. «Хим. пром-сть», 1972, № 4, с. 294.
12. Розен А. М., Рубежный Ю. Г., Мартынов Б. В. «Хим. пром-сть», 1970, № 2, с. 182.
13. Strand C. e.a. «AIChE Journ.», 1962, v. 8, N 2, p. 52.
14. Карпачева С. М., Захаров Е. И. «Журн. прикл. химии», 1974, т. 47, № 2, с. 339.
15. Ihme F., Smidt-Traub H., Brauer H. «Chem.-Ingr.-Techn.», 1972, Bd 44, N 5, S. 306.
16. Brauer H., Mews D. «Chem.-Ingr.-Techn.», 1972, Bd 44, N 15, S. 593.
17. Hu S., Kintner R. «AIChE Journ.», 1955, N 1, p. 42.
18. Карпачева С. М. и др. Пульсирующие экстракторы. М., Атомиздат, 1964.
19. Захаров Е. И., Карпачева С. М. «Цветные металлы», 1973, № 2, с. 53.
20. Карпачева С. М., Захаров Е. И. «Журн. прикл. химии», 1973, т. 46, № 6, с. 1268; 1975, т. 48, № 4, с. 806.
21. Карпачева С. М. и др. В кн.: Экстракция молибдена, вольфрама и урана. М., изд. ЦНИИинформцветмет, 1971, с. 194.
22. Розен А. М., Рубежный Ю. Г. «Теор. основы хим. технологии», 1974, т. 8, № 5, с. 763.
23. Stemmerling S., Zaidlerweg F. «Trans. Instr. Chem. Engng.», 1963, v. 41, N 4, p. 156.
24. Карпачева С. М. и др. «Журн. прикл. химии», 1974, т. 47, № 2, с. 315.

УДК 539.106-539.107.37

## Изучение вклада вторичных частиц в поглощенную дозу при локальном облучении протонами энергией 200 МэВ

ЛОМАНОВ М. Ф., РЕЗНИК Б. И., ШИМЧУК Г. Г., ЯКОВЛЕВ Р. М.

Создание «медицинских» протонных пучков на ускорителях расширило возможности лучевой терапии и радионейрохирургии. В последнем случае объектом облучения чаще всего является гипофиз [1]. Для таких облучений используют узкие пучки протонов (диаметром 5—15 мм), позволяющие производить облучение малых объемов и сократить лучевые нагрузки на прилегающие здоровые ткани. Изучение подобных лучевых нагрузок проведено в работе [2].

При использовании протонных пучков в лучевой терапии вклад в поглощенную дозу дают первичные протоны и генерируемые ими вторичные частицы. Для широкопольного облучения вклад вторичных излучений составляет несколько десятков процентов при энергии 150—200 МэВ и выше [3]. При облучении узкими пучками этот вклад оказывается меньшим, и им, как правило, пренебрегают. Однако это может привести к заметным погрешностям в определении

дозы и затрудняет составление методик лечения, используемых на разных установках.

При облучении малых внутричерепных образований используют пучки диаметром < 15 мм при энергии протонов 100—200 МэВ. В подобных случаях нарушается равновесие вторичных частиц, генерированных в ядерных взаимодействиях, так как большая их часть уходит за пределы облучаемого объема. Эти потери не восполняются за счет притока вторичных частиц, образованных вне области облучения.

Для оценки потока вторичных частиц и создаваемой ими дозы рассмотрим сначала частицы, образованные во внутриядерном каскаде. В этом случае генерируются в основном вторичные протоны и нейтроны. Для узких пучков можно пренебречь вкладом вторичных нейтронов и  $\gamma$ -излучений в дозу, так как даже для случая падения широкого пучка протонов с энергией 150—200 МэВ на мишень этот вклад составляет всего 1,5% [3].

Протонная компонента вторичных частиц требует более детального изучения. Однако, по предварительным расчетам, соответствующая доза оказывается такого же порядка величины, что и погрешности в определении всей поглощенной дозы 2—5%. Это позволяет ввести некоторые упрощения в расчет поглощенной дозы, который даже в достаточно полном виде не дает намного большей точности из-за недостатка экспериментальных данных о вторичных частицах.

Воспользуемся данными работы [4] по двойным дифференциальным сечениям образования протонов во внутриядерном каскаде для энергии первичных протонов 160 МэВ. Из этих данных следует, что различия между спектрами для углерода и алюминия малы, так что можно с небольшой погрешностью произвести пересчет для элементов, входящих в состав ткани.

Вместо громоздких расчетов по методу Монте-Карло, когда прослеживается история рождающихся частиц при прохождении их через толстые слои вещества, введем некоторые упрощения.

Можно показать, что учет замедления вторичных протонов в толстой мишени не дает значительной поправки и весь расчет сводится к численному интегрированию двойных дифференциальных сечений по телесным углам и энергиям. Для этого разобьем всю область, пронизываемую пучком, на элементарные объемы. Для каждой такой элементарной мишени доза на расстоянии  $l_i$  от нее равна

$$D_i = 1,6 \cdot 10^{-8} N_{\text{я}} \rho \frac{d\sigma_i}{d\Omega} \Phi S_i t_i \frac{\Delta S \cos \theta_i}{l_i^2} \times \\ \times \frac{\Delta x}{\cos \theta_i} \frac{1}{\Delta S \Delta x} \frac{dE}{dx} [\text{рад}], \quad (1)$$

где  $N_{\text{я}}$  — число ядер C, O, N в 1 г, равное для мягкой ткани  $3,53 \cdot 10^{23}$ ;  $\rho$  — плотность ткани, г/см<sup>3</sup>;  $S_i$ ;  $t_i$  — площадь, см<sup>2</sup>, и толщина элемента мишени, см;  $\Delta S$  — площадь облучаемого объема;  $\Phi$  — плотность потока первичных частиц, прот./см<sup>2</sup>;  $d\sigma_i/d\Omega$  — угловое дифференциальное сечение, мб/ср;  $dE/dx$  — средние потери энергии, (МэВ·см<sup>2</sup>)/г;  $\theta_i$  — угол между траекториями первичного и вторичного протона.

В результате суммирования доз от всех элементарных мишеней получим, что при энергии первичных протонов 185 МэВ и радиусе пучка 3,5 мм на глубине 70 мм ткани (геометрия облучения гипофиза) поглощенная доза, обусловленная каскадными протонами с энергией  $> 20$  МэВ, составляет на оси пучка 1,6%

очаговой дозы, на расстоянии 1,5 радиуса от оси 0,2%. Каскадные протоны, замедлившиеся до низких энергий, дают небольшой вклад в дозу, который на оси пучка составляет всего 0,5%.

Расчет показывает, что при энергии первичных протонов, равной 185—200 МэВ, основной вклад в глубинную дозу вносят каскадные вторичные частицы, генерируемые вблизи от точки наблюдения, так как поток вторичных частиц, прошедших в ткани расстояние больше нескольких диаметров пучка, сильно ослабляется из-за поглощения в тканях и геометрического расхождения.

Рассмотрим другой источник вторичного излучения — распад возбужденных ядер. При этом образуются вторичные частицы с низкими энергиями (до 20 МэВ/нуклон), которые поглощаются вблизи от места рождения. При бомбардировке ядер углерода протонами  $E = 190$  МэВ энергия возбуждения остаточных ядер  $E^*$ , образованных в результате развития ядерного каскада, составляет  $27 \pm 5$  МэВ [5]. Поскольку  $E^*$ , приведенная на один нуклон, практически одинакова для близких ядер, можно рассчитать  $E^*$  для среднего ядра ткани, которая оказывается равной  $34 \pm 6$  МэВ. При распаде остаточного ядра часть энергии уносится нейтронами. Множественность нейтронов при энергии первичных протонов 150—200 МэВ составляет  $1 \pm 0,5$ , а энергия, уносимая одним нейтроном, равна  $8 \pm 15$  МэВ [5]. Таким образом, выделенная в одиночном объеме энергия вторичных заряженных частиц, образованных при распаде возбужденных ядер, составляет  $4,1 \pm 1,5\%$  по отношению к поглощенной дозе первичных протонов с  $E_p = 185$  МэВ.

Дозу более тяжелых вторичных частиц определяли по энергетическим спектрам их образования при расщеплении ядер углерода протонами энергией 190 МэВ [6], а также по данным работ [3, 7], выполненных для протонов энергией 340 и 660 МэВ. При этом делались следующие допущения.

1. Соотношение вылета вперед-назад для всех сортов частиц составляет  $3,6 \pm 1$ .
2. Энергетические спектры распада возбужденных ядер мало зависят от энергии налетающих частиц, так как кинетическая энергия остаточного ядра много меньше энергии возбуждения.
3. Энергетические распределения медленных частиц (энергией ниже 20 МэВ/нуклон) не зависят от угла вылета частиц.

Поглощенная доза вторичных частиц с ЛПЭ  $\geq 2,5$  кэВ/мкм (% дозы первичных частиц) Таблица 1

Частицы	Протоны		$^2\text{H}$	$^3\text{H}$	$^3\text{He}$	$^4\text{He}$	Фрагменты $Z > 3$	Сумма, %
	0—10	10—20						
Энергия, МэВ	0—10	10—20						
Частицы, вылетающие из ядра	1,1	0,3	0,6	0,2	0,5	1,4	0,9	5,0
Замедленные каскадные частицы	0,4	0,1	—	—	—	—	—	0,5
Сумма, %	1,5	0,4	0,6	0,2	0,5	1,4	0,9	$5,5 \pm 2,6$

Результаты расчета доз для различных групп вторичных частиц приведены в табл. 1.

Поскольку наибольшая неопределенность данных связана со спектрами частиц в интервале 0—10 МэВ, был поставлен эксперимент с помощью ядерных эмульсий.

Геометрия эксперимента по измерению дозы вторичных излучений с помощью ядерных фотоэмульсий моделировала облучение гипофиза у больных на стереотоксическом комплексе [8]. При этом пучок протонов энергией 200 МэВ проходил последовательно через коллиматор диаметром 100 мм, монитор-электромагнитный датчик, коллиматоры диаметром 5 и 6 мм и падал на тканеэквивалентный фантом, расположенный на расстоянии 100 мм от выходного коллиматора. Внутри фантома располагали ядерную фотоэмульсию. В ходе эксперимента использовали два типа эмульсий: НЗ, служившую для регистрации протонов с энергией ниже 10 МэВ, и Н1 (релятивистская) — для регистрации первичных частиц. Плоскость фантома, параллельная плоскости эмульсии, помещалась под углом  $8^\circ$  к направлению первичного потока. При этом толщина фантома по ходу пучка соответствовала глубине расположения гипофиза — 75 мм по ткани. Эффективность регистрации была наибольшей для первичных и вторичных частиц, ориентированных под малыми углами к оси пучка. В отдельных экспериментах был изучен выход вторичных протонов вперед и назад, а также фон со стенок коллиматоров. Контрольной фотоэмульсией регистрировали фон от нейтронов и космического излучения. С помощью микроскопа при увеличении  $\times 1450$  для каждого зарегистрированного трека

измеряли длину пробега и определяли потери энергии по таблицам для протонов [9].

Поглощенную дозу вторичных частиц находили путем расчета энергии, которую каждая зарегистрированная частица выделяет в элементарном объеме ткани, прилегающем к эмульсии:

$$D_{\text{вт}} = 1,6 \cdot 10^{-8} \frac{1}{S} \sum_i^N \frac{L_i}{\cos \theta_i} \text{ [рад]}, \quad (2)$$

где  $L_i = \left(\frac{dE}{dx}\right)_i$  [МэВ·см<sup>2</sup>/2];  $S$  — площадь просмотренной поверхности эмульсии, см<sup>2</sup>;  $N$  — полное число зарегистрированных частиц;  $\theta_i$  — угол между направлением трека и нормалью к поверхности эмульсии.

Распределение вторичных частиц по энергиям представлено на рис. 1. Сплошная гистограмма суммирует выход частиц в верхнюю и нижнюю полусферы, а пунктирная — изображает распределение частиц, вылетающих со стенок коллиматоров. Обе гистограммы имеют одинаковый характер максимум в области 1—2 МэВ и спад вплоть до 10 МэВ. Нижняя граница определяемых энергий — 0,5 МэВ — соответствует пробегу в 5 мкм, ниже которого треки плохо регистрируются из-за ограниченной разрешающей способности микроскопа.

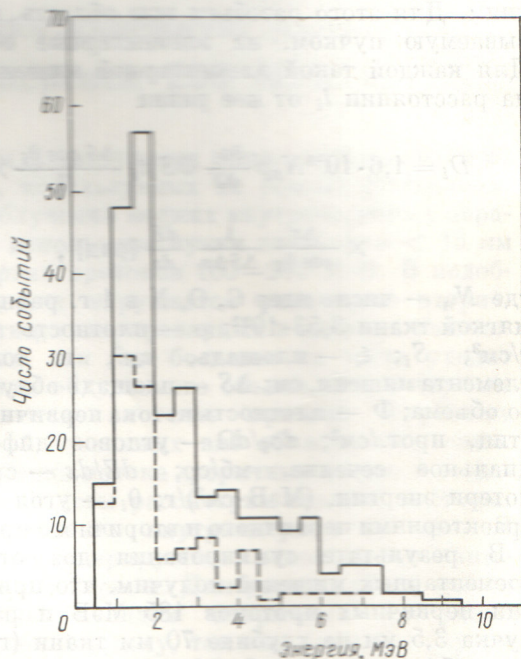


Рис. 1. Энергетическое распределение вторичных частиц (эксперимент)

Согласно экспериментальным данным, доза вторичных протонов в интервале 0,5–10 МэВ составляет в данной геометрии ~3% дозы первичных частиц. Необходимо ввести поправку на возможную неправильную идентификацию треков, так как за протон могла быть принята какая-либо более тяжелая частица. При этом ядрам гелия были бы приписаны значения ЛПЭ, в 4 раза меньшие истинного. Оценка примеси этих частиц была приведена в табл. 1. Соответствующая поправка, которая должна быть вычтена из дозы, определенной с помощью ядерных эмульсий, равна  $(1,1 + 0,3)\% : 4 = 0,4\%$ . Для дейтронов и тритонов получим  $\frac{0,6}{1,38} + \frac{0,2}{1,6} = 0,6\%$ , а для прочих ядер поправка менее 0,1%. Суммарная поправка на примесь ядер с  $A > 1$  составляет 1,4%, чем и объясняется расхождение между экспериментальным (3%) и расчетным (1,5%) значением для дозы вторичных частиц в интервале энергий 0–10 МэВ (см. табл. 1). Таким образом, наблюдается хорошее совпадение экспериментальных и расчетных данных.

Для практического использования полученных данных важно оценить значения эквивалентной и биологической дозы. При этом каждой группе частиц приписывают свою относительную биологическую эффективность (ОБЭ) и коэффициент качества  $Q$ , что можно проделать без большой потери точности, так как суммарный вклад вторичных частиц составляет лишь несколько процентов дозы первичных частиц. Среднее значение  $Q$  для различных групп частиц рассчитано, например, в работе [3]. Для оценки ОБЭ ( $\eta$ ) примем зависимость ее от ЛПЭ, полученную в работе [10], и аппроксимируем значения  $\eta_f$  по следующим формулам (индекс  $f$  соответствует уровню выживаемости клеток):

$$\begin{aligned} \eta_{0,2} &= 0,16Q + 0,73, \\ \eta_{0,8} &= 0,30Q + 0,56. \end{aligned} \quad (3)$$

В табл. 2 приведены результаты расчета дозы для разных зависимостей биологической эффективности от ЛПЭ. Из этих данных видно, что поправка для биологической дозы существенна и при энергии протонов 200 МэВ достигает 10–25% при терапевтических облучениях узким пучком и 30–40% при облучении широким пучком [11].

Приведенные в табл. 2 данные для пучка протонов диаметром 6 мм могут быть пересчитаны для пучков других размеров, если воспользоваться следующими соображениями о пропор-

Вклад (%) дозы вторичных частиц в дозу первичных протонов Таблица 2

Частицы	Протоны			Ядра $A > 1$	Сумма, %	Среднее $Q$ , ОБЭ			
	0–10	10–20	> 20						
Энергия, МэВ	0–10	10–20	> 20						
$\eta_{0,8}$	3,7	1,4	1,0	15,0					
$\eta_{0,2}$	1,7	1,0	0,9	6,0					
	1,3	1,0	0,9	4,0					
	Узкий пучок (6 мм)								
Поглощенная доза	1,5	0,4	1,1	3,5	6,5	1,0			
Эквивалентная доза	5,5	0,6	1,1	40,3	47,0	1,4			
Биологическая доза	$\left\{ \begin{array}{l} f=0,8 \\ f=0,2 \end{array} \right.$			2,5	0,4	1,0	14,3	19,3	1,1
				2,0	0,4	1,0	3,5	11,9	1,05
	Широкий пучок								
Поглощенная доза	4,5	0,3	15,7	3,5	24,0	1,0			
Эквивалентная доза	16,7	0,4	15,7	40,3	71,1	1,4			
Биологическая доза	$\left\{ \begin{array}{l} f=0,8 \\ f=0,2 \end{array} \right.$			7,7	0,3	14,1	14,3	36,4	1,1
				5,9	0,3	14,1	8,5	29,1	1,05

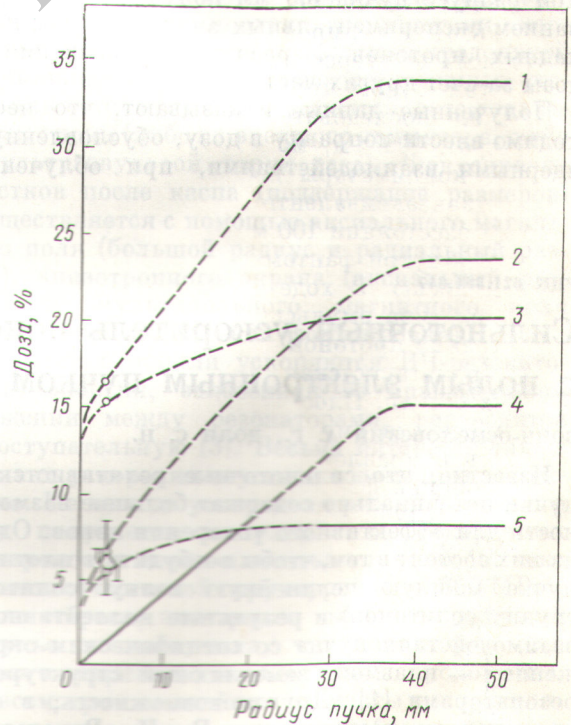


Рис. 2. Зависимость дозы от радиуса пучка: 1 — биодоза; 2 — поглощенная доза; 3 — биодоза ЛПЭ  $\geq 2,5$  КэВ/ммк; 4 — каскадные протоны; 5 — поглощенная доза ЛПЭ  $\geq 2,5$  КэВ/ммк

циональности между дозой каскадных протонов и радиусом пучка. Эта доза может быть представлена как сумма вкладов  $D_i$  доз от элементарных мишеней, которые при изменении  $r$  видны из точки определения дозы под одним и тем же телесным углом ( $\Omega$ ,  $\Omega_i + \Delta\Omega_i$ ), причем расстояние  $L_i$  до центра каждой мишени  $M_i$  пропорционально  $r$ . Объем таких мишеней  $V_i$  пропорционален  $r^3$ , а доза  $D_i \sim V_i/L_i^2 = r^3/r^2 = r$  и их сумма также пропорциональна радиусу пучка. Очевидно, длина зоны, по которой проводится суммирование, не должна быть больше толщины облучаемого объема. Как только это условие нарушается, пропорциональность между  $\sum D_i$  и  $r$  перестает соблюдаться. Эта зависимость приведена на рис. 2. Отметим, что доза выходит на плато при больших радиусах пучка (случай широкого пучка).

Кроме того, на рис. 2 представлена доза от частиц, образовавшихся в результате распада возбужденных частиц, и суммарная поглощенная доза. Построена также зависимость биологической дозы (по критерию  $f = 0,8$ ) от радиуса пучка.

Показанные на рис. 2 (кружки) значения дозы при радиусе пучка 3,5 мм получены суммированием экспериментальных значений дозы каскадных протонов с расчетными значениями дозы за счет других частиц.

Полученные данные показывают, что необходимо внести поправку в дозу, обусловленную ядерными взаимодействиями, при облучении

внутричерепных мишеней напролет. Поправка может достигать 20% (при диаметре пучка 20 мм) и зависеть от радиуса пучка, геометрии коллимирующих систем и расположения радиационной защиты.

Авторы признательны В. Е. Дудкину и А. И. Вихрову за предоставление расчетов двойных дифференциальных сечений неупругих взаимодействий протонов с ядрами углерода.

Поступила в Редакцию 8.VIII.77

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гольдин Л. Л. и др. «Успехи физ. наук», 1973, т. 110, с. 77.
2. Локанов М. Ф. и др. «Медицинская радиология», 1975, т. 20, N 7, с. 40.
3. Dudkin V. «Health Phys.», 1972, v. 23, N 5, p. 663.
4. Вихров А. И. и др. «Вопросы дозиметрии и защиты от излучения». Вып. 16. МИФИ. М., Атомиздат, 1975.
5. Барашенко В. С. и др. «Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами». М., Атомиздат, 1972.
6. Bailey K. E. UERL-3334, J-OF-04, 1956.
7. Брайан Д. Д. и др. Ядерные взаимодействия в защите биологических тканей. М., Атомиздат, 1968.
8. Локанов С. И. и др. «Медицинская радиология», 1974, т. 19, N 7, с. 50.
9. Salzman W. ed. «High Energy and Nuclear Physics data handbook», v. 9, 1963.
10. Barendsen G. In: Biological Effects of Neutron and Proton Correlation, v. 2, p. 379, IAEA, Vienna, 1964.
11. Локанов М. Ф. и др. «Вопросы микродозиметрии». Вып. 2. 1973, с. 64.

УДК 621.384.647

## Сильноточный ускоритель ионов средних энергий с полым электронным пучком

Бонч-Осмоловский А. Г., доля С. Н.

Известно, что сильноточные релятивистские пучки потенциально содержат большие возможности для эффективного ускорения ионов. Одна из них состоит в том, чтобы возбудить в плотном пучке мощную нелинейную волну (солитон, группу солитонов) в результате коллективного взаимодействия пучка со специфическим окружением — плазмой, замедляющей структурой, резонаторами [1]. Другая возможность, в общих чертах высказанная В. И. Векслером в 1956 г. [2] и развитая далее в направлении создания одиночного сгустка с большой плотностью заряда и упорядоченным релятивист-

ским движением электронов в нем [3—5], заключается в использовании для ускорения ионов поля этого сгустка. В настоящей работе развивается подход к проблеме коллективного ускорения, основанный на том, что получение устойчивых электронных сгустков плотностью порядка  $10^{12}$  электр./см<sup>3</sup> на значительных интервалах времени ( $\tau \gg 10^{-4}$  с) возможно только с помощью специально разработанных методов создания таких сгустков и их жесткого поддержания в процессе ускорения внешними электромагнитными полями. При этом фактически происходит слияние классической и кол-