

УДК 539.16

ИОНИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ФРАГМЕНТОВ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ, ВЫЗЫВАЕМЫХ КОСМИЧЕСКИМИ ПРОТОНАМИ В СЛОЯХ МЕТАЛЛИЗАЦИИ СОВРЕМЕННЫХ 3D-СБОРОК МИКРОСХЕМ

© 2014 г. В. Я. Чуманов*, А. Г. Кадменский, Н. Г. Чеченин

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, 119991 Москва, Россия

*E-mail: vchumanov@yandex.ru

Поступила в редакцию 28.01.2014 г.

В современной технологии изготовления интегральных схем рост плотности транзисторов приводит к тому, что все больший объем в чипе занимают изолированные токопроводящие металлизированные слои. В них все чаще вместо алюминия используются медь и вольфрам. Реакция скалывания протонами с энергией ~1 ГэВ ядер W приводит к образованию огромного числа изотопов элементов — от O до Ta. Опубликованы экспериментальные данные о сечениях таких ядерных реакций и средних скоростях остаточных ядер-фрагментов. В данной работе проводится анализ литературных данных и оценка ионизационных эффектов некоторых фрагментов реакции $W(p, X)$ в чувствительных областях транзисторов микросхемы, изготовленной по 3D-технологии со скрепами из вольфрамовых стержней.

DOI: 10.7868/S0207352814090042

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время безопасность космического аппарата существенно зависит от надежности работы электроники [1]. Космическая радиация, как было ранее показано в ряде обзоров, например [2–4], вызывает как постепенное изменение электрических характеристик активных и пассивных частей электронной схемы в результате дозовой деградации при облучении в течение длительного времени, так и отчетливые во времени события одиночных отказов (Single Event Effects – SEE), связанных с пролетом одиночной частицы. Причиной одиночных сбоев в работе электроники является ионизация вещества чипа быстрой заряженной частицей, когда часть ее кинетической энергии конвертируется вблизи траектории в энергию возникновения электрических зарядов в полупроводниках и диэлектриках микросхем.

В предыдущей статье [5] рассматривались ионизационные эффекты, приводящие к сбоям в работе электроники на борту космического корабля, связанные с прохождением галактических космических лучей через чувствительные области транзисторов в микросхемах. Движение генерируемых при этом зарядов под действием градиента электрического поля и/или градиентов плотности носителей заряда вызывает всевозможные виды одиночных сбоев. Эти эффекты возникают вследствие как прямой ионизации, так и ионизации вещества вторичными частицами — фрагмен-

тами ядерной реакции падающего релятивистского иона с ядрами атомов вещества микросхем.

В [5] на примере модели прототипа конкретной многослойной структуры КМОП (комплементарная структура металл–оксид–полупроводник, или CMOS) выполнен расчет количества электронно-дырочных пар ($e-h$ -пар), индуцированных в активной области транзистора пролетающими через нее ионами галактических космических лучей. Было показано, что наибольшее количество заряда в рассмотренном дизайне чипа выделяется в чувствительном слое транзистора в том случае, если налетающий с определенной энергией на космический аппарат ион потеряет после прохождения радиационной защиты корабля, защиты электроники и самой микросхемы столько энергии, что его остаточная энергия окажется в области значений максимума кривой торможения для ионов кремния. Иными словами, чтобы вероятность одиночных сбоев была максимальной, пик кривой Брэгга для иона, летящего по определенной траектории через структуры космического аппарата, должен приходиться на подзатворную область транзистора. Показано, что ионы от Si до Fe могут иметь значение линейных потерь энергии $LET(Si) = (dE/dx)\rho^{-1} > 10 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2/\text{мг}$, достаточное для появления опасного одиночного сбоя, например необратимого “тиристорного” сбоя [6]. В выражении для линейных потерь энергии dE/dx — тормозная способность кремния для тяжелых ионов, а ρ — его плотность. Более легкие

ионы, от He до Mg, могут вызвать более мягкую, обратимую ошибку.

Протоны, составляющие наибольшую фракцию галактических космических лучей (~95%), обладают значительной проникающей способностью, но не вызывают заметной ионизации атомов кремния. Однако ранее в [5] был показан пример конверсии кинетической энергии протонов через ядерную реакцию $\text{Si}(p, X)\text{Mg}$ в большую ионизационную способность тяжелых ядер-фрагментов. Протоны с энергией 100 МэВ могли создать в активной области полевого МОП-транзистора (FMOS) лишь ~100 $e-h$ -пар, тогда как продукты реакции (ионы Mg с энергией 1–10 МэВ) могут инжектировать в подзатворную область в 600–2000 раз большее количество неравновесных носителей заряда. В [7] продемонстрирован пример множественного сбоя в КМОП-микросхеме памяти, изготовленной в соответствии с технологической нормой 130 нм. Протон с энергией 63 МэВ при скользящем падении на поверхность схемы в результате ядерной реакции с ядром кремния вызвал появление иона кислорода (с энергией 14 МэВ), который прошел через шесть чувствительных ячеек микросхемы, расположенных в плотноупакованном ряду.

Присутствие в современных микросхемах слоев металлизации на основе Cu, W (Au) или использование Hf в подзатворных оксидах, диэлектрических стенках и колодцах, несомненно, может повлиять на скорость одиночных сбоев. Частичный отказ от использования Al в микросхемах связан с существованием эффекта электромиграции в тонких слоях металла при больших плотностях электронного тока, при котором атомы перемещаются вдоль слоя под действием электронов, создавая разрывы в электросоединениях и, соответственно, наплывы на металле, приводящие к коротким замыканиям между изолированными проводниками. Добавление примеси меди к Al снижает этот эффект. Известно, что алюминий хорошо растворяет кремний, это ограничивает его использование в качестве контактов. Вместо Al в контактах применяют W и другие тяжелые металлы. Медь нельзя использовать в контактах, поскольку она легко диффундирует в кремний, создавая глубокие энергетические уровни в его запрещенной зоне, снижающие частоту переключения транзисторов. По этой же причине проводящие слои меди следует изолировать диффузионно-барьерными слоями от других структур микросхемы. По мере миниатюризации транзисторов в микросхемах возрастает объем многоуровневой металлизации, имеющей структуру, включающую контактный, диффузионно-барьерный слои и несколько уровней токоведущей разводки. Общая протяженность межсоединений в больших интегральных схемах может достигать нескольких километров [8].

Ранее вертикальные контактные колодцы заполнялись Al с помощью физического распыления (PVD). Однако длинные колодцы трудно заполнять этим методом из-за образования пустот. В современной технологии используют вольфрам, который наносится методом химического осаждения из газовой фазы (CVD), не образующим пустоты в узких глубоких полостях. В настоящее время разрабатывается технология (3DIC) изготовления микросхем, в которой на первом этапе изготавливаются идентичные чипы на одной Si-пластине (например, по технологии КНИ (кремний-на-изоляторе) КМОП (SOI CMOS)), содержащие транзисторы и слои металлизации, а затем из нескольких пластин собирается 3D-схема. Чипы механически скрепляются между собой цилиндрическими вольфрамовыми пробками (цилиндрами, например, диаметром ~1.25 мкм и длиной ~7.4 мкм). В результате получается трехъярусная конструкция высотой 20 мкм, содержащая помимо девяти контактных W-слоев еще и объемные W-пробки (vias) [9].

Известно, что энергетический спектр протонов галактических космических лучей имеет максимум в области 200–800 МэВ [10]. Эксперименты по расщеплению протонами с энергией ~1 ГэВ тяжелых ядер (от Fe до U) показали, что в результате ядерной реакции скалывания (и/или деления) возникают сотни изотопов элементов от K до Ta. В данной работе анализируются опубликованные данные о сечениях ядерных реакций протонного расщепления тяжелых ядер и средних скоростях остаточных ядер-фрагментов. Также проводится оценка ионизационных эффектов различных фрагментов реакции $\text{W}(p, X)$ в чувствительных областях транзисторов модельной микросхемы, изготовленной по 3DIC-технологии с вольфрамовыми скрепами [9].

ИЗМЕРЕНИЯ КИНЕМАТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЯДЕР-ОСТАТКОВ В РЕАКЦИИ РАСЩЕПЛЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР РЕЛЯТИВИСТИЧЕСКИМИ ПРОТОНАМИ

В конце 30-х годов прошлого века было обнаружено [11], что при делении урана выделяется значительная энергия, уносимая нуклонами и ядрами-фрагментами. Через десять лет были построены ускорители протонов с энергией в десятки и сотни МэВ, позволившие начать исследование ядерных реакций скалывания протонами тяжелых ядер (spallation reactions). В этой реакции протон, имеющий радиус $r_p \sim 0.877$ фм [10], налетает с энергией $T_p = 1$ ГэВ на неподвижное тяжелое ядро радиусом $r_A = r_0 A^{1/3}$. Здесь массовое (барионное) число ядра A равно сумме протонов и нейтронов $Z + N$. Параметр r_0 характеризует среднее расстояние ядерного взаимодействия между

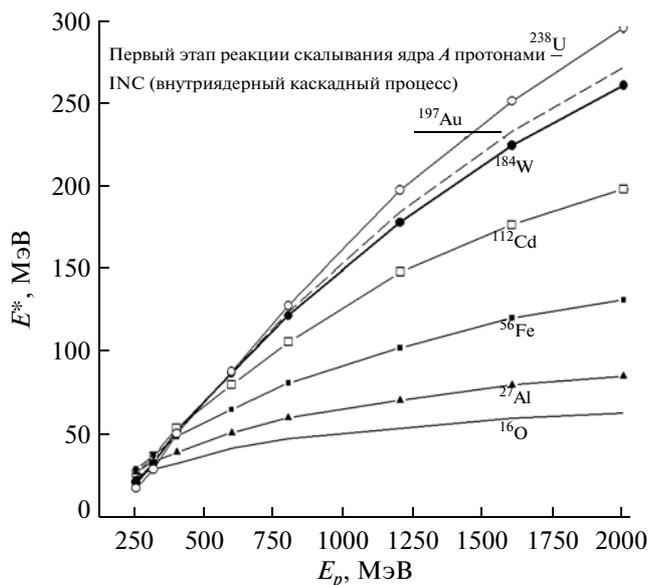


Рис. 1. Зависимости энергии возбуждения ядер E^* , полученных на INC-этапе реакции скалывания ядер (от ^{16}O до ^{238}U), от энергии протонов E_p [12].

нуклонами. Радиус ядра вольфрама $r_W \sim 7$ фм, т.е. объем ядра атома W превышает объем протона в 508 раз. Средняя энергия связи между 184 нуклонами в ^{184}W – 8 МэВ/нуклон, связь осуществляется быстрым межнуклонным обменом π -мезонами трех типов.

Проекционный пробег указанных протонов в вольфраме составляет 31 см (в свинце и алюминии – 56 см и 152 см соответственно). Релятивистский импульс протона $p = (T_p(T_p + m_p c^2))^{1/2}/c$ при энергии 1 ГэВ имеет значение 1692 МэВ/с, здесь скорость света $c = 30$ см/нс. Гипотетически этот импульс мог быть передан составному ядру рения-185, если бы протон, потеряв свою кинетическую энергию при столкновении, застрял в ядре W. Однако картина реакции $p + W$ более сложная. Длина волны де Бройля протона $\lambda = h/p = 0.73$ фм, а радиус действия ядерных сил $r_0 \sim 1$ фм, поэтому первый этап реакции скалывания представляет собой индивидуальные столкновения нуклонов ядра, вызванные первичной частицей. Этот внутриядерный каскад (IntraNuclear Cascade – INC) длится недолго – порядка 0.1 зс (10^{-22} с) и сопровождается выбиванием из исходного ядра протонов, нейтронов и мезонов.

Теоретическое описание из первых принципов INC-этапа реакции невозможно, расчеты проводятся в рамках полуклассического описания процесса квазисвободного столкновения нуклонов внутри ядра методом Монте-Карло с использованием полуэмпирических и квантово-механических сечений взаимодействия частиц [12, 13]. Согласно моделям Монте-Карло, первоначальное

расположение нуклонов в ядре разыгрывается и фиксируется, включается движение газа фермионов в общем ядерном поле с учетом принципа запрета Паули, возбуждения нуклонов рассматриваются в виде короткоживущих Δ -резонансов, все траектории нуклонов предполагаются прямолинейными. Вычисления показали, что порядка 15% начальной энергии протонов переходит в энергию возбуждения E^* ядра. На рис. 1 показаны выбранные из [12] расчеты значений $E^*(E_p)$ для ядерных реакций протонов с тяжелыми ядрами. Ядро ^{184}W получает энергию $E^* = 150$ МэВ при столкновении с протоном с энергией 1 ГэВ.

Энергию сталкивающейся системы можно представить в виде равенства [12]:

$$E_p = \sum_{j=1}^{N_{ej}} T_j + \sum_{i=1}^{N_{\pi}} \epsilon_i + E^* + E_{\text{rec}} + S,$$

в котором слева стоит кинетическая энергия падающего протона, первый член справа – кинетическая энергия выброшенных из ядра нуклонов с учетом образования Δ -возбуждений, второй член – полная энергия, унесенная выбитыми пионами, третий член – энергия возбуждения остаточного ядра (remnant) после INC-этапа и четвертый – энергия отдачи остатка. Последний член суммы – энергия разделения, потраченная на выход нуклонов и пионов из основного состояния ядра-мишени. Энергия возбуждения E^* ядра достигает своего максимального значения за время ~ 9 фм/с (c – скорость света) за счет трех столкновений (в среднем) протона, падающего с прицельным параметром $b = 0$ и энергией 1 ГэВ, с нуклонами тяжелого ядра (W или Au) [14]. Всего в столкновениях внутри ядра участвуют в среднем около 12 нуклонов. На одно неупругое столкновение тратится примерно 230 МэВ энергии протона, в случае упругого соударения протон теряет в два раза меньше энергии.

Моделирование INC-стадии столкновения протона с энергией 1 ГэВ с ядром Pb при параметре удара $b = 4$ фм в [15] показало, что энергия возбуждения после максимального значения довольно резко спадает вплоть до времени ~ 60 фм/с, далее спад энергии становится более пологим вплоть до времени 180 фм/с. Время точки перегиба $E^*(t)$ характеризует окончание активной фазы реакции, во время которой возбуждение ядра снимается вылетом нейтронов, протонов и пионов. Расчеты [15] показали, что в этой фазе в среднем вылетают пять нейтронов, три протона и 0.3 пиона (для случая 800 МэВ $p + ^{184}\text{W}$). Средняя кинетическая энергия выбитых нуклонов в зависимости от времени вылета меняется от 200 до 13 МэВ. В течение каскадного процесса выполняются законы сохранения барионного числа, заряда, энергии, импульса и момента импульса. В частности, импульс отдачи ядра-остатка (remnant) как целого

объекта, без учета импульсов внутриядерных частиц, можно записать как $\mathbf{p}_{\text{rem}} = \mathbf{p} - \mathbf{p}_{ej} - \mathbf{p}_\pi$. В правой части – векторная разность импульса протона \mathbf{p} и суммарных импульсов выбитых нуклонов и пионов. Следует подчеркнуть, что хотя импульс отдачи ядра-остатка может составлять значительную часть импульса протона, но соответствующая энергия отдачи (recoil), записанная в нерелятивистской форме $E_{\text{rec}} = p_{\text{rem}}^2 / (2mA_{\text{rem}})$, мала по сравнению со значениями кинетической энергии выбитых частиц и энергией возбуждения. В формуле для кинетической энергии m – масса нуклона, A_{rem} – массовое число ядра-остатка.

На следующей стадии реакции (стадии испарения-девозбуждения или испарительной фрагментации) происходит снятие возбуждения ядра-остатка за счет выброса нуклонов со средней энергией 10–7 МэВ. Расчеты двойных дифференциальных спектров выбитых нуклонов показали, что при энергии нуклонов, например, 100 МэВ, сечение образования нейтронов (n) примерно в десять раз выше сечения для протонов. При малой энергии выбитых нуклонов (на стадии испарения) различие в сечениях для n и p превышает два порядка. Верхняя граница энергетических спектров нейтронов, протонов и пионов близка к кинетической энергии налетающих на мишень протонов.

В результате двух этапов реакции скалывания тяжелых ядер релятивистскими протонами образуются ядра-осколки (residue) многочисленных изотопов, близкие по зарядам и массам к исходному ядру-мишени, но имеющие некоторый дефицит нейтронов, что может приводить их к последующему β -распаду. В случае, если энергия возбуждения ядра с массовым числом A на один нуклон $E^*/A > 3$ МэВ, тепловое расширение ядра приводит к возникновению пустот в ядерной материи, сопровождаемому кулоновским взрывом ядра – распадом на многочисленные легкие фрагменты (процесс ядерной мультифрагментации [16]).

Вместо испарительного канала реакции возможен канал деления ядра-остатка после INC-стадии на два фрагмента. Несмотря на многочисленные работы по делению ядер нуклонами, вызванные практической ценностью таких исследований, физика деления все еще не вполне ясна. В [17] было показано, что поверхностная энергия ядра, изменяющаяся при его деформации при нагреве, конкурируя с кулоновской энергией ядра-остатка, приводит к возникновению барьера деления с характерной высотой ~18 МэВ. Авторы предполагали, что по мере движения делящейся системы при переходе через барьер в ней происходят изменения плотности энергетических уровней, приводящие к изменению потенциального рельефа за барьером, вплоть до точки распада материнского ядра на два осколка. В дальнейшем было показано, что если энергия возбуждения ядра-остатка

E^* , которая является, по сути, источником деления, мала или сравнима с высотой барьера или значительно его превосходит, то деление не происходит. В [18] и позже в [19] было показано, что при спуске с барьера из-за квантовых флуктуаций в делящемся ядре, сопровождаемых излучением нейтронов и малых нуклонных кластеров, возникает сложная потенциальная картина и следует учитывать диффузионный характер движения ядерной материи при помощи решения интегрального уравнения Фоккера–Планка с ядерным трением и рассеянием энергии. В настоящее время делаются попытки решения соответствующего дифференциального уравнения Ланжевена для производной импульса по времени с учетом инерции ядерной материи, ее трения в вязкой ядерной среде при движении, внутренних флуктуаций плотности и рельефа потенциальной энергии [20–22].

В наглядной модели жидкой капли [17], описывающей ядерное деление, между молодыми фрагментами деформированного нагретом и внутренними осцилляциями ядра-остатка на барьере деления возникает бутылочная шейка длиной ~2 фм. Составное ядро спускается с барьера деления, излучая нейтроны и малые фрагменты, рассеивая энергию и дополнительно проводя обмен нуклонами и энергией возбуждения через шейку между нарождающимися фрагментами, а в точке разрыва (scission) распадается на два осколка за счет кулоновского отталкивания. Полная кинетическая энергия фрагментов в этот момент описывается в модели выражением [20]:

$$E_{\text{kin}} = e^2 Z_1 Z_2 / (R_1 + R_2 + d), \quad (1)$$

где $Z_2 = Z - Z_1$ и Z_1 – заряды наблюдаемых фрагментов, Z – заряд делящегося ядра в точке разрыва, а шейка деформированной системы $d = 2$ фм. Радиусы осколков определяются формулой:

$$R_i = r_0 A_i^{1/3} (1 + 2b/3), \quad (2)$$

где параметр радиуса ядра $r_0 = 1.16$ фм, а коэффициент квадрупольной деформации материнского ядра $b = 0.625$. Эти параметры подогнаны под измеренные энергии осколков многих делящихся ядер [23, 24]. A_i – массовые числа ядер-осколков деления: A_1 выбирается как средняя масса измеренных изотопов с атомным номером Z_1 , а A_2 выбирается в предположении, что отношение A/Z одинаково у двух осколков. Другими словами, после разделения фрагментов нейтроны не испускаются. Это допущение не совсем верно, но оно вносит лишь незначительную погрешность в расчеты. Средние скорости осколков в системе центра масс $\langle v_{\text{CM}} \rangle$ определяются из законов сохранения \mathbf{p} и E .

Стандартные измерения сечений деления ядер ранее проводились методом прямой кинематики [25], когда тяжелые атомы тонкой мишени бомбарди-

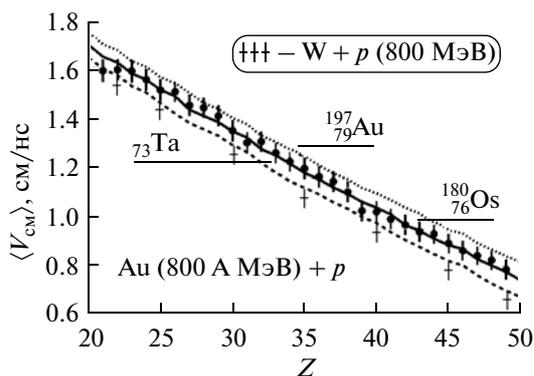


Рис. 2. Средняя скорость в системе центра масс как функция атомного номера осколков деления в реакции $(800 A \text{ МэВ}) \text{ }^{197}_{79}\text{Au} + p$ [20]. Данные сопоставлены с расчетами кулоновского отталкивания для различных делящихся ядер с зарядом Z : 79 (пунктирная линия), 76 (сплошная линия) и 73 (штриховая линия).

ровались протонами (или нейтронами), а осколки регистрировались различными детекторами, например гамма-детекторами, регистрирующими радиоактивный распад осколков. Однако такой способ не позволяет обнаружить стабильные изотопы. Использование ядерной (толстой) фотоэмульсии относится к первому поколению ядерных детекторов. Понятно, что метод очень трудоемкий, и возникают проблемы фона. Твердотельные трековые детекторы, расположенные с двух сторон тонкой мишени, позволяли регистрировать скоррелированные по времени и углу осколки, но метод был также трудоемким. Ионизационная камера измеряет, кроме угла вылета, еще и энергию осколков, но она нечувствительна к нейтронам. Полупроводниковые детекторы имеют ограничения из-за радиационных повреждений, они, кроме того, искажают амплитуды импульсов при регистрации тяжелых ионов. Стандартный метод имеет много достоинств, но с его помощью зачастую трудно одновременно измерить несколько наблюдаемых величин, а обработка данных, полученных при различных экспериментальных условиях, не повышает точность измерений, что затрудняет их интерпретацию.

Недавно развит новый метод инверсной кинематики для исследования реакций скалывания, основанный на том, что водородная мишень бомбардируется релятивистскими тяжелыми частицами [26]. Продукты реакции идентифицируются “на лету”, определяются углы эмиссии и скорости фрагментов. В центре им. Гельмгольца (GSI) в Дармштадте (Германия) запущен синхротрон тяжелых ионов (SIS-18), ускоряющий тяжелые ионы (вплоть до урана) до энергий свыше 1 ГэВ/нуклон. Пучок частиц со скоростью 26.2625 см/нс ($v/c = 0.875$) фокусируется на жидководородной мишени ($87 \text{ мг} \cdot \text{см}^{-2}$), находящейся между Ti-фоль-

гами и размещенной на дне гелиевого криостата. Эмитируемые вперед фрагменты не несут атомных электронов (благодаря сверхвысокому вакууму) и анализируются по импульсу в магнитном фрагмент-сепараторе (FRS – FRagment Separator) высокого разрешения. Заряд Z каждого иона определяется по потерям энергии в ионизационной камере на выходе из FRS. Времяпролетный детектор (ToF – time-of-flight) из двух пластиковых сцинтилляторов, разнесенных на 37 м друг от друга, позволяет определить скорость фрагмента v_f . Магнитное поле B сепаратора определяется с точностью 10^{-4} . Радиус траектории иона в магнитном поле ρ_f и поле B позволяют вычислить массовое число A ядра-фрагмента по формуле: $A = eZB\rho_f/(mc\beta\gamma)$, где e – заряд электрона, m – атомная единица массы, $\beta = v_f/c$ и γ – лоренц-фактор. Сечения образования фрагментов измеряются по выходу осколков при использовании вторично-электронного монитора интенсивности пучка бомбардирующих ионов.

В GSI ускорялись с энергией $\sim 1 \text{ ГэВ/нуклон}$ ионы Fe, Xe, Au, Pb, U. На рис. 2 показаны средние скорости осколков деления в реакции $(800 A \text{ МэВ}) \text{ Au} + p$. Такая форма записи реакции показывает, что энергия ускоренного иона золота ($A = 197$) составляет $800 \times 197 = 157.6 \text{ ГэВ}$, или, иначе, 800 МэВ/нуклон . Зависимость скорости от заряда осколка почти линейная, скорости фрагментов пересчитаны в системе центра масс делящегося остатка. Линии на рисунке построены по формулам (1) и (2) для делящихся ядер с зарядами: $Z = 79$ (пунктирная линия), $Z = 76$ (сплошная линия) и $Z = 73$ (штриховая линия). Различия между расчетными и экспериментальными данными свидетельствуют о чувствительности скоростей осколков к заряду ядерной системы в точке деления. Можно сделать вывод, что канал деления очень узкий по заряду материнского ядра, образованного на INC-этапе реакции. Также можно ожидать, что более легкое ядро, чем ^{197}Au , при делении во время столкновения с протонами образует осколки, характеризующиеся меньшими скоростями.

В [20] представлены экспериментальные изотопные распределения осколков с зарядом выше 70, полученных в реакции скалывания $(800 A \text{ МэВ}) \text{ }^{197}\text{Au} + p$. У изотопов осмия наиболее вероятным оказался фрагмент ^{180}Os , что и указано на рис. 2. Можно полагать, что исходное ядро Au может пройти за барьер деления, лишь излучив три протона и 14 нейтронов. Если количество излученных протонов будет значительно отличаться от указанных, деление не произойдет, и после первой стадии реакции энергия возбуждения E^* будет потрачена на испарение нуклонов и легких фрагментов.

К сожалению, не проводились измерения реакции скалывания на ядрах вольфрама методом инверсной кинематики. Было оценено возможное

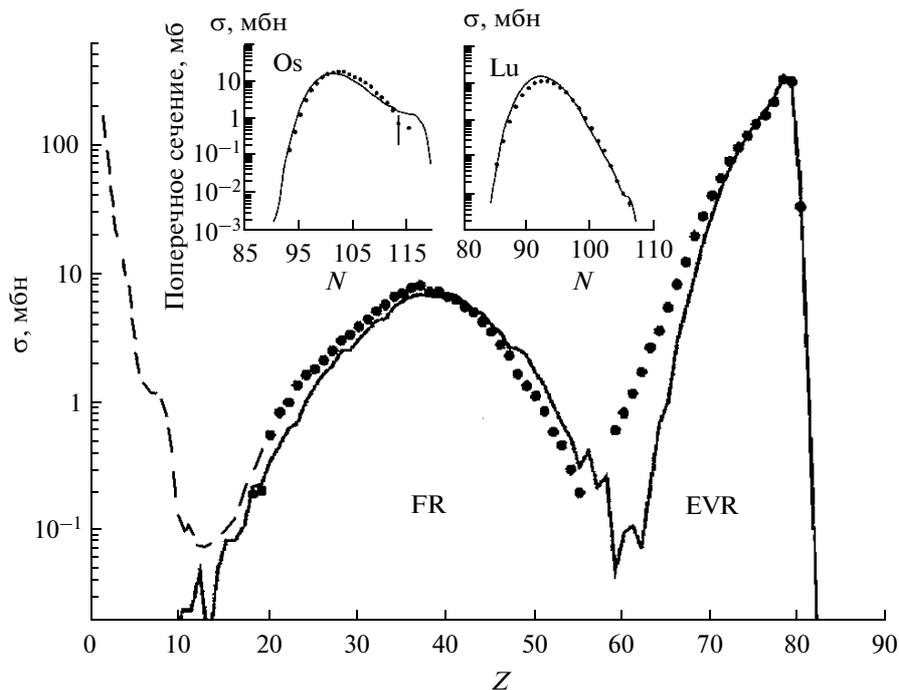


Рис. 3. Сечения образования осколков с зарядом Z в реакции скалывания (800 А МэВ) $Au + p$ [27, 28]. Осколки деления – область FR, испарительные фрагменты – область EVR. Сплошной линией показаны расчеты по модели INCL4 [15], пунктиром – результаты расчетов из [30]. На вкладке показаны распределения изотопов ядер ${}_{76}\text{Os}$ и ${}_{71}\text{Lu}$.

распределение средних скоростей осколков в такой реакции для ионов ${}_{74}^{184}\text{W}$ с энергией 800 МэВ/нуклон. Предположили, что для выхода остаточной системы за барьер деления ядру W следует также испустить три протона. Основанием для этого служит совпадение значений энергии возбуждения E^* у ядер Au и W при энергии 800 МэВ/нуклон (рис. 1). Поскольку среднее и наиболее вероятное число нейтронов имеется у изотопа ${}_{71}^{165}\text{Lu}$ (вставка на рис. 3), то по формулам (1) и (2) было построено распределение скоростей, показанное крестами на рис. 2, для ядер-осколков с зарядами Z от 22 до 49.

На рис. 3 показаны сечения образования ядер-осколков с зарядом Z в реакции скалывания (800 А МэВ) $Au + p$ [27, 28]. Наблюдаются три характерные области, центральную область с Z от 18 до 55 занимают осколки деления (FR – Fission Residues). Наиболее вероятный осколок (в вершине пика) имеет заряд 38, что указывает на заряд делящегося ядра $Z_{\text{fis}} = 2 \times 38 = 76$. На вставке показаны сечения образования изотопов осмия. Изотоп с $N = 104$ имеет наибольшие шансы преодолеть барьер деления. Область осколков с зарядами, близкими к ядру золота, вплоть до $Z = 59$, связана с процессом испарительной фрагментации (EVR – Evaporation Residues). Интересно, что наиболее вероятным в реакции скалывания является то, что ядро золота не потеряет ни одного или потеряет один протон. Довольно вероятным яв-

ляется событие захвата протона, т.е. образование ядра ${}_{80}\text{Hg}$. Кинетическая энергия отдачи фрагментов возрастает с увеличением выброса вперед нуклонов и легких фрагментов. Наибольшую энергию приобретает изотоп празеодима ${}^{142}\text{Pr}$ ($Z = 59$), примерно равную 9 МэВ [29]. С ростом Z (и A) энергия падает почти до нуля (в системе координат, связанной с пучком ионов). Пунктиром показаны расчеты [30] третьей области, заселенной легкими фрагментами с $Z < 10$. Сюда попадают нуклонные кластеры после испарения или процесса мультифрагментации.

На рис. 4 представлена зависимость средней кинетической энергии ядер-осколков деления от заряда Z . Точки – фрагменты реакции (800 А МэВ) $Au + p$ [28]; сплошная линия – экстраполяция для реакции (800 А МэВ) $W + p$. Треугольниками показана часть данных для осколков деления реакции 1 ГэВ $p + W$ в случае прямой кинематики [31]. Видно, что количество измеренных осколков значительно меньше, чем в случае инверсной кинематики. В целом наблюдается хорошее согласие экспериментальных данных с оценкой значений средней кинетической энергии осколков деления. Отметим, что большая энергия протонов в эксперименте [31] приводит к росту энергии возбуждения ядра W на ~ 25 МэВ (рис. 1), с чем, видимо, связано достаточно большая энергия осколков. В [31] данные представлены в зависимости от массового числа A ядер-осколков, на

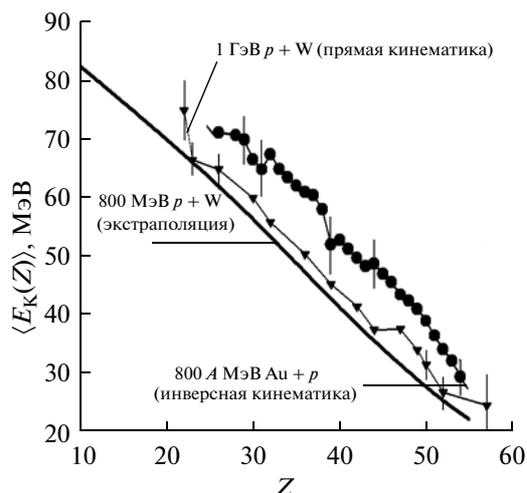


Рис. 4. Зависимость средней кинетической энергии осколков деления от заряда Z : точки — фрагменты реакции ($800 \text{ А МэВ Au} + p$) [28]; сплошная линия — экстраполяция для реакции ($800 \text{ А МэВ W} + p$); кривая с треугольниками — данные для осколков деления в реакции ($1 \text{ ГэВ } p + W$) [30] в случае прямой кинематики. Кинетическая энергия определена в системе центра масс делящегося ядра.

рис. 4 показана пересчитанная зависимость средней кинетической энергии от заряда осколков Z .

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В предыдущем разделе были рассмотрены процессы, сопровождающие реакцию скалывания протонов с энергией $800\text{--}1000 \text{ МэВ}$ с ядрами W и Au . Ядра-осколки деления, как оказалось, имеют среднюю кинетическую энергию от 70 (у ядра ${}_{20}\text{Ca}$) до 30 МэВ (у ядра ${}_{50}\text{Sn}$). Само делящееся ядро, например ${}_{71}\text{Lu}$, может иметь энергию отдачи порядка 5 МэВ , поэтому к указанным выше значениям энергии осколков следует добавить (или вычесть) энергию отдачи для перехода к лабораторной системе отсчета. Такие энергии тяжелых ядер могут вызвать одиночные сбои в микросхеме с металлизацией на основе вольфрама.

В [9] описана трехъярусная интегральная сборка по новейшей 3DIC-технологии, перспективная для космических приложений. Выше была кратко описана технология сборки микросхем с мощной межслойной металлизацией, включающей в себя до 11 слоев Al и девяти W -слоев, а также объемные вольфрамовые цилиндры (*vias*), крепящие конструкцию. Точность сборки ярусов конструкции составляла порядка 0.75 мкм . В работе измерялись SEE-эффекты, индуцированные ионами ${}_{36}\text{Kr}$ с энергией 16 МэВ/нуклон . Для оценки влияния W -контактов и скрепов на ионизацию вещества и выделение энергии ионами (т.е. генерацию заряда в полупроводниках и диэлектриках) проводились расчеты методом Монте-Карло, базиру-

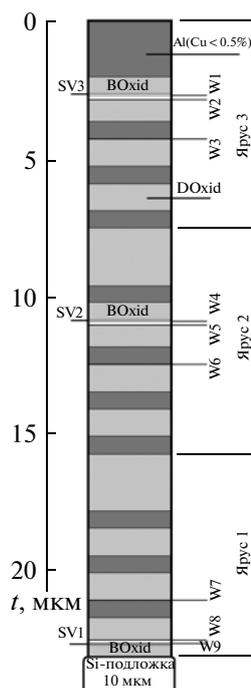


Рис. 5. Схема расположения слоев в трехъярусной модели микросхемы, созданной по 3DIC-технологии [9]. Темно-серым цветом указаны девять Al -слоев (с примесью меди, толщиной $t = 630 \text{ нм}$). Серым цветом выделены оксидные слои, причем три слоя (BO_{Oxid}) — захороненного оксида КНИ-структуры, остальные слои нанесены в процессе изготовления микросхем (DO_{Oxid}). Слева показаны положения трех чувствительных слоев транзисторов (SV — Sensitive Volume) толщиной 40 нм , справа помечено размещение девяти W -контактов толщиной $16\text{--}19 \text{ нм}$. Контакты пронумерованы сверху вниз, так как ионы облучали микросхему сверху. Указаны ярусы микросхемы. Верхний слой Al имеет толщину $t = 2 \text{ мкм}$ и несет функцию защиты чипа от излишнего тепловыделения.

ющиеся на радиационном транспортном коде Geant4 [32]. В статье приводится описание всех слоев трех ярусов микросхемы, применяемое при моделировании. На рис. 5 показана схема расположения слоев при сборке. Детали изложены в подписи к рисунку.

Простая методика расчета ионизации вещества микросхемы при пролете через чип заряженной частицы изложена в [1]. Данные по тормозным способностям элементов для различных ионов и по пробегам ионов имеются на сайте [33]. На рис. 6 показана зависимость числа индуцированных ионами криптона электронно-дырочных пар в чувствительных областях транзисторов трех ярусов (рис. 5). Ионы в расчете налетают нормально на поверхность (сверху на третий ярус чипа). Первая точка справа соответствует энергии 16 МэВ/нуклон ионов криптона, выбранной в [9]. Видно, что выбор энергии в работе был неоптимальным и далеким от пика Брэгга (области

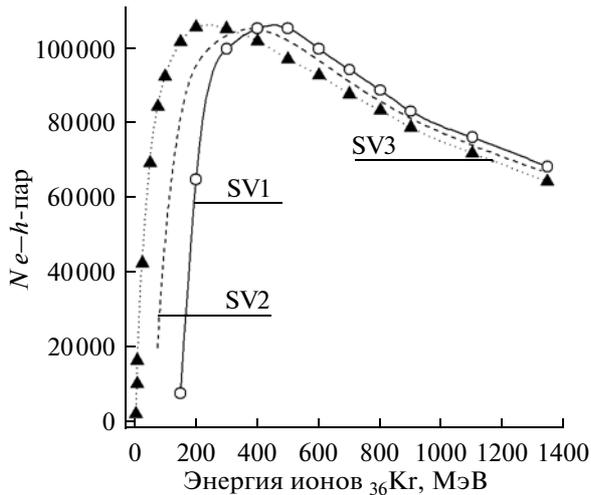


Рис. 6. Энергетическая зависимость числа $e-h$ -пар, индуцированных ионами криптона в чувствительных областях транзисторов трех ярусов микросхемы. Первая точка справа соответствует энергии 16 МэВ/нуклон иона криптона в [9]. Ионы налетают нормально на поверхность, сверху на третий ярус микросхемы (рис. 5).

максимальной тормозной способности ионов). Сплошной кривой показана зависимость от начальной энергии ионов криптона числа $e-h$ -пар, индуцированных в нижнем чувствительном слое. Примерно 8000 пар зарядов выделяют ионы Кг с начальной энергией 150 МэВ, ионы с энергией 130 МэВ не долетают до слоя SV1. Максимальная ионизация кремния в слое SV3 достигается при энергии ионов Кг ~ 200 МэВ.

Поскольку была проведена оценка средней кинетической энергии осколков деления в реакции скалывания релятивистскими протонами ядер ^{184}W , это позволяет подсчитать количество заряда (число $e-h$ -пар), индуцированного в чувствительных областях транзисторов выбранного прототипа современной сборной трехмерной микросхемы (рис. 5), расположенных на любом из трех ярусов чипа. В качестве примера такого рода расчетов на рис. 7 показаны заряды, выделенные при прохождении активного слоя транзистора первого яруса семью осколками деления от самого быстрого ^8O до самого медленного ^{50}Sn , в зависимости от номера контактного слоя вольфрама, в котором они образовались. Первый слой W расположен на расстоянии ~ 20.111 мкм от активного слоя кремния SV1 (напомним, его толщина ~ 40 нм). Последний, девятый, слой W толщиной 19.23 нм является контактом SV1, т.е. размещен на транзисторе. При моделировании предполагали для определенности, что осколки деления возникают в середине вольфрамовых слоев. Торможением протонов с начальной энергией 800 МэВ в микросхеме толщиной порядка 20 мкм пренебрегали. Расстояние между первым и вторым слоями W до-

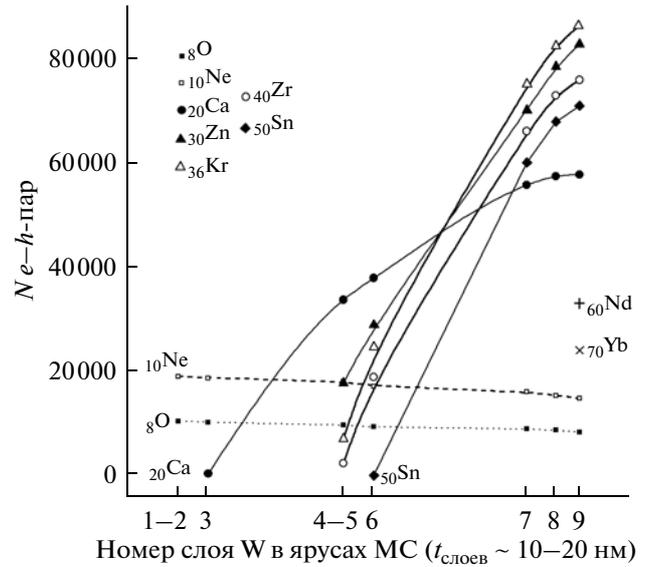


Рис. 7. Количество заряда ($e-h$ -пар), индуцированного в чувствительной области транзистора первого яруса микросхемы ядрами-осколками деления в реакции скалывания (800 МэВ) $p + ^{184}\text{W}$ в зависимости от номера W-слоя в чипе, в котором произошла ядерная реакция. Толщина слоев $t = 10-20$ нм. Структура слоев микросхемы взята из работы [9], в которой измерялась ее стойкость к одиночным сбоям (SEE), вызванным радиационным облучением ионами Кг.

вольно невелико (150 нм Si и ~ 15 нм W), и слои расположены далеко от SV1, поэтому результаты для них совпадают и на рис. 7 показаны одним значением. Это ограничение относится и к четвертому, и к пятому слоям.

Тормозная способность иона зависит от параметров фрагмента как $dE/dx \sim Z_f^2/E_f$. Ионы-осколки кислорода и неона имеют значения энергии, превышающие энергию в пике Брэгга, поэтому их ионизационная способность невелика и слабо зависит от торможения в слое порядка 20 мкм. Как следует из рис. 7, потери энергии для них несколько растут с увеличением пробега в материале микросхемы. Другие пять ядер-осколков, показанные на рис. 7, имеют начальные энергии меньшие, а тормозные способности большие, и поэтому они не долетают из первого слоя W до нижнего слоя SV1. Ионы кальция уже долетают из третьего слоя и более близких слоев W до SV1. Из четвертого-пятого слоев долетают еще три ядра-осколка. Ион олова, образованный в шестом слое вольфрама, долетает до SV1, пробега расстояние в 10.25 мкм. Все ионы тяжелее неона имеют начальные значения энергии меньше, чем энергия максимального торможения, поэтому их ионизационная способность нарастает по мере уменьшения их пробега в веществе чипа. Максимальный заряд индуцирует в первом активном слое кремния ион-осколок ^{36}Kr при усло-

вии его образования в контакте W9. Для сравнения на рис. 7 показана ионизационная способность двух фрагментов реакции скалывания: ${}_{60}\text{Nd}$ и ${}_{70}\text{Yb}$. Ионы Kг имеют наибольшее сечение образования среди осколков деления в реакции скалывания протонов с ядрами вольфрама, примерно такое же сечение имеют ядра-фрагменты иттербия, но благодаря меньшей скорости их ионизационная способность в 3.4 раза меньше, чем у криптона.

В расчете использовались тормозные способности тяжелых ионов, взятые из [33]. Известно, что на релятивистских скоростях использование стандартных формул, например формулы Бете–Блоха, для описания торможения не вполне корректно, ошибка может достигать 5–10% [34]. В частности, в [35] обсуждался вопрос использования понятия эффективного заряда при описании торможения тяжелых ионов в веществе. Было обнаружено в эксперименте в GSI, что пучок ионов ${}^{48}\text{Ca}^{6+}$ с энергией 11.4 МэВ/нуклон ионизовался до Ca^{19+} в среде SiO_2 на длине пролета 10–20 мкм. Эта длина вполне сопоставима с размерами микросхемы, которую рассматривали выше. Было обнаружено также, что сечение ионизации K-оболочки иона Ca с одним или с двумя атомными электронами отличается в два раза. Возможно, однако, что это проявление резонансного атомного эффекта. Специально в той же работе были определены скорости ионов Ca времяпролетным и доплеровским методами. Экспериментальные данные и данные [33] авторы оценили как хорошо согласующиеся.

В случае сравнительно небольших энергий ионов-фрагментов проблема их эффективного заряда (для торможения) все же существует. Связано это с тем, что разлетающиеся при делении осколки не несут на себе электроны и их электронное торможение в среде сначала велико, а затем несколько уменьшается за счет захвата электронов на длине установления эффективного заряда. Полагаем, что вопрос требует дальнейшего изучения.

При оценке ионизационных эффектов в многослойной структуре использовались лишь средние кинетические энергии фрагментов. В принципе, следует учесть дисперсию скоростей осколков и скорость отдачи делящегося ядра. Такую задачу поможет решить программа, разыгрывающая события с учетом вероятностей (сечений) различных процессов, типа транспортного кода Geant4 [32] или пакет программ LANL [30].

В данной работе не учитывались вторичные ядерные реакции, например под действием нейтронов. Действительно, упомянутое выше ядро-фрагмент празеодима образовалось в результате испускания из первичного составного ядра 27 нейтронов (и 15 протонов). В случае нейтронов большой энергии они, не вызывая непосредственно ионизацию среды, могут вызвать вторичную реак-

цию скалывания с ядрами Al, Si, Fe, Cu, W. На такую возможность обращено внимание в [36].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящее время возникла парадоксальная ситуация, когда при росте плотности транзисторов в микросхемах все больший объем чипа занимают изолированные токопроводящие металлизированные слои, в которых кроме алюминия используется медь и вольфрам. Скалывание космическими протонами с энергией ~1 ГэВ ядер W, Au, Pb приводит к образованию огромного числа изотопов элементов – от O до Ta. За прошедшее десятилетие опубликованы экспериментальные данные, полученные методом инверсной кинематики, о сечениях подобных ядерных реакций и средних скоростях остаточных ядер-фрагментов. В данной работе проанализированы эти литературные данные, предложена экстраполяция для средних скоростей осколков реакции $p + W$ и оценены ионизационные эффекты некоторых фрагментов реакции $W(p, X)A_f$ в чувствительных областях транзисторов микросхемы, изготовленной по современной многоярусной 3DIC-технологии со скрепами из вольфрамовых стержней.

На примере конкретной структуры микросхемы с металлизацией в 11 слоях Al и девяти W-слоях показано, что осколки деления в реакции скалывания от ${}_{20}\text{Ca}$ до ${}_{50}\text{Sn}$ могут индуцировать в чувствительных слоях транзистора толщиной 40 нм от 55 000 до 85 000 электронно-дырочных пар.

К сожалению, имеется немного экспериментальных и теоретических данных о дифференциальных спектрах тяжелых фрагментов ядерных реакций под действием быстрых протонов. Кратко намечены дальнейшие пути эффективных расчетов вероятностей одиночных сбоев в современной электронике, имеющей космические приложения.

Авторы высказывают благодарность Г.П. Похилу за полезные обсуждения при написании данной работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Новиков Л.С., Милеев В.Н., Воронина Е.Н. и др. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2009. № 3. С. 32.
2. Чеченин Н.Г., Кадменский А.Г., Мотавех Х.А., Панасюк М.И. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2012. № 4. С. 1.
3. Chechenin N.G. // J. Nucl. Eng. Technol. 2012. V. 2. № 1. P. 22.
4. Таперо К.И., Улимов В.Н., Членов А.М. Радиационные эффекты в кремниевых интегральных схемах космического применения. М.: Изд-во Бином. Лаборатория знаний, 2012. С. 304.
5. Чуманов В.Я., Кадменский А.Г., Чеченин Н.Г. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2013. № 3. С. 64.

6. Савченков Д.В., Петров А.Г., Яненко А.В., Чумаков А.И., Чубунов П.А., Анашин В.С., Яковлев С.А. // Тезисы докладов 16 Всерос. научн-техн. конф. по радиационной стойкости электронных систем (Стойкость 2013). Лыткарино: ФГУП НИИ прибор. 2013. С. 167.
7. Schrimpf R.D., Weller R.A., Mendenhall M.H., Reed R.A., Massengill L.W. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2007. V. 261. P. 1133.
8. Громов Д.Г. Учебное пособие по дисциплине “Металлизация в системах с наноразмерными элементами”. М.: МИЭТ, 2011. С. 204.
9. Gouker P.M., Tyrrell B., Renzi M., Chen C., Wyatt P., Ahlbin J.R., Weeden-Wright S., Atkinson N.M., Gaspard N.J., Bhuya B.L., Massengill L.W., Zhang E., Schrimpf E., Weller R.A., King M.P., Gadlage M.J. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2011. V. 58. № 6. P. 2555.
10. Beringer J., Arguin J.-F., Barnet R.M., Copic K., Dahl O., Groom D.E., Lin C.-J., Lys J., Murayama H., Whol C.G., Yao C.-M., Zyla P.A., Amsler C., Antonelli M., Asner D.M., Baer H., Band H.R., Basaglia T., Bauer C.W., Beatty C.J., Belousov V.I. et al. (Particle Data Group) // Phys. Rev. D. 2012. V. 86. 010001. P. 305.
11. Frisch O.K. // Nature. 1939. V. 143. P. 276.
12. Cugnon J., Volant C., Vuillier S. // Nucl. Phys. A. 1997. V. 625. P. 729.
13. Mashnik S.G., Gudima K.K., Prael R.E., Sierk A.J., Baznat M.I., Mokhov N.V. // arXiv: 0805.0751v2 [nucl-th], 12.05.2008.
14. Cugnon J. // Nucl. Phys. A. V. 462. 1987. P. 751.
15. Boudard A., Cugnon J., Leray S., Volant C. // Phys. Rev. C. 2002. V. 66. 044615.
16. Henzlova D., Botvina A.S., Schmidt K.-H., Henzl V., Napolitani P., Ricciardi M.V. // ArXiv: 0507003[nucl-th]
17. Bohr N., Wheeler J.A. // Phys. Rev. 1939. V. 56. P. 426.
18. Kramers H.A. // Physica. 1940. V. 7. P. 284.
19. Grange P., Jan-Qing L., Weidenmueller H.A. // Phys. Rev. C. 1983. V. 27. P. 2063.
20. Benlliure J., Armbruster P., Bernas M., Boudard A., Enqvist T., Legrain R., Leray S., Rejmund F., Schmidt K.-H., C. Stephan C., Tassan-Got L., Volant C. // Nucl. Phys. A. 2002. V. 700. P. 469.
21. Schmidt K.-H. // Presentation on Second IP Eurotrans Internal Training Course “Nuclear Data for Transmutation: Status, Needs and Methods”. Santiago de Compostela (Spain), 2006. <http://igfae.usc.es/genp/documentos/eurotrans/KHSchmidt.pdf>
22. Nishio K. // Presentation on International Conference “Fission 2013”, Caen (France), 2013. <http://pro.ganil-spiral2.eu/events/workshops/fission2013/presentations/wednesday-29th-may-2013/super-heavy-elements>
23. Bockstiege C., Steinhauser S., Benlliure J., Clerc H.-G., Greve A., Heinz A., de Jong M., Junghans A.R., Muller J., Schmidt K.-H. // Phys. Lett. B. 1997. V. 398. P. 259.
24. Schmidt K.-H., Steinhauser S., Bockstiegel C., Grewe A., Heinz A., Junghans A.R., Benlliure J., Clerc H.G., de Jong M., Muller J., Pfitzner M., Voss B. // Nucl. Phys. A. 2000. V. 665. P. 221.
25. Schmidt K.-H., Jurado B., Pleskach R., Ricciardi M.V., Benlliure J., Enqvist T., Farget F., Basquias A., Giot L., Henzl V., Henzlova D., Kelic-Heil A. et al. // ArXiv [nucl-exp.]: 1208.6115. 2009
26. Bernas M., Armbruster P., Benlliure B., Boudard A., Casarejos E., Enqvist T., Kelic A., Legrain R., Leray S., Pereira J., Rejmund F., Ricciardi M.-V., Schmidt K.-H., Stephan C., Taieb J., Tassan-Got L., Volant C. // Nucl. Phys. A. 2006. V. 765. P. 197.
27. Rejmund F., Mustapha B., Armbruster P., Benlliure J., Bernas M., Boudard A., Dufour J.P., Enqvist T., Legrain R., Leray S., Schmidt K.-H., Stephan C., Taieb J., Tassan-Got L., Volant C. // Nucl. Phys. A. 2001. V. 683. P. 540.
28. Benlliure J., Armbruster P., Bernas M., Boudard A., Dufour J.P., Enqvist T., Legrain R., Leray S., Mustapha B., Rejmund F., Schmidt K.-H., Stephan S., Tassan-Got L., Volant C. // Nucl. Phys. A. 2001. V. 683. P. 513.
29. Mashnik S.G., Gudima K.K., Prael R.E., Sierk A.J. // ArXiv [nucl-th]: 0404018v1. 2004
30. Mashnik S.G., Gudima K.K., Mokhov N.V., Prael R.E. // LANL Report LA-UR-07-6198, Los Alamos. https://laws.lanl.gov/vhosts/mcnp.lanl.gov/pdf_files/la-ur-07-6198.pdf
31. Андроненко Л.Н., Вайшене Л.А., Котов А.А., Нестеров М.М., Тарасов Н.А. // Физика элемент. частиц и атомного ядра. 1987. Т. 18. Вып. 4. С. 685.
32. <http://geant4.cern.ch>
33. Ziegler J.F., Ziegler M.D., Biersack J.P. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2010. V. 268. P. 1818.
34. Geissel H., Weick H., Scheidenberger C., Bimbot R., Gardes. D. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2002. V. 195. P. 3.
35. Rosmei O.N., Blazevic A., Korostiy S., Bock R., Hoffmann D.H.H., Pikuz S.A., Efremov V.P., Fortov V.E., Fertman A., Mutin T., Pikuz T.A., Facnov A. Ya. // Phys. Rev. A. 2005. V. 72. P. 052901.
36. Tang H.H.K. // Nucl. Phys. A. 2005. V. 752. P. 706c.

Ionization Effects of Residual Fragments from Nuclear Reactions Caused by Space Protons in Metallic Layers of Microcircuits Fabricated by Novel 3D Technology

V. Ya. Chumanov, A. G. Kadenskii, N. G. Chechenin

In a modern technology of integrated circuit manufacturing the densification of transistors leads to domination of isolated conductive metallic layers in a chip volume. The copper and tungsten are frequently used in these layers instead of aluminum. The spallation reaction between 1 GeV protons and tungsten nuclei leads to formation of a large number of isotopes of elements from O to Ta. Experimental data on the cross sections of nuclear spallation reactions and average speed of residual nuclear fragments obtained in inverse kinematics have been published. In this paper, we analyze the published data and evaluate ionization effects in the sensitive areas of transistors in the microcircuit fabricated by 3DIC technology with the linking by tungsten rods and vias for some fragments produced at the reaction $W(p, X)$.