

01; 05; 06

© 1990 г.

## МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ПОВРЕЖДЕНИЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

*В. С. Барашенков, М. Г. Борисова, Н. Г. Големинев,  
А. Полянски, А. Н. Соснин, С. Ю. Шмаков*

Создана монте-карловская модель межъядерного каскада, имитирующая радиационные повреждения (сбои) в полупроводниковых элементах, находящихся в полях высокоэнергетических протонов и ядер. На примере кремниевой полупроводниковой микросхемы, облучаемой протонами и ионами углерода с энергией 3.65 ГэВ/нуклон, изучается вероятность выделения определенного количества радиационной энергии в его отдельной ячейке и ее зависимость от типа ионизирующей компоненты каскадной лавины.

Вычисленная таким образом вероятность и экспериментально измеренная характеристика частоты сбоев ячейки в зависимости от величины выделившейся в ней энергии позволяют оценить временную зависимость радиационных отказов электронных устройств.

Многие электронные приборы имеют форму пленочных «сот», состоящих из огромного количества полупроводниковых ячеек с размерами в несколько десятков микрон и менее, укрепленных на плоской подложке. В поле высокоэнергетического излучения в ячейках и подложке развиваются процессы с участием протонов, мезонов, ядер отдачи и ядерных фрагментов, ионизирующих среду в ячейках и вызывающих сбои прибора. Полученные на спутниках данные говорят, что под действием космических лучей в полупроводниковых устройствах с числом элементов около  $10^5$  такие сбои происходят с частотой примерно один раз в сутки [1]. При длительных полетах (автоматические станции рассчитываются на несколько десятков лет) это может стать существенным фактором неустойчивости, особенно если иметь в виду тенденцию быстрого увеличения числа полупроводниковых ячеек и их дальнейшую миниатюризацию. Использование электронных приборов с высокотемпературными сверхпроводящими пленками ставит аналогичные задачи. Многие из таких приборов также представляют собой гетерогенные системы, состоящие из множества ячеек с чувствительным к радиационным повреждениям объемом.

Число радиационных сбоев микроэлектронной схемы равно числу ее полностью поврежденных (вышедших из строя или еще не успевших восстановиться) ячеек в расчете на одну первичную частицу

$$n(t)/N_0(t) = \int_{E>0} \varphi(E) P(E) [1 - R(E, t)] dE, \quad (1)$$

где  $t$  — время облучения,  $N_0$  — поток первичных ядерно-активных частиц,  $\varphi(E)$  — вероятность сбоя микросхемы при выделении энергии  $E$  в одной из ее ячеек,  $P(E)$  — вероятность выделения такой энергии внутри ячейки («радиационный спектр» одиночного события),  $R(E, t)$  — зависящая от интенсивности радиационного поля и от деталей электронного устройства вероятность восстановления («залечивания»).

Аппаратурные функции  $\varphi(E)$  и  $R(E, t)$  зависят от конкретных параметров электронного устройства и в настоящее время их удобнее определять экспериментально. Мы ограничимся пока простейшим случаем  $R=0$ .

На рис. 1 приведены примеры функции  $\varphi(E)$ , измеренной описанными в работах [2, 3] методами для нескольких стандартных элементов оперативного запоминающего устройства в диапазоне  $E=0-20$  МэВ. Измерения выполнены в пучках электронов и тяжелых ионов ускорителей ЛЯР ОИЯИ. При этом электронная схема обеспечивала выполнение условия  $R=0$  и число наблюдавшихся в эксперименте радиационных сбоев точно соответствовало функции  $\varphi$ .

Как видно, для разных запоминающих элементов функции  $\varphi(E)$  очень похожи и по существу различаются лишь сдвигом вдоль оси  $E$ .

Зависящий от типа бомбардирующей частицы радиационный спектр одиночного события  $P(E)$  в настоящее время может быть достаточно точно рассчитан теоретически методом Монте—Карло на основе модели межъядерного каскада учитывающей вклад лавины распространяющихся в веществе адронов и сильно ионизирующих его ядер отдачи. При этом в соответствии с задаваемыми ве-

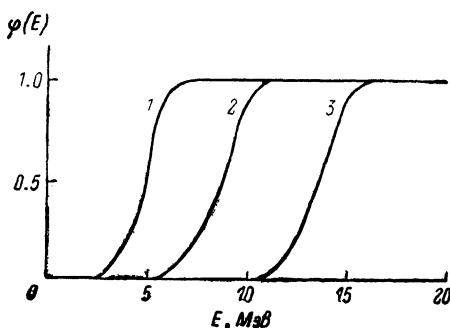


Рис. 1. Вероятность сбоя в элементе оперативной памяти с емкостью 64 (1), 16 (2) и 4 К (3) при выделении в одной из его ячеек энергии  $E$ .

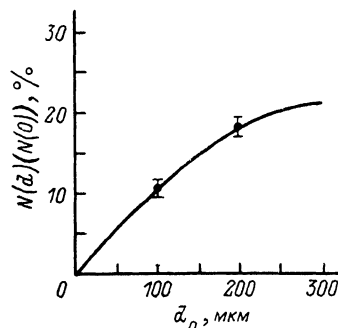


Рис. 2. Увеличение числа радиационно поврежденных ячеек кремниевой микросхемы за счет частиц, вылетающих из ее подложки толщиной  $d$ .

Расчет выполнен методом Монте—Карло для пучка протонов с энергией 3.65 ГэВ. Точки показывают статистическую точность расчета. Предполагалось, что повреждение ячейки происходит, если в ней выделяется энергия, большая 2 МэВ.

роятностями взаимодействий «дерево» рассеивающихся и вновь рождающихся частиц разыгрывается в узлах ветвления, а в промежутках между ними рассчитываются потери энергии заряженными частицами вследствие ионизационных процессов.

Написанная на языке ФОРТРАН программа математического моделирования межъядерного каскада в веществе, пригодная для энергий бомбардирующих частиц от десятков МэВ до нескольких ГэВ, описана в работах [4, 5]. В [6] она распространена на область энергий вплоть до  $E=100$  ГэВ (100 ГэВ/нуклон, если бомбардирующая частица — атомное ядро). Исходными данными модели являются энергетический спектр и тип бомбардирующих частиц ( $\pi$ -мезоны, нуклоны, ядра с заданными значениями массового и зарядового чисел), химический состав мишени и ее геометрия. Метод Монте—Карло позволяет рассматривать как однородные, так и гетерогенные, очень сложные по своей конфигурации, среды. По желанию пользователя может выдаваться суммарный результат от всех участвующих в каскаде частиц и ядер или анализироваться вклад отдельных его компонентов. Время расчета тысячи межъядерных каскадов на ЭВМ с быстродействием миллион операций в секунду в зависимости от сложности геометрии составляет 1—2 ч.

Вместе с эмпирической аппаратурной функцией  $\varphi(E)$  математическое моделирование спектра  $P(E)$  позволяет оценивать радиационную устойчивость пленочных полупроводниковых устройств в различных конкретных случаях, когда непосредственные экспериментальные исследования весьма затруднительны.

Особенность расчетов с пленочными мишенями состоит в том, что при непосредственном моделировании каскадов [4] большинство бомбардирующих пленку частиц проходит сквозь нее, не испытав ни одного ядерного взаимодействия. При этом мы фактически рассчитываем макроскопическое сечение

взаимодействия частиц с пленкой, поэтому, чтобы зафиксировать достаточное число взаимодействий в ней, требуется непомерно большое время на ЭВМ. Расчет упрощается, если сечение взаимодействия частиц с пленкой задать заранее, исходя из экспериментальных данных о сечениях ядерных реакций, и использовать его далее в качестве статистического веса при монте-карловском розыгрыше. Другими словами, можно считать, что с пленкой взаимодействует каждая первичная частица, а результирующие данные относить к эффективному потоку

$$N = N_0 [1 - \exp(-d \cdot \Sigma_{tot})]^{-1}, \quad (2)$$

где  $N_0$  — реальный поток первичных частиц,  $d$  — толщина пленки,  $\Sigma_{tot}$  — макроскопическое сечение упругого и неупругого ядерных взаимодействий.<sup>1</sup>

В действительности ситуация несколько сложнее, поскольку кристаллические «соты» полупроводниковых ячеек крепятся на подложке, в которой тоже развиваются каскады ионизирующих частиц. При этом некоторые частицы движутся под большими углами к направлению первичного пучка ( $\theta > 90^\circ$ ) и тоже могут стать причиной радиационного повреждения полупроводниковых ячеек. Правда, при высоких энергиях вклад таких частиц невелик. Так, расчет показывает, что при облучении 100 мкм пленки протонами с энергией в несколько ГэВ/нуклон учет кремниевой подложки с толщиной  $d=200$  мкм увеличивает число ячеек всего на 20 % (рис. 2). Однако с уменьшением энергии радиационный эффект подложки становится более важным.

Чтобы сохранить высокую эффективность монте-карловского розыгрыша и учесть вклад подложки, удобно и тут использовать статистические веса: например, разыгрывать глубину ядерного взаимодействия по экспоненциально убывающей весовой функции с соответственно подобранным показателем, который определяется в основном средним радиационным пробегом образующихся в подложке  $\alpha$ -частиц (другие ядерные компоненты дают меньший вклад) (см. ниже) и слабо зависит от энергии бомбардирующего пучка.<sup>2</sup>

В качестве конкретного примера мы рассмотрели радиационные повреждения протонами и ионами  $^{12}\text{C}$  с энергией 3.65 ГэВ/нуклон кремниевой кристаллической микросхемы, имеющей поперечные размеры  $0.2 \times 0.5$  см и состоящей из 4000 полупроводниковых ячеек с толщиной 100 мкм, укрепленных на кремниевой подложке. Предполагалось, что первичные частицы равномерно бомбардируют кристалл перпендикулярно его поверхности.<sup>3</sup> В реальных полупроводниковых схемах чувствительный к радиационным повреждениям объем, зависящий от конкретного их устройства, несколько меньше геометрического объема ячейки. Мы это различие пока не учитывали. В качестве пороговой энергии, характеризующей радиационную устойчивость ячеек, мы, как и на рис. 2, выбрали значение  $E_0=2$  МэВ. Это значение соответствует эксперименту, результаты которого представлены на рис. 1. В других случаях она может быть иной.

На рис. 3 приведены расчетные распределения числа поврежденных ячеек по величине выделившейся в них энергии  $n(E)/n_{tot}$ , где

$$n_{tot} = \int_{\epsilon > E_0} n(\epsilon) d\epsilon \quad (3)$$

— полное число поврежденных ячеек.

<sup>1</sup> Например, в случае кремниевой пленки 100 мкм стандартной микросхемы, облучаемой протонами с энергией в несколько ГэВ, характеризующей эффективность счета коэффициент  $N/N_0=296$ . В пучке ионов  $^{12}\text{C}$  —  $N/N_0=847$ . В пределах рассмотренных нами толщин подложек  $d < 200$  мкм их учет приводит к увеличению указанных коэффициентов на фактор, приблизительно равный отношению суммарной толщины подложки и кристалла к толщине кристалла.

<sup>2</sup> При высоких энергиях первичных частиц средняя энергия  $\alpha$ -частиц, рождающихся в процессе межъядерного каскада (в том числе при «испарении» возбужденных послекаскадных ядер отдачи), составляет около 10 МэВ, что соответствует пробегу в 70—80 мкм. Средние радиационные пробеги более тяжелых ядерных компонентов каскадной лавины значительно меньше (около 1—40 мкм). Поэтому существенны лишь первые 200—300 мкм подложки, соответственно кривая  $N(d)/N(0)$  на рис. 2 выходит на плато при  $d$  равном примерно 300 мкм.

<sup>3</sup> Разработанная нами программа позволяет рассматривать и неоднородные пучки, в том числе пучки с угловым разбросом, что важно, в частности, при изучении радиационного воздействия космических лучей на приборы спутников [7, 8].

На рис. 4 указаны соответствующие интегральные распределения

$$\Delta E = \int_{\epsilon > E} n(\epsilon) d\epsilon / n_{i0t} \quad (4)$$

Как видно, энерговыделение слабо зависит от типа бомбардирующей частицы. Приблизительно в половине случаев при облучении протонами и примерно в 60 % случаев при облучении ионами  $C^{12}$  в ячейке выделяется энергия  $E=2-4$  МэВ. Вероятность очень большого энерговыделения  $E > 10$  МэВ составляет в обоих случаях всего лишь около 3—4 %.

Для понимания механизма радиационных повреждений и дальнейшего совершенствования физических аспектов модели важно знать, какие частицы —

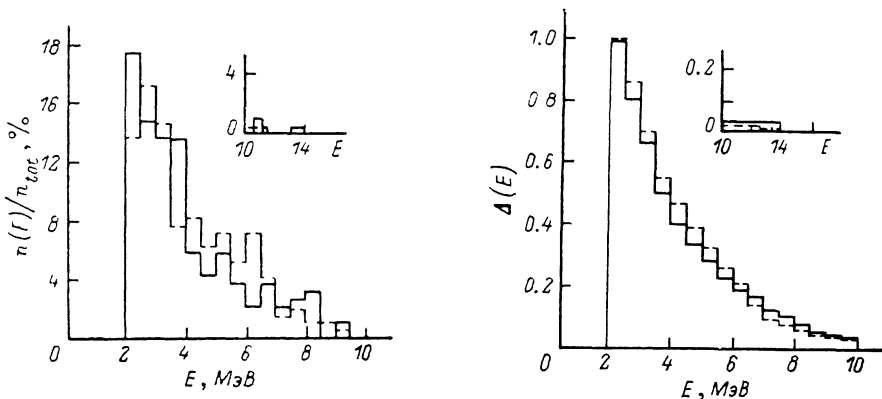


Рис. 3. Относительное число ячеек микросхемы, в которых под действием протонов (пунктир) и ионов  $^{12}C$  (сплошная гистограмма) выделилась энергия  $E$ .

Статистическое обеспечение расчетов — 1000 взаимодействий первичных протонов в слое полупроводниковых ячеек и кремниевой подложки 200 мкм, в результате которых произошло 193 повреждения ячеек; соответственно 190 поврежденных ячеек на 1113 ионов  $^{12}C$ .

Рис. 4. Относительное число ячеек микросхемы с энерговыделением, превышающим  $E$ . Сплошная гистограмма — для пучка ионов  $^{12}C$ , пунктир — протоны. Статистическое обеспечение такое же, как и на рис. 3.

каскадные адроны, многозарядные фрагменты распадающихся послекаскадных ядер или ядра отдачи — дают основной вклад в энерговыделение. С этой целью на рис. 5 показан относительный вклад в вероятность радиационного повреждения ячейки (т. е. выделения в ней энергии  $E > 2$  МэВ) различных сортов заряженных частиц, образующихся в процессе межъядерного каскада.

Обращает на себя внимание пренебрежимо малый (5—7 %) вклад однозарядных частиц — каскадных протонов, мезонов, ядер дейтерия и трития. Это объясняется тем, что большинство этих частиц имеет высокую энергию и соответственно очень слабо ионизирует среду. Главный вклад (40—60 %) дают двухзарядные ионы гелия и приблизительно столько же (60—40 %) вносят тяжелые многозарядные ядра отдачи, образующиеся в результате неравновесных (предкомпаундных) распадов и «испарения» послекаскадного ядра. Поскольку протоны слабее разрушают ядро-мишень, то относительный вклад ионов гелия в этом случае меньше, а вклад ядер отдачи с зарядами, близкими к исходному, больше, чем при облучении ионами углерода.

Следует особо подчеркнуть, что расчет послекаскадной стадии взаимодействия быстрых частиц и ядер с ядрами наименее отработан. В частности, подбор входящих в расчет феноменологических параметров затруднен недостатком надежных экспериментальных данных об энергии возбуждения и импульсах ядер (часть их вообще противоречива [9]). В выполненных до настоящего времени расчетах электроядерных реакторов, выхода практически важных изотопов, усредненных данных для радиационной защиты и в других задачах, связанных с межъядерными каскадами, неточности свойств образующихся возбужденных ядер слабо влияли на результаты и им уделялось сравнительно мало внимания. Модель внутриядерных каскадов при энергиях ниже несколь-

ких ГэВ/нуклон в последние годы не развивалась. Тот факт, что радиационное энерговыделение почти целиком обязано ядерной компоненте каскадной лавины, требует более аккуратного рассмотрения адрон- и ион-ядерных взаимодействий.

Представление о точности расчетов послекаскадной стадии ядерных реакций и соответственно о надежности предсказаний числа радиационных сбоев микро-

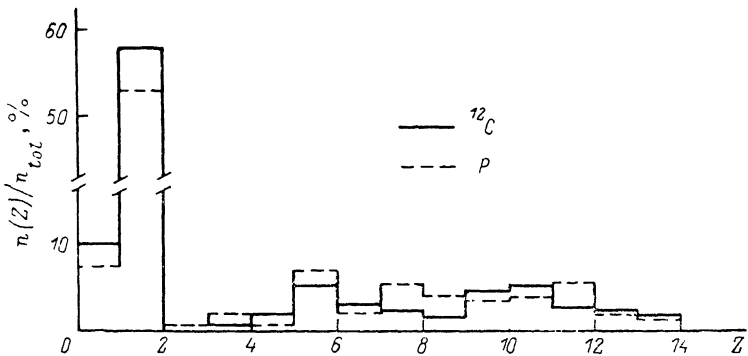


Рис. 5. Вероятность выделения в ячейке радиационной энергии  $E > 2$  МэВ каскадной частицей с зарядом  $Z$ .

Энергия первичных протонов и ионов  $T=3.65$  ГэВ/нуклон.

электронных устройств можно получить путем сравнения различных подходов: испарительной модели, модели, учитывающей предравновесное испускание частиц и фрагментов, перколяционной модели. На рис. 6 и 7 на примере пучка протонов (для ионов получаются близкие результаты) сопоставляются зарядовые и энергетические распределения, рассчитанные с учетом и без учета предравновесного распада послекаскадных ядер со стандартными (обычно используемыми) параметрами. Различия в зарядовых распределениях несущественны. Десятипроцентное расхождение во вкладе  $\alpha$ -частиц обусловлено тем, что предравновесные процессы снижают энергию возбуждения остаточных ядер, благо-

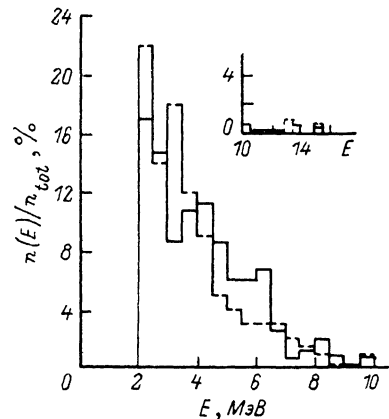


Рис. 6. Энерговыделение в ячейке микросхемы, облучаемой протонами с энергией 1 ГэВ.

Сплошная гистограмма — расчет на основе испарительной модели, дополненной неравновесными распадами; пунктир — расчет без их учета.

даря чему вероятность «испарения» более тяжелых по сравнению с нуклонами  $\alpha$ -частиц тоже уменьшается. Более заметны различия в энергетических гистограммах. Испускаемые ядрами неравновесные фрагменты, как правило, превосходят по своей энергии испарительные частицы и в среднем порождают большее энерговыделение в ячейках. Это говорит о том, что расчеты радиационных повреждений должны обязательно выполняться с учетом неравновесных распадов (гистограммы на рис. 3—5 вычислены именно таким образом). Испарительная модель, дополненная неравновесными предкомпаундными процессами [10], является сегодня наиболее точным подходом к рассмотрению распадов возбужденных ядер при умеренных энергиях возбуждения. Серьезный ее недостаток состоит в том, что она не описывает так называемой фрагментации — испускания ядром тяжелых многозарядных осколков (более тяжелых, чем  $\alpha$ -частицы), обладающих значительной кинетической энергией.<sup>4</sup> Удовлетвори-

<sup>4</sup> Условия применимости модели часто нарушаются в случае легких ядер, обладающих очень большой энергией возбуждения [11]. Это особый вопрос, лежащий в стороне от темы данной работы.

тельной теории этого явления сейчас пока нет; можно лишь, основываясь на экспериментальном факте малости ее сечения, надеяться на то, что фрагментация дает сравнительно небольшой вклад в радиационные повреждения.

Альтернативным способом вероятностного расчета распадов возбужденных ядер является перколяционный подход [12, 13]. Из таблицы видно, что полу-

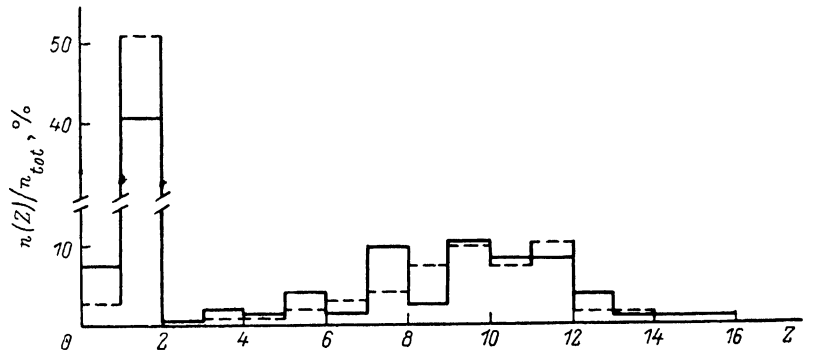


Рис. 7. Вероятность выделения в ячейке микросхемы энергии  $E > 2$  МэВ частиц с зарядом  $z$ .

Облучение протонами с энергией 1 ГэВ. Обозначения такие же, как и на рис. 6.

чающиеся при этом результаты иногда в полтора—два раза отличаются от рассчитанных другим способом. Однако расчетов на основе перколяционного подхода выполнено еще очень мало, поэтому трудно сказать, насколько он предпочтительнее уже известных.

Число ядер с зарядом  $Z$ , образующихся при неупругом взаимодействии протона и иона  $^{12}\text{C}$  с ядром  $^{28}\text{Si}$  при энергии 3.65 ГэВ/нуклон

$Z$	$P + \text{Si}$			$^{12}\text{C} + \text{Si}$		
	$A$	$B$	$C$	$A$	$B$	$C$
1	0.50	0.27	—	0.50	0.34	—
2	0.71	0.55	0.30	0.59	0.44	0.27
3	0.004	0.006	0.01	0.03	0.003	0.01
4	0.04	0.02	0.04	0.06	0.02	0.03
5	0.03	0.01	0.03	0.03	0.02	0.02
6	0.09	0.06	0.09	0.10	0.04	0.07
7	0.03	0.02	0.04	0.04	0.03	0.02
8	0.08	0.08	0.10	0.05	0.04	0.06
9	0.04	0.04	0.05	0.03	0.02	0.03
10	0.08	0.08	0.09	0.04	0.04	0.06
11	0.06	0.07	0.08	0.04	0.05	0.04
12	0.13	0.11	0.18	0.08	0.07	0.09
13	0.13	0.18	0.08	0.07	0.11	0.04
14	0.09	0.14	0.04	0.07	0.10	0.02

Примечание.  $A$  — расчет на основе каскадно-испарительной модели (исследованы 2000 взаимодействий первичных протонов и 1500 взаимодействий первичных ядер  $^{12}\text{C}$ );  $B$  — расчет с учетом неравновесных предкомпаундных процессов распада (1000 взаимодействий первичных протонов и 1000 ионов  $^{12}\text{C}$ );  $C$  — расчет с помощью перколяционной модели (2500 взаимодействий протонов и 2500 ионов  $^{12}\text{C}$ ).

Таким образом, созданная математическая модель позволяет исследовать различные аспекты радиационных повреждений полупроводниковых элементов частицами высоких энергий. Ее дальнейшее усовершенствование связано прежде всего с уточнением теории распада, сильновозбужденных ядер.

Для более надежного тестирования модели необходимы также дальнейшие эксперименты по измерению числа радиационных сбоев в условиях в полу-

проводниковых устройствах при различных значениях пороговой энергии  $E_0$  и различных энергиях бомбардирующих частиц.

Авторы выражают благодарность профессору Л. Н. Зайцеву за обсуждения и стимулирующую поддержку.

### Список литературы

- [1] *Binder D., Smith E. C., Holman A. B.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1975. N 6. Vol. NS-22. P. 2673—2680.
- [2] *Големинюв Н. Г., Иванов В. И., Крамер-Агеев Е. А.* // АЭ. 1980. Т. 49. С. 373—374.
- [3] *Големинюв Н. Г., Крамер-Агеев Е. А.* // Вопросы микродозиметрии. М.: Энергоатомиздат, 1982. С. 68.
- [4] *Барашенков В. С., Ле Ван Нгок, Левчук Л. Г. и др.* // Препринт ОИЯИ. № P2-85-173. Дубна, 1985.
- [5] *Барашенков В. С.* // 30 лет Объединенному институту ядерных исследований. Дубна, 1986. С. 253—262.
- [6] *Varashenkov V. S., Polanski A., Sosnin A. N.* // JINR Preprint. N E2-89-437. Dubna, 1989.
- [7] *Барашенков В. С., Соснин А. Н., Тараненко П. И., Федотов С. Н.* // Препринт ОИЯИ. № P2-86-226. Дубна, 1986.
- [8] *Varashenkov V. S., Volchansky A. V., Kondratjev L. N. et al.* // JINR Preprint. N E2-89-233. Dubna, 1989.
- [9] *Херрманн Э., Барашенков В. С., Новгородов А. Ф., Халкин В. А.* // Препринт ОИЯИ. № P1-87-809. Дубна, 1987.
- [10] *Гудима К. К., Осоков Г. А., Тоннев В. Д.* // ЯФ. 1975. Т. 21. С. 260—272.
- [11] *Барашенков В. С., Тоннев В. Д.* Взаимодействия высокоэнергетических частиц ядер с ядрами. М.: Атомиздат, 1972.
- [12] *Campi X., Desbois J.* // Proc. of the 7<sup>th</sup> High Energy Heavy Ion Study. GSI Report. Darmstadt, 1985. P. 707—718. *Bauer W., Dean D. R., Mosel U. Post U.* // Ibid. P. 701—706.
- [13] *Uzhinskii V. V., Shmakov S. Yu.* // JINR Preprint. N E2-89-581. Dubna, 1989.

Поступило в Редакцию  
19 сентября 1989 г.

В окончательной редакции  
5 января 1990 г.