

# Облучение ядерной эмульсии ядрами $^8\text{He}$ на сепараторе ACCULINNA

Д. А. Артеменков<sup>1)</sup>, А. А. Безбах<sup>1)</sup>, В. Браднова<sup>1)</sup>, М. С. Головков<sup>1)</sup>, А. В. Горшков<sup>1)</sup>, П. И. Зарубин<sup>1)</sup>, И. Г. Зарубина<sup>1)</sup>, Г. Каминьски<sup>1,2)</sup>, Н. К. Корнегруца<sup>1)</sup>, С. А. Крупко<sup>1)</sup>, К. З. Маматкулов<sup>1)</sup>, Р. Р. Каттабеков<sup>1)</sup>, В. В. Русакова<sup>1)</sup>, Р. С. Слепнев<sup>1)</sup>, Р. Станоева<sup>3)</sup>, С. В. Степанцов<sup>1)</sup>, А. С. Фомичев<sup>1)</sup>, В. Худоба<sup>1,4)</sup>

<sup>1)</sup>Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

<sup>2)</sup>Институт ядерной физики ПАН, Краков, Республика Польша

<sup>3)</sup>Юго-западный университет, Благоевград, Болгария

<sup>4)</sup>Институт физики, Университет Силезии, Опава, Чешская Республика

На сепараторе ACCULINNA ядерная эмульсия была облучена в пучке радиоактивных ядер  $^8\text{He}$  с энергией 60 МэВ и обогащением около 80%. Измерения 278 распадов ядер  $^8\text{He}$ , остановившихся в эмульсии, позволяют оценить возможности  $\alpha$ -спектрометрии, а также впервые наблюдать дрейф атомов  $^8\text{He}$ , термализованных в веществе.

## Exposure of nuclear track emulsion by $^8\text{He}$ nuclei at the ACCULINNA separator

D. A. Artemenkov, A. A. Bezbakh, V. Bradnova, M. S. Golovkov, A. V. Gorshkov, P. I. Zarubin, I. G. Zarubina, G. Kaminski, N. K. Kornegrutsa, S. A. Krupko, K. Z. Mamatkulov, R. R. Kattabekov, V. V. Rusakova, R. S. Slepnev, R. Stanoeva, S. V. Stepantsov, A. S. Fomichev, V. Chudoba.

At the ACCULINNA separator a nuclear track emulsion is exposed to a beam of radioactive  $^8\text{He}$  nuclei with energy of 60 MeV and enrichment of about 80%. Measurements of 278 decays of  $^8\text{He}$  nuclei stopped in the emulsion allow one to evaluate the possibility of  $\alpha$ -spectrometry, as well as the first time to observe a thermal drift of atoms  $^8\text{He}$  in matter.

### Введение

В диапазоне энергии ядер несколько МэВ на нуклон возникает возможность имплантации радиоактивных ядер в вещество детектора. В таком подходе могут исследоваться не сами имплантируемые ядра, а дочерние состояния, возникающие в их распадах. В частности, в распадах легких радиоактивных ядер возможно заселение  $2\alpha$ - и  $3\alpha$ -частичных состояний. В этой связи заслуживают рассмотрения известные, хотя и несколько забытые, возможности детектирования медленных ядер в ядерной эмульсии. Достоинства этого метода составляют наилучшее пространственное разрешение (около 0.5  $\mu\text{m}$ ), возможность наблюдения следов в полном телесном угле и рекордный диапазон чувствительности, начинающийся с релятивистских однозарядных частиц с минимальной ионизацией. В ядерной эмульсии могут быть измерены направления и длины пробегов пучковых ядер и продуктов их распада, что дает основу для спектрометрии.

Более полувека назад наблюдались «молоточковые» следы распадов  $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$  от  $\beta$ -распадов остановившихся фрагментов  $^8\text{Li}$  и  $^8\text{B}$ , рожденных в свою очередь частицами высоких энергий при расщеплении ядер из состава эмульсии [1]. Другой пример – это первое наблюдение  $2\alpha + p$  распада ядра  $^9\text{C}$  через состояние  $2^+$  ядра  $^8\text{Be}$  [2]. Благодаря созданию установок по получению пучков радиоактивных ядер, ядерная эмульсия оказывается эффективным методом изучения распадов легких экзотических ядер, как с избытком нейтронов, так и протонов.

В качестве первого шаг в применении такого подхода в марте 2012 г. ядерная эмульсия была облучена в Лаборатории ядерных реакций имени Г.Н. Флерова (ФЛЯР ОИЯИ) ядрами  $^8\text{He}$  с энергией около 60 МэВ. Особенности распадов этого изотопа  $^8\text{He}$  детально представлены на рис. 1, согласно обзору [3]. После остановки и нейтрализации ядра  $^8\text{He}$  в веществе, образовавшийся атом  $^8\text{He}$  остается несвязанным (благородный газ) и в результате термализации может испытывать дрейф в среде до  $\beta$ -распада. Период полураспада ядра  $^8\text{He}$  составляет  $\tau_\beta = (119.0 \pm 1.5) \cdot 10^{-3}$  с. С вероятностью 84% и энергией  $\Delta E = 9.7$  МэВ  $\beta$ -распад этого ядра происходит на связанный уровень 0.98 МэВ ядра  $^8\text{Li}$ . Затем ядро  $^8\text{Li}$  с периодом полураспада  $\tau_\beta = (838 \pm 6) \cdot 10^{-3}$  с и со 100%-ой вероятностью и энергией  $\Delta E = 13$  МэВ испытывает  $\beta$ -распад на уровень  $2^+$  ядра  $^8\text{Be}$  (3.03 МэВ). И наконец, ядро  $^8\text{Be}$  из состояния  $2^+$ , имеющее ширину 1.5 МэВ, распадается на пару  $\alpha$ -частиц.

На рис. 2 представлена мозаичная макрофотография распада остановившегося в ядерной эмульсии ядра  $^8\text{He}$  – одного из нескольких тысяч, наблюдавшихся в данном исследовании. На сайте проекта БЕККЕРЕЛЬ [4] собраны видеозаписи таких распадов, сделанные с помощью микроскопа и фотоаппарата. Настоящая работа посвящена анализу этого облучения на основе измерения 278 распадов такого типа.

## 1. Эксперимент

Облучение ядерной эмульсии ядрами  $^8\text{He}$  с энергией 60 МэВ выполнено в ФЛЯР ОИЯИ на фрагмент-сепараторе ACCULINNA [5,6] (рис. 3). Для получения  $^8\text{He}$  использовался пучок тяжелых ионов  $^{18}\text{O}$  с энергией 35 МэВ/нуклон и интенсивностью порядка 0.3  $\mu\text{A}$ , выведенный из циклотрона У-400М [7]. Ионы  $^{18}\text{O}$  бомбардировали мишень из пиролитического графита толщиной 175  $\text{mg}/\text{cm}^2$ , установленную в плоскости  $F_1$ . Мишень представляла собой диск диаметром 20 мм и толщиной 1 мм, закрепленный между двух медных пластин, охлаждаемых водой. Размер пучка на мишени формировался при помощи одной из пластин, используемой как коллиматор диаметром 8 мм. Настройка канала первичного пучка осуществлялась через этот коллиматор до максимальной трансмиссии пучка  $^{18}\text{O}$ , достигавшей, как правило, 90%.

Интенсивность первичного пучка измерялась при помощи двух цилиндров Фарадея, установленных в плоскости  $F_1$  до и после коллиматора. Во время облучения интенсивность пучка контролировалась по измерению тока на танталовой фольге толщиной 4  $\mu\text{m}$ , стационарно установленной перед вторым цилиндром Фарадея.

Параметры настройки сепаратора для получения и формирования вторичного пучка  $^8\text{He}$  в ахроматическом фокусе  $F_3$  и конечном фокусе  $F_4$  определялись согласно расчетам полей дипольных и квадрупольных элементов по программе TRANSPORT [8,9]. Состав пучка в конечной фокальной плоскости  $F_4$  задавался и контролировался следующими средствами: (i) в промежуточной плоскости  $F_2$  устанавливалась щель с размерами  $X = \pm 5$  мм,  $Y = \pm 10$  мм и бериллиевый клин толщиной 1000  $\mu\text{m}$ ; (ii) в ахроматическом фокусе  $F_3$  – щель, размер которой в  $X$  и  $Y$  плоскостях составлял  $\pm 5$ ,  $\pm 10$  мм; (iii) для идентификации частиц по времени пролета и измерения их энергии в  $F_3$  и  $F_4$  устанавливались два идентичных сцинтилляционных детектора на основе тонких пластинок BC418 размерами  $60 \times 40$   $\text{mm}^2$  и толщиной 127  $\mu\text{m}$ , просматриваемых слева и справа двумя ФЭУ. Эти детекторы с временным разрешением около 0.5 нс (полуширина на полувысоте), установленные на прямолинейном участке длиной 8.5 м, обеспечивали определение энергии частиц с точностью не хуже 1%.

Устройство детектора времени пролета показано на рис. 4. В качестве отражателя использовалась фольга из алюминизированного майлара толщиной 2  $\mu\text{m}$ . Диффузное отражение обеспечивалось световодом из материала Тувес. Сцинтилляторы просматривались слева и справа по ходу пучка двумя быстродействующими фотоэлектронными умножителями марки XP2020, что позволяло вносить поправку в амплитудную и временную зависимость сигнала от места попадания частиц в детектор. Позиционное разрешение детектора по горизонтальной координате, определенное по взаимному соотношению амплитуд сигналов слева и справа, составляло около 10 мм. Эта зависимость была особенно заметна и важна для детектора в

фокусе F4, в котором размеры сходящегося вторичного пучка определялись эллипсом  $40 \times 30$  мм<sup>2</sup>.

На расстоянии 130 см от пластика в F4 по ходу пучка непосредственно перед выходным окном из вакуумной камеры устанавливался позиционно-чувствительный кремниевый детектор толщиной 1 мм с активной площадью  $58 \times 58$  мм<sup>2</sup> и шириной чувствительных полос (стрипов) 1.8 мм. Кремниевый детектор позволял определять профиль пучка по двум координатам с точностью 1.8 мм и обеспечивать однозначную идентификацию частиц посредством измерения потерь энергии частиц более точно, чем позволяет пластиковый детектор. Размеры профиля пучка <sup>8</sup>He в X- и Y- плоскостях, измеренные этим детектором, составляли около 26 мм (полуширина на полувысоте). На рис. 5а показана идентификационная картина пучка радиоактивных ядер, полученная путем измерения потерь энергии частиц в кремниевом детекторе в зависимости от их времени пролета на базе 8.5 м при настройке сепаратора на максимальное прохождение пучка <sup>8</sup>He.

Магнитная жесткость дипольных магнитов D1 и D2, установленная как  $V_{p1}/V_{p2} = 2.8903/2.829$  Т·м, в сочетании с бериллиевым поглотителем клиновидной формы толщиной 1 мм и щелями  $\pm 5$  мм в плоскости максимальной дисперсии F2 задавали следующие характеристики вторичного пучка <sup>8</sup>He в плоскости F4: энергия –  $(23.8 \pm 0.9)$  МэВ/нуклон, интенсивность – около 50 частиц/с при интенсивности первичного пучка около 0.3  $\mu$ А, обогащение ядрами <sup>8</sup>He – около 80 % (рис. 5б, в).

С учетом вещества детекторов внутри вакуумной камеры, выходного окна из каптона толщиной 125  $\mu$ м и алюминиевой пластины толщиной 3900  $\mu$ м, установленной в воздухе за окном на расстоянии около 2 см, расчетная энергия ядер <sup>8</sup>He перед попаданием в эмульсионную сборку составляла около  $(59.2 \pm 4.5)$  МэВ. Пучком с такими характеристиками происходило облучение нескольких эмульсионных слоев. Периоды облучения каждого слоя составляли около 10 мин, что соответствовало интегральному потоку около  $4 \cdot 10^4$  ядер <sup>8</sup>He.

Использованная в облучении ядерная эмульсия (условное наименование, серия №21) была воспроизведена недавно предприятием МИКРОН компании «Славич» [10] как аналог известной эмульсии БР-2 с чувствительностью вплоть до релятивистских частиц с минимальной ионизацией. Настоящее исследование может рассматриваться как калибровка эмульсии в условиях физического эксперимента.

Для выбора оптимального наблюдения остановок ядер <sup>8</sup>He эмульсионные слои размерами  $9 \times 12$  см<sup>2</sup> толщиной 107  $\mu$ м, созданные производителем путем полива на стеклянную подложку толщиной 2 мм, устанавливались как поперек пучка, так и под углом наклона к оси пучка ( $10^\circ - 20^\circ$ ). В результате последующего просмотра наилучшим для анализа была признан слой, который ориентировался под углом  $10^\circ$ . Наклон пластины обеспечил увеличение слоя торможения в эмульсии. Именно этот слой использовался для анализа в данной работе. Облучаемые слои были завернуты в два слоя черной бумаги толщиной по 100  $\mu$ м. Таким образом, в пробеге ядер пучка вносилось дополнительное торможение, особенно чувствительное при угле  $10^\circ$ .

## 2. Анализ «молоточковых» распадов

Первичный поиск  $\beta$  распадов ядер <sup>8</sup>He при сканировании слоя на микроскопе МБИ-9 с 20-кратным увеличением объектива был ориентирован на «молоточковые» событиях (рис. 2). Отсутствие следов в найденном событии одного из электронов распада интерпретировалось как следствие неполной эффективности наблюдения всех следов распада в эмульсионном слое. Наиболее проблематичным фоном для отбора согласно этому критерию могли бы стать распады ядер <sup>8</sup>Li. Однако, согласно рис. 4а присутствие этого изотопа не отмечено. Такому же критерию мог бы соответствовать  $\beta$  распады остановившихся ядер <sup>9</sup>Li с образованием <sup>8</sup>Be и эмиссией запаздывающего нейтрона (вероятность около 50%). Примесь этих ядер невелика (рис. 4а). Кроме того, для молоточкового распада от состояния  $2^+$  ядра <sup>8</sup>Be требуется заселение уровня <sup>9</sup>Be не ниже 4.7 МэВ. В противном случае распад идет через основное состояние  $0^+$  ядра

$^8\text{Be}$  и, следовательно, вряд ли является наблюдаемым даже в эмульсии. Тем самым, можно было пренебречь фоном от распадов ядер  $^8\text{Li}$  и  $^9\text{Li}$ .

Зачастую между местом остановки и самим молоточковым распадом наблюдался разрыв. Такие «разорванные» события были отнесены к дрейфу термализованных атомов  $^8\text{He}$ , которые возникали в результате нейтрализации ядер  $^8\text{He}$ . Этот эффект определяется природой  $^8\text{He}$  и они идентифицируются особенно надежно. Благодаря доминированию в пучке ядер  $^8\text{He}$  (около 80%) распределение «молоточковых» распадов по площади эмульсии можно представить совместно для всех найденных событий, в том числе 1413 «целых» и 1123 «разорванных» (рис. 6). Наблюдается равномерное распределение вершин по вертикальной координате и характерное рассеяние по горизонтальной координате как результат сепарации.

Дальнейшие измерения событий, в которых присутствовал хотя бы один электрона, выполнялись на микроскопе KSM с 90-кратным увеличением. Средняя длина пучковых следов для 136 «целых» событий составила  $\langle L(^8\text{He}) \rangle = (263 \pm 11)$   $\mu\text{m}$  при среднеквадратичном рассеянии (RMS) 113  $\mu\text{m}$ , а в случае 142 «разорванных» событий –  $(296 \pm 10)$   $\mu\text{m}$  при RMS 118  $\mu\text{m}$ . Поскольку различия параметров несущественны, распределения пробегов в этих событиях представлены совместно на рис. 7. На основе измерения длин следов программа моделирования SRIM [11] позволяет дать оценку кинетической энергии ядер  $^8\text{He}$ , проникших в эмульсионный слой. Их среднее значение составило  $\langle E(^8\text{He}) \rangle = (29 \pm 1)$  МэВ при RMS 10 МэВ.

Существенно более низкое значение средней энергии  $^8\text{He}$  и ее больший разброс на входе в эмульсию по сравнению со значением, заданным фрагмент-сепаратором, объясняется торможением в упаковке слоя. Расчетное значение среднего пробега в эмульсии  $\langle L(^8\text{He}) \rangle$  после учета торможения в 1 мм бумаги равно около 280  $\mu\text{m}$  [11]. Кроме того, материал бумаги является неоднородной структурой, что сказывается на значительном разбросе пробегов  $L(^8\text{He})$  (рис. 7), который не описывается расчетами. Тем самым, неоднородность светоизолирующей бумаги оказывается фактором, которым нельзя пренебречь, и в то же время сложно учесть точным образом. Приводимая оценка эффективной толщины бумаги может служить репером при планировании облучений другими ядрами.

Координаты вершин распадов и остановок распадных  $\alpha$ -частиц были определены для «молоточков» из 136 «целых» и 142 «разорванных» событий. В случае «разорванных» событий определение координаты распада делалось на основе экстраполяции следа электрона на молоточковый след. На этой основе были получены углы эмиссии и пробеги  $\alpha$ -частиц.

На рис. 8 представлено распределение углов разлета пар  $\alpha$ -частиц, имеющее среднее значение  $\langle \Theta_{2\alpha} \rangle = (164.9 \pm 0.7)^\circ$  при RMS  $(11.6 \pm 0.5)^\circ$ . Небольшой излом «молоточков» определяется импульсами, уносимыми  $e\nu$ -парами. На рис. 9 представлена связь пробегов  $\alpha$ -частиц  $L_\alpha$  из «молоточков» и значениями энергии  $E_\alpha$ , определяемым по сплайн-интерполяции расчета пробег-энергия по модели SRIM. Среднее значение пробегов  $\alpha$ -частиц имеет значение  $(7.4 \pm 0.2)$   $\mu\text{m}$  при RMS  $(3.8 \pm 0.2)$   $\mu\text{m}$ . Эта величина соответствует среднему значению кинетической энергии  $\langle E(^4\text{He}) \rangle = (1.70 \pm 0.03)$  МэВ при RMS = 0.8 МэВ. В пробегах  $\alpha$ -частиц в парах  $L_1$  и  $L_2$  отчетливо проявляется корреляция (рис. 10). Распределение разностей пробегов  $L_1 - L_2$  (рис. 11) имеет значение RMS 2.0  $\mu\text{m}$ .

Знание энергии и углов эмиссии  $\alpha$ -частиц позволяет получить распределение энергии  $\alpha$ -распадов  $Q_{2\alpha}$ . Релятивистски-инвариантная переменная  $Q$  определяется как разница между инвариантной массой системы  $M^*$  и массой первичного ядра  $M$ , т. е.  $Q = M^* - M$ . Здесь  $M^*$  определяется как сумма всех произведений 4-импульсов  $P_{i,k}$  фрагментов  $M^{*2} = (\sum P_j)^2 = \sum (P_i \cdot P_k)$ .

В основном, распределение величины  $Q_{2\alpha}$  (рис. 12) соответствует распадам ядра  $^8\text{Be}$  из возбужденного состояния  $2^+$ . Однако, его среднее значение  $\langle Q_{2\alpha} \rangle$  оказалось несколько выше ожидавшегося. Этот факт определяется наличием небольшого «хвоста» в области больших значений  $Q_{2\alpha}$ , явно не соответствующему описанию функцией Гаусса. Применение условий отбора на пробеги  $L_1$  и  $L_2 < 12.5$   $\mu\text{m}$ , а также  $\Theta > 145^\circ$ , позволяет получить значение  $\langle Q_{2\alpha} \rangle = (2.9 \pm 0.1)$  МэВ при RMS  $(0.85 \pm 0.07)$  МэВ, что соответствует  $2^+$  состоянию.

Причина появления «хвоста» в распределении  $Q_{2\alpha}$  неочевидна и требует дальнейшего анализа. Согласно рис. 10 пробеги  $L_1$  и  $L_2$  коррелированы и в области свыше 12.5  $\mu\text{m}$ .

Поэтому увеличенные пробеги нельзя отнести к флуктуациям пробегов вследствие рекомбинации ионов  $\text{He}^{+2}$ . Это обстоятельство должно приниматься во внимание при комплексном анализе.

Разрешение ядерной эмульсии позволяет определить расстояния  $L(^8\text{He}-^8\text{Be})$  между точками остановки ядер  $^8\text{He}$  и вершинами распадов  $^8\text{Be}(2^+)$  в 142 «разорванных» событиях (рис. 13). Среднее значение  $\langle L(^8\text{He}-^8\text{Be}) \rangle$ , составившее  $(5.8 \pm 0.3)$   $\mu\text{м}$  при RMS  $(3.1 \pm 0.2)$   $\mu\text{м}$ , может быть сопоставлено среднему значению длины дрейфа термализованных атомов  $^8\text{He}$ .

Наблюдение эффекта дрейфа указывает на возможность генерации радиоактивных атомов  $^8\text{He}$  и их откачки из достаточно тонких мишеней. Увеличение скорости и длины дрейфа достижимо за счет разогрева мишени. Такие возможности интенсивно развиваются в отношении изотопа  $^6\text{He}$  [12,13]. Возникает перспектива накопления значительного количества атомов  $^8\text{He}$ . В частности, пары радиоактивного газа  $^8\text{He}$  могут использоваться в измерении периода полураспада  $^8\text{He}$  на новом уровне точности и лазерной спектроскопии этого изотопа. Прикладной интерес представляют исследования тонких пленок путем прокачки атомов  $^8\text{He}$ , отличающихся особой проникающей способностью, и осаждения их на детекторы.

### 3. Заключение

Результатом настоящей работы является демонстрация при облучении в пучке ядер  $^8\text{He}$  возможностей недавно воспроизведенной ядерной эмульсии. Тестовый эксперимент позволил представить независимым образом идентификацию радиоактивных ядер  $^8\text{He}$  по распадам при остановке в эмульсии, оценить возможность  $\alpha$ -спектрометрии этих распадов, а также впервые наблюдать эффект дрейфа атомов  $^8\text{He}$ , термализованных в веществе. Опыт подтвердил высокую чистоту формирования пучка радиоактивных ядер на установке ACCULINNA с энергией в диапазоне 10 – 30 МэВ/нуклон. Выполненный анализ 278 распадов ядер  $^8\text{He}$  может служить прототипом для исследования распадов ядер,  $^8,9\text{Li}$ ,  $^8,12\text{B}$ ,  $^9\text{C}$ ,  $^{12}\text{N}$ , в которых ядро  $^8\text{Be}$  служит в качестве «маркера». В практическом плане ядерная эмульсия может служить средством диагностики пучков радиоактивных изотопов.

Статистика «молоточковых» распадов, найденных в настоящем исследовании, составляет небольшую долю от потока ядер  $^8\text{He}$ , а измеренных распадов около 10% от этой доли. Это ограничение определялось «разумными» затратами человеческого времени и труда. Вместе с тем, ядерная эмульсия, в которую имплантированы радиоактивные ядра, дает основу для применения автоматических микроскопов и программ распознавания изображений, позволяя рассчитывать на беспрецедентную статистику анализируемых распадов. Тем самым может быть достигнут синергетический эффект объединения классической методики и современных технологий.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность коллегам, сделавшим настоящий комплексный эксперимент осуществимым. Использование новых образцов ядерной эмульсии компании «Славич» стало возможным благодаря всесторонней поддержке куратора проекта О. И. Огурка (г. Москва), а также творческой работе сотрудников предприятия МИКРОН этой компании Ю. А. Березкиной, А. В. Кузнецова и Л. В. Балабановой (г. Переславль-Залесский). Большую методическую помощь в воспроизводстве технологии ядерной эмульсии оказал А. С. Михайлов (Московский киноvideоинститут). Н. Г. Полухина (ФИАН) и А. И. Малахов (ОИЯИ) оказывали постоянное содействие нашей работе. Существенный вклад в поиск событий внесла лаборант Г. В. Стельмах (ОИЯИ). Настоящая работа была поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований 12-02-00067, а также грантами полномочных представителей Болгарии и Румынии в ОИЯИ.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. С. Пауэлл, П. Фаулер, Д. Перкинс Исследование элементарных частиц фотографическим методом: Пер. с англ. М.: ИИЛ, 1962, С. 286-291; Powell C. F., Fowler P. H., and Perkins D.

*H* The Study of Elementary Particles by the Photographic Method: Pergamon Press, 1959, P. 465–472.

2. Swami M. S., Schneps J., and Fry W. F. // Phys. Rev. 1956, V. 103, P.1134–1135.
3. F. Ajzenberg-Selove // Nucl. Phys. A 1988, V. 490, P. 1–266; TUNL Nuclear Data Evaluation Project, <http://www.tunl.duke.edu/NuclData/>.
4. The BECQUEREL Project <http://becquerel.jinr.ru/miscellanea/8He/8He.html>.
5. Rodin A. M. et al. Nucl. Instr. & Meth. B 2003, V. 204, P. 114–118.
6. The ACCULINNA Project <http://aculina.jinr.ru/>.
7. U400M Accelerator Complex <http://flerovlab.jinr.ru/flnr/u400m.html>.
8. U. Rohrer PSI Graphic Transport Framework [http://aea.web.psi.ch/Urs\\_Rohrer/MyWeb/trans.htm](http://aea.web.psi.ch/Urs_Rohrer/MyWeb/trans.htm).
9. K.L. Brown, D.C. Carey, Ch. Iselin and F. Rothacker 1980 CERN Yellow Report 80-04.
10. TD Slavich [www.slavich.ru](http://www.slavich.ru).
11. Ziegler J. F., Biersack J. P. and Ziegler M. D. SRIM - The Stopping and Range of Ions in Matter 2008, ISBN 0-9654207-1-X., SRIM Co; <http://srim.org/>.
12. A. Knecht et al. // Phys. Rev. C, 2012, V. 86, 035506.
13. T. Stora et al. // Europhys. Lett., 2012 V. 89, 32001.

РИСУНКИ

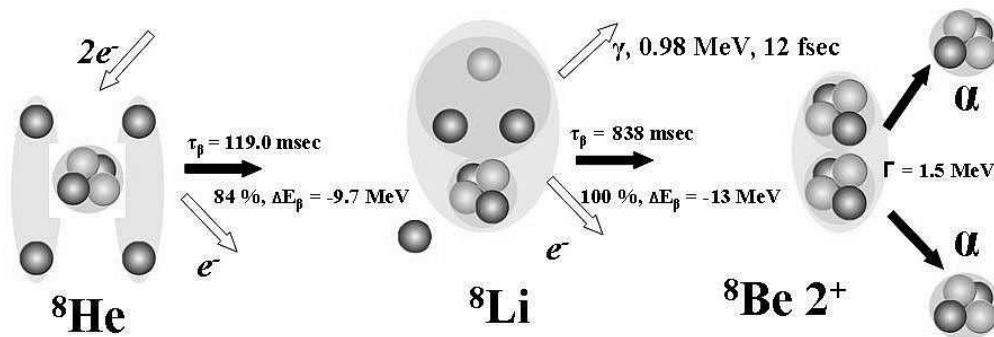


Рис. 1. Схема основного канала каскадного распада изотопа  $^8\text{He}$ ; светлые кружки соответствуют протонам, темные – нейтронам; кластеры выделены темным фоном.



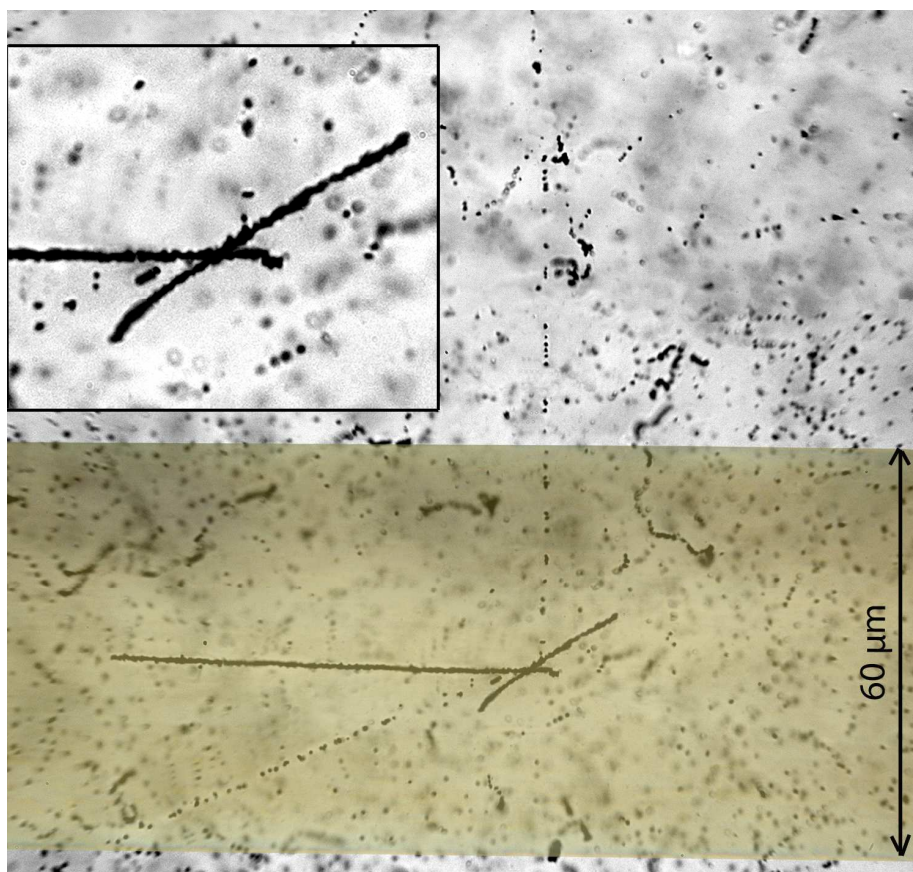


Рис. 2. Мозаичная макрофотография «молоточкового» распада ядра  $^8\text{He}$ , остановившегося в ядерной эмульсии (горизонтальный след). В распаде образовались пара релятивистских электронов (точечные следы) и пара  $\alpha$ -частиц (короткие противоположно направленные следы). На вставке сверху представлена увеличенная вершина распада. Для иллюстрации пространственного разрешения образ распада совмещен с макрофотографией человеческого волоса толщиной 60  $\mu\text{m}$ .

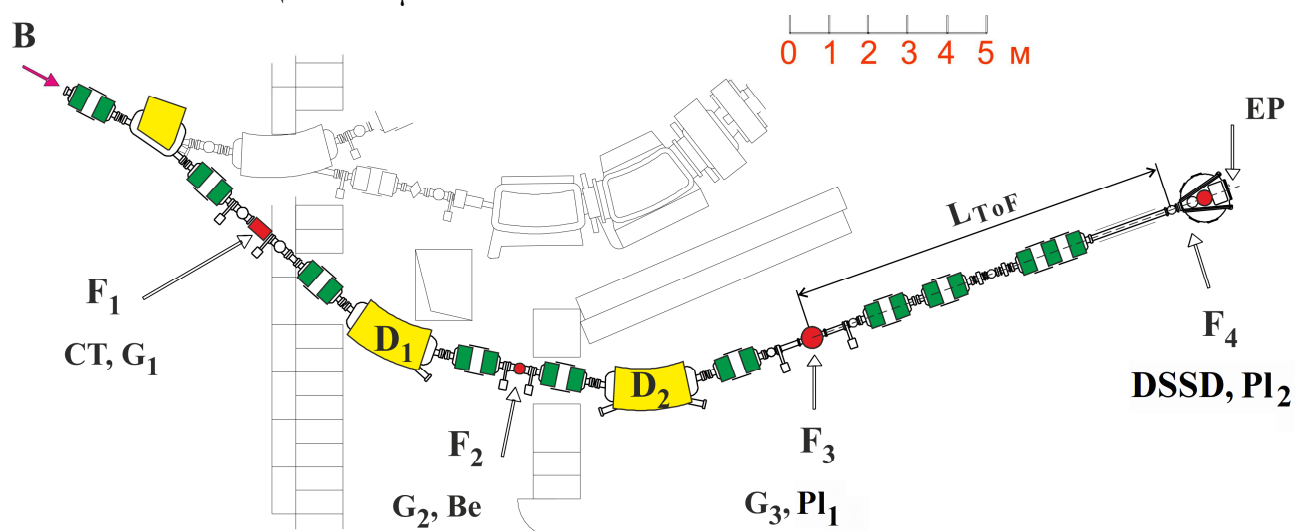


Рис. 3. Схема получения пучка  $^8\text{He}$  с энергией 60 МэВ на сепараторе ACCULINNA и места постановки слоев ядерной эмульсии. Обозначения: В – направление первичного пучка, выведенного из ускорителя У-400М, СТ – углеродная мишень,  $F_{1,2,3,4}$  – фокальные плоскости,  $G_{1,2,3}$  – щели коллиматоров, Ве – бериллиевый клин,  $PI_{1,2}$  – пластиковые сцинтилляционные детекторы, DSSD – стриповый кремниевый детектор,  $L_{\text{ToF}}$  – база измерения времени пролета, EP – место облучения эмульсионных слоев.

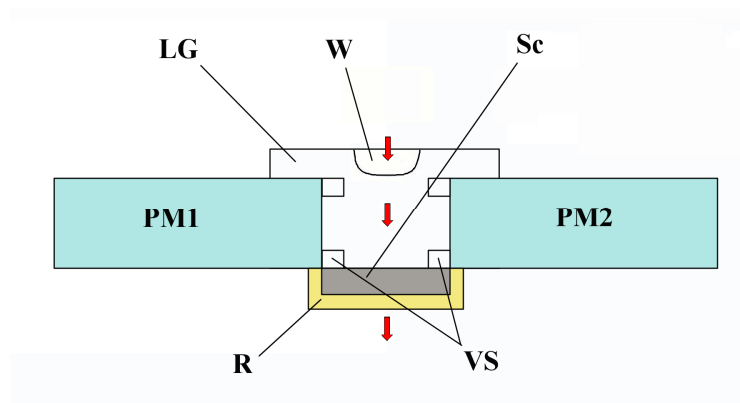


Рис. 4. Схема сцинтиляционного детектора для измерения времени пролета фрагментов на прямолинейном участке F3-F4 сепаратора ACCULINNA. Обозначения: W – входное окно для пучка, закрытое отражателем, LG – полый диффузный световод, Sc – сцинтиллятор, PM1,2 – фотоумножители, R – отражатель, VS – вакуумные уплотнители.



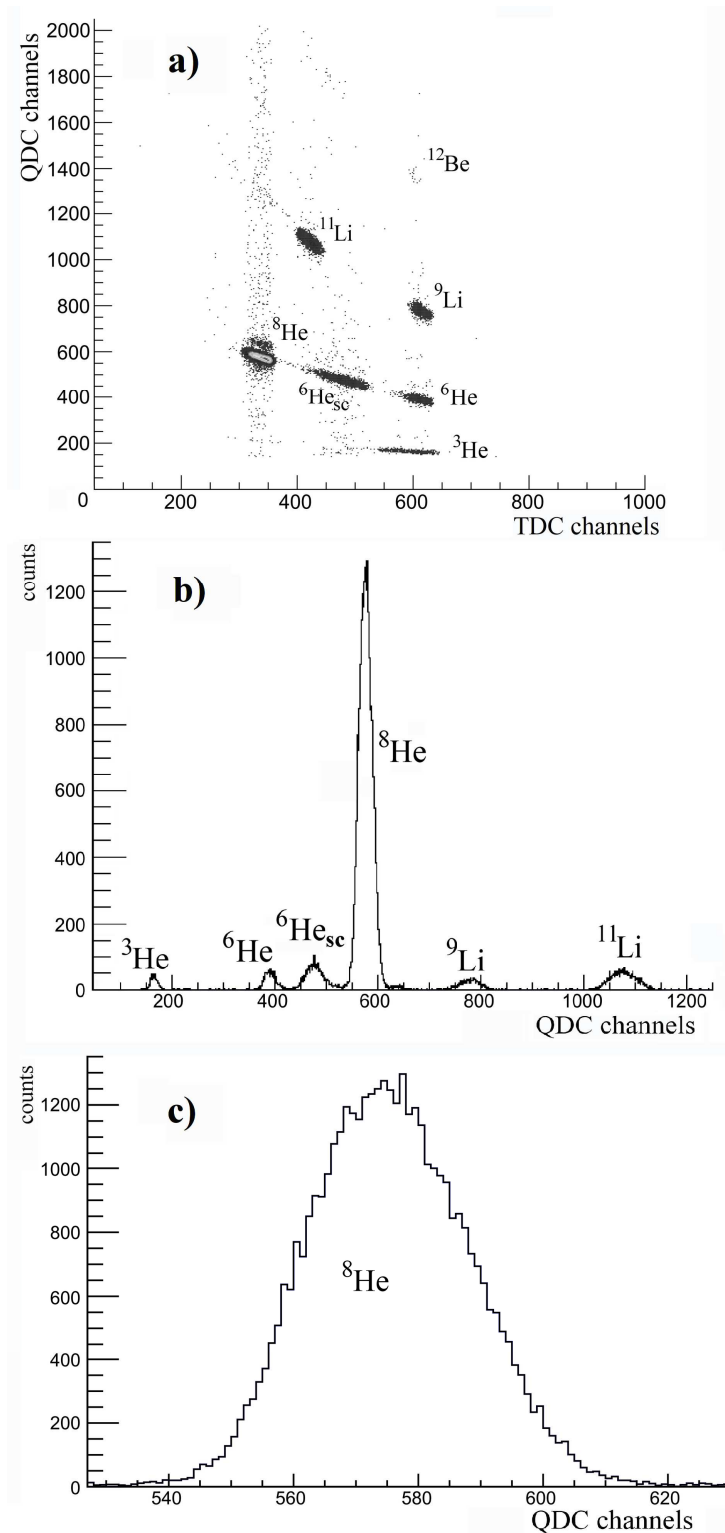


Рис. 5. Состав пучка, сформированного на сепараторе ACCULINNA при настройке на изотоп  $^8\text{He}$  из реакции фрагментации ядер  $^{18}\text{O}$  с энергией 35А МэВ на мишени  $^{12}\text{C}$ : идентификация частиц при помощи кремниевого детектора и времени пролета (а); спектры энергетических потерь всех частиц пучка в кремниевом детекторе толщиной 1 мм (b); энергетические потери только для ядер  $^8\text{He}$  (c). По соотношению сумм отсчетов на рис b) и c) определялось обогащение пучка ядрами  $^8\text{He}$ .

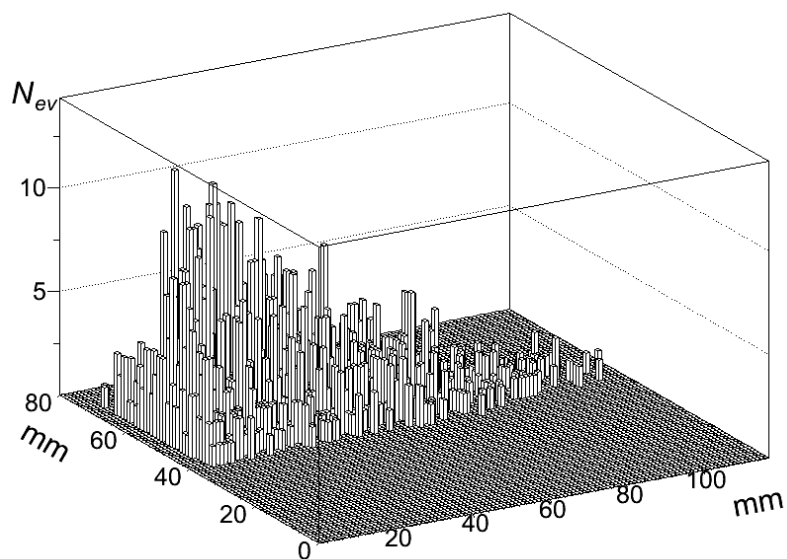


Рис. 6. Профиль пучка по молоточковым распадам; размер ячейки  $1 \times 1 \text{ мм}^2$ .

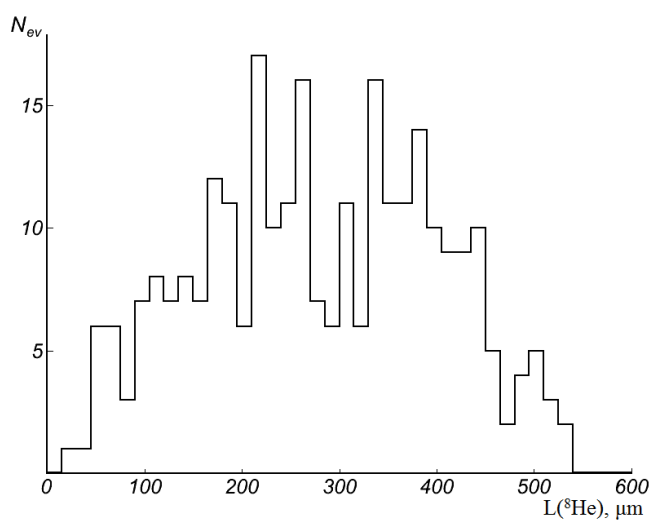


Рис. 7. Распределение следов  $^8\text{He}$  по длине пробега в эмульсии.

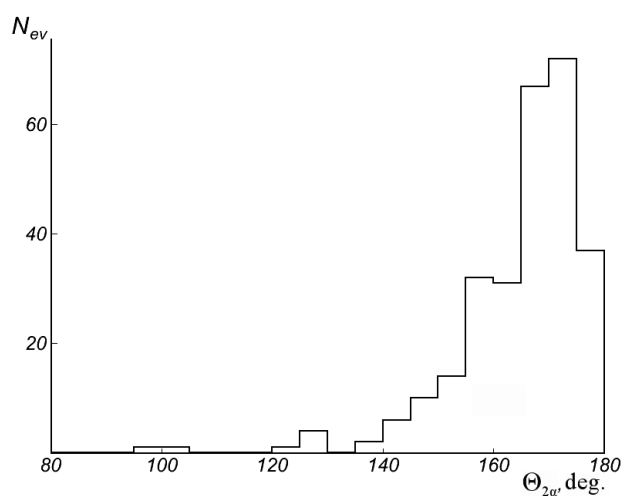


Рис. 8. Распределение по углу  $\Theta_{2\alpha}$  для пар  $\alpha$ -частиц.

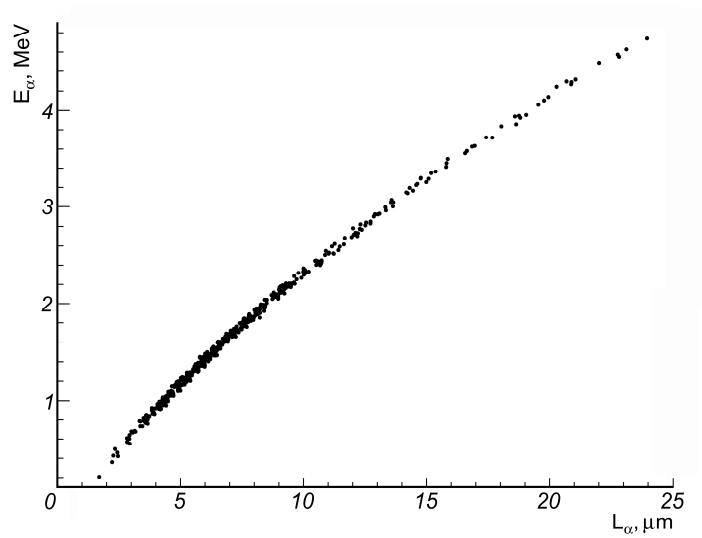


Рис. 9. Определение энергии  $\alpha$ -частиц по измеренным пробегам.

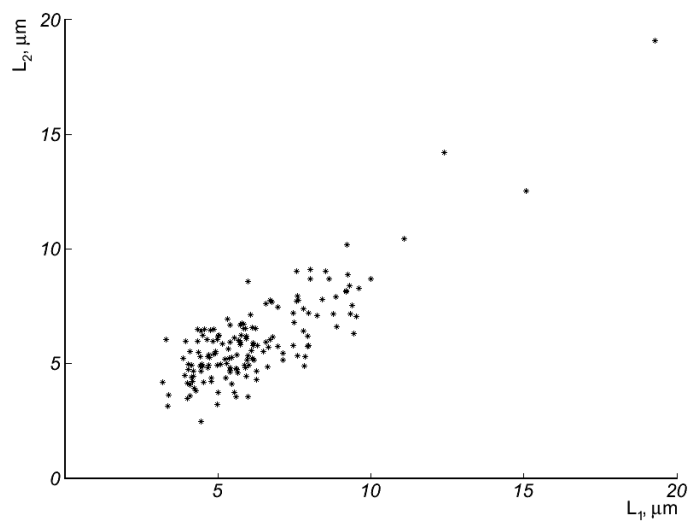


Рис. 10. Распределение пробегов  $L_1$  и  $L_2$  в парах  $\alpha$ -частиц.

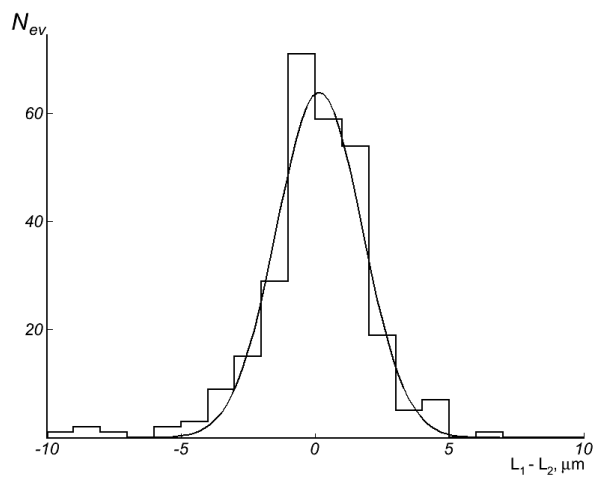


Рис. 11. Распределение разностей пробегов в парах  $\alpha$ -частиц  $L_1 - L_2$ ; линия – функция Гаусса.

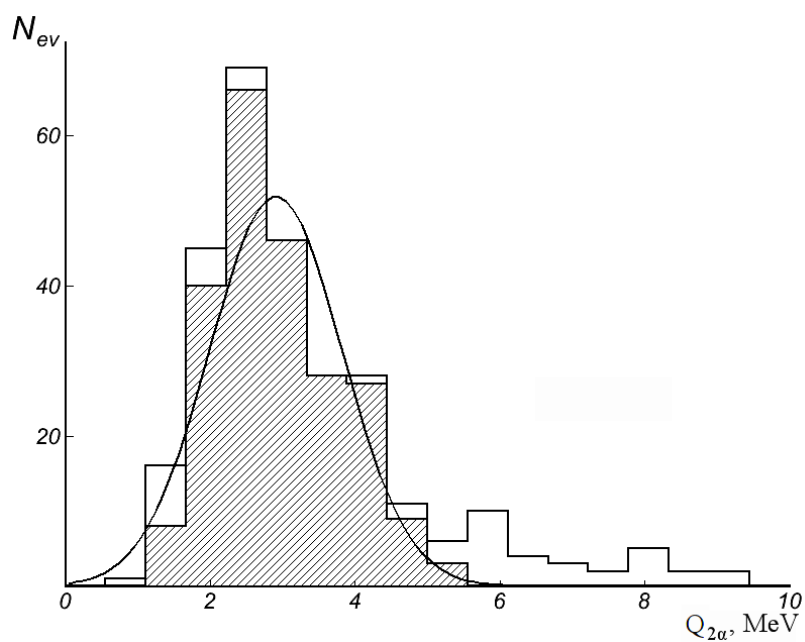


Рис. 12. Распределение по энергии  $Q_{2\alpha}$  пар  $\alpha$ -частиц; заштрихованная гистограмма отвечает условиям отбора событий  $L_1$  и  $L_2 < 12.5 \mu\text{m}$ ,  $\Theta > 145^\circ$ ; линия - функция Гаусса.

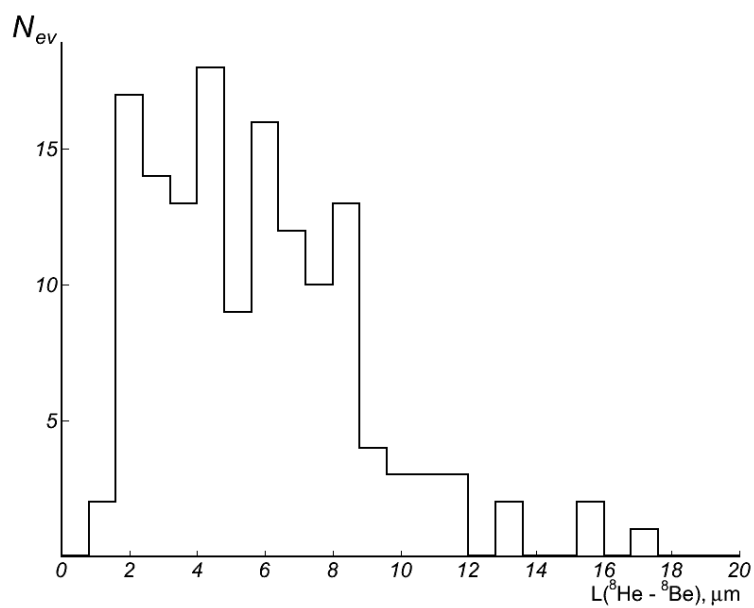


Рис. 13. Распределение по расстояниям  $L(^8\text{He} - ^8\text{Be})$  между точками остановок ядер  $^8\text{He}$  и вершинами распадов  $^8\text{Be} (2^+)$  в «разорванных» событиях.