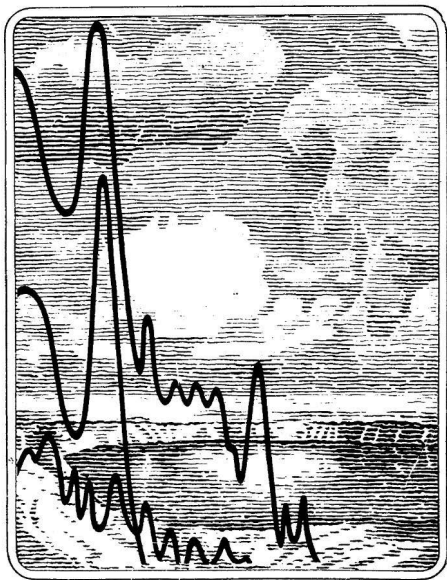


Ю. А. ИЗРАЭЛЬ

МИРНЫЕ ЯДЕРНЫЕ ВЗРЫВЫ И ОКРУЖАЮЩАЯ СРЕДА



Ю. А. ИЗРАЭЛЬ

МИРНЫЕ ЯДЕРНЫЕ ВЗРЫВЫ И ОКРУЖАЮЩАЯ СРЕДА



ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ
ЛЕНИНГРАД • 1974

Книга посвящена новому направлению мирного применения ядерной энергии — подземному ядерному взрыву и его воздействию на окружающую природную среду.

В книге приводится обзор различных направлений использования подземных ядерных взрывов в мирных целях — строительстве, промышленности и научных исследованиях. Дается физическая картина подземного ядерного взрыва, описание образования и проникновения в горную породу и атмосферу осколочной и изведенной активности, формирования зон загрязнения в атмосфере и на местности. Серьезное внимание уделено прогнозу загрязнения окружающей природной среды при таких взрывах, особое внимание уделено миграции и биологической доступности продуктов взрыва.

Показано, что детальное знание законов распространения радиоактивных продуктов даст возможность проводить такие взрывы с минимальным ущербом.

Книга базируется на экспериментальном материале, собранном в Советском Союзе и других странах, и может быть полезна для специалистов, работающих в области охраны окружающей среды и заинтересованных в развитии мирного использования ядерной энергии.

The book is dedicated to developing of new peaceful uses of atomic energy — the underground nuclear explosion and its impact on the environment.

The book covers various applications of the peaceful uses of underground nuclear explosions for engineering, excavation and scientific studies. On can find here the description of physical processes and phenomena of underground nuclear explosion, the description of penetration of radioactive products to the rocks and escape to atmosphere, the formation of contaminated areas in atmosphere and patterns on the surface. Much attention is given to the forecasts of the environmental contamination in the case of underground explosions, the migration and biological availability of the radioactive products are also highly emphasised.

It is shown in the book that the detailed knowledge of the laws of spreading and migration of radioactive products will make it possible to carry on the explosions concerned with minimum damage.

The book is based on the experimental data gathered up in the USSR and another countries and can be useful for the experts working in the field of environmental protection and envolved in the further development of peaceful uses of nuclear energy.



Подземные ядерные взрывы могут с успехом применяться в недалеком будущем в мирных целях — для интенсификации добычи нефти и газа и для создания подземных полостей. Они также могут применяться при экскавационных работах для создания водохранилищ в засушливых районах, строительства каналов, проведения вскрышных работ при открытой добыче полезных ископаемых и т. д. Использование ядерных взрывов для этих целей является обещающим и позволяет проводить работы в условиях, где применение обычных способов либо невозможно, либо нецелесообразно [1, 2].

Основным фактором, сдерживающим или затрудняющим использование подземных ядерных взрывов в промышленных целях, является возможное радиоактивное загрязнение окружающей природной среды, сопровождающее взрывы. Однако технические эксперты на советско-американских переговорах относительно использования подземных ядерных взрывов в мирных целях, проводившихся в 1969—1971 гг., пришли к единодушному выводу, что при соблюдении определенных условий современный уровень техники позволит осуществить подземные взрывы полностью в рамках национальных или общепризнанных международных норм безопасности при защите населения от излучения [1].

Возможные радиационные последствия, которые могут возникнуть в некоторых случаях в зависимости от задач, решаемых с помощью взрывов, можно разделить на три категории:

- прямое загрязнение окружающей природной среды (атмосферы, поверхностных и подземных вод, вод океанов и морей, почвы и горных пород, биоты) в результате подземных взрывов с выбросом грунта, осуществляемых с экскавационными целями — для прорытия каналов, дорог в горах, проведения вскрышных работ при добыче полезных ископаемых, строительстве гаваней, водоемов и т. п.;

- прямое загрязнение основного продукта, добычу которого предполагается интенсифицировать или организовать с помощью камуфлетных ядерных взрывов. К этому могут привести взрывы в нефтеносных породах, проводимые с целью увеличения дебита нефти, взрывы в породах, содержащих медную руду, с последующим растворением кислотами меди из раздробленной породы;

- вторичное загрязнение воды или продуктов (например, газа), которые предполагается хранить в подземных резервуарах (полостях), образованных камуфлетными ядерными взрывами.

Таким образом, очевидно, что радиоактивное загрязнение природных сред является определенным препятствием для широкого использования энергии ядерных взрывов в мирных промышленных, строительных и других целях. Поэтому понятны большой интерес исследователей и большие усилия, затрачиваемые ими на изучение радиационных последствий подземных ядерных взрывов.

В Советском Союзе и Соединенных Штатах Америки проводятся научно-исследовательские работы для выяснения возможностей использования энергии ядерных взрывов в мирных целях.

Советско-американские технические переговоры по использованию ядерных взрывов в мирных целях, о которых упоминалось выше, подтвердили возможность и перспективность использования подземных ядерных взрывов для осуществления перечисленных задач.

Технические аспекты промышленных ядерных взрывов обсуждались на трех технических совещаниях ряда стран, организованных Международным агентством по атомной энергии (1970—1972 гг.).

Как уже говорилось, подземные взрывы (в том числе и с выбросом грунта) можно производить в рамках существующих норм безопасности при защите населения от излучения.

Мы убеждены, что уже в недалеком будущем энергия ядерных взрывов будет широко использоваться в народнохозяйственных целях. Проблема, связанная с возможным попаданием при взрывах небольшого количества радиоактивных примесей в окружающую среду, не будет существенно отличаться от других проблем, связанных с ограниченным выбросом обычных вредных отходов существующими промышленными предприятиями. В некоторых случаях использование атомной энергии будет с этой точки зрения предпочтительнее. Например, показано [133], что для разбавления выбросов радиоактивных продуктов атомных электростанций до допустимых концентраций требуется в тысячи раз меньшее количество воздуха, чем для разбавления до допустимых пределов выбросов токсичных газов при работе тепловых электростанций (на единицу энергии).

В заключение надо сказать, что проведение исследований полезно и в соответствии со статьей V Договора о нераспространении ядерного оружия, согласно которой потенциальные блага от мирного применения ядерных взрывов будут доступны и государствам, не владеющим ядерной энергией,—участникам Договора [1].

Настоящая книга посвящена радиоактивности подземного взрыва, оценке того, насколько этот фактор может затруднять применение мирных взрывов и как необходимо учитывать закономерности распространения радиоактивности при реальном осуществлении программы мирного использования ядерных взрывов.

В главе I дан обзор возможных направлений использования камуфлетных и экскавационных ядерных взрывов в мирных целях и подробно рассмотрены вопросы возможного проникновения радиоактивных продуктов взрыва в природные среды.

Глава II посвящена описанию общей картины подземного взрыва, описанию его развития.

В главе III приводятся характеристики осколочной и наведенной активности, образующейся при взрыве.

В главе IV описана активация горных пород при камуфлетных взрывах и возможное загрязнение добываемого продукта.

Выходу радиоактивности в атмосферу при неглубоких камуфлетных взрывах и взрывах с выбросом грунта посвящена глава V.

Чрезвычайно важные вопросы распространения в атмосфере радиоактивности и оседания ее на местности приведены в главе VI. Кроме того, в ней описаны основные зоны загрязнения в атмосфере (облако, базисная волна) и на местности (в зоне навала грунта, на следе облака и базисной волны). Приведены данные по изотопному составу радиоактивных выпадений и фракционированию радионуклидов в этих зонах. Описаны возможные схемы прогноза загрязнения местности на близких и дальних дистанциях от места взрыва.

Поле гамма-излучения радиоактивных выпадений, облака и струи газов, а также конкретные возможности определения поверхностной плотности загрязнения местности и распределения продуктов в струе и облаке взрыва по измерениям параметров поля гамма-излучения описаны в главе VII.

В главе VIII описывается миграция и биологическая доступность радиоактивных продуктов взрыва, возможность проникновения их в растительность, организм животных и человека.

В заключении затронуты вопросы радиационной безопасности при мирных ядерных взрывах и защиты окружающей среды от радиоактивности.

Вопросы, подробно освещенные в книге, рассматривались в отдельных статьях и сообщениях в отечественной и зарубежной литературе. Многие вопросы описаны автором в разных статьях и докладывались им на различных конференциях и симпозиумах.

Предлагаемая книга является первой попыткой возможно полнее обобщить материалы по радиоактивности при мирных ядерных взрывах, попыткой убедительно показать, что детальное знание данного вопроса позволит с минимальным ущербом осуществлять промышленные подземные ядерные взрывы и приблизить время, когда это новое направление мирного использования атомной энергии начнет практически приносить пользу человечеству.

Детальное изучение данного вопроса особенно важно при всестороннем анализе воздействия человеческой деятельности на окружающую среду и проведении широких мероприятий по сохранению природы и рациональному использованию ее ресурсов.

Автор выражает благодарность своим уважаемым коллегам, участвовавшим в сборе уникального экспериментального материала, цитируемого в этой книге, а также профессору В. Н. Родионову за ряд полезных замечаний и Л. В. Герасимовой за помощь при подготовке рукописи к печати.

ВВЕДЕНИЕ. ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПОДЗЕМНЫХ ЯДЕРНЫХ ВЗРЫВОВ В МИРНЫХ ЦЕЛЯХ



В последние годы в мировой литературе широко обсуждаются проекты использования энергии ядерных взрывов в промышленности и мирном строительстве, а также возможности использования различных эффектов ядерных взрывов в научных исследованиях (в области ядерной физики, геофизики и т. д.).

В Советском Союзе и Соединенных Штатах Америки экспериментально исследовались возможности использования ядерных взрывов в мирных целях. По мнению технических экспертов различных стран, ядерные взрывы могут с успехом использоваться в этих целях [1, 3]. Естественно, что в соответствии с Московским договором о запрещении испытаний ядерного оружия в атмосфере, в космическом пространстве и под водой 1963 г. речь идет об использовании в мирных целях подземных ядерных взрывов. В Советском Союзе имеется программа мероприятий, предусматривающая исследование возможностей использования подземных ядерных взрывов в народном хозяйстве [4], а также проведения экспериментальных взрывов для исследования сопровождающих взрыв эффектов и явлений. Особое внимание в программе уделяется исследованию вопросов, связанных с обеспечением безопасности при использовании взрывов в народном хозяйстве. Аналогичная программа мероприятий («Плаушер») имеется в США [5].

Некоторые аспекты проблемы использования подземных ядерных взрывов в мирных целях были обсуждены на встрече советских и американских специалистов в 1969—1971 гг. и международных совещаниях технических экспертов Международного агентства по атомной энергии (МАГАТЭ) в Вене в 1970—1972 гг. [1, 3].

Советский Союз представил в МАГАТЭ в 1969 г. доклады «Обзор возможных направлений применения ядерных взрывов для мирных целей в народном хозяйстве Советского Союза» и «Радиоактивное загрязнение природных сред при подземных ядерных взрывах и методы его прогнозирования» [2] и несколько аналогичных докладов в 1970—1971 гг. [3, 4, 6, 7]. В указанных докладах приведены данные по советским экспериментальным ядерным взрывам в мирных целях. Эти эксперименты помогли ученым уста-

новить ряд важных закономерностей и процессов, которые происходят во время ядерного взрыва в определенных условиях.

В настоящей главе весьма кратко описаны отраженные в мировой литературе проекты использования подземных взрывов в мирных целях. Ряд из них уже осуществлен в виде экспериментальных или опытно-промышленных взрывов, а некоторые находятся в стадии проектирования. Описаны здесь и идеи, более или менее обоснованные с научно-технической точки зрения, которые, однако, представляют интерес, так как уже с достаточной очевидностью показывают, каким образом и в какой мере грозная сила ядерного взрыва может служить на пользу человечеству. Взрывы химических взрывчатых веществ и ранее широко использовались в строительстве, особенно в СССР [8], однако ядерный взрыв в связи с возможностью использования значительно большей (и более дешевой) энергии имеет в ряде случаев неоспоримые преимущества перед взрывом химических взрывчатых веществ. Целью данной главы является введение читателя в курс широкой информации по данному вопросу. Более детально с этими вопросами можно ознакомиться по ряду обзорных статей и монографий [3, 9—12, 13].

§ 1. Использование ядерных взрывов наружного действия в строительстве и промышленности

В строительстве и промышленности с целью экскавации и перемещения больших масс горной породы весьма эффективными могут быть подземные ядерные взрывы наружного действия¹, к которым могут быть отнесены взрывы на выброс и сброс, рыхление, вспучивание и откол [4].

В настоящее время наиболее перспективными могут считаться взрывы наружного действия для осуществления:

- строительства каналов;
- вскрышных работ для последующей открытой разработки полезных ископаемых;
- строительства плотин гидроэлектростанций, дамб и водохранилищ в засушливых районах;
- работ по выемке траншей и образованию насыпей при строительстве железных и шоссейных дорог;
- строительства воронок и выемок для различных целей, в том числе для отходов промышленности, создания карьеров, строительства гаваней.

Важной проблемой, при решении которой можно использовать мирные ядерные взрывы, является проблема водных ресурсов. Здесь необходимо указать на такие проекты, как создание каналов [4, 13, 14] и водохранилищ, в том числе в засушливых районах, для сбора паводковых вод [14, 15] или отвода вод при борьбе с

¹ В дальнейшем такие взрывы, как правило, именуются взрывами с выбросом грунта.

наводнениями, создание воронок для подпитывания грунтовых вод, и многие другие проекты.

С помощью ядерных взрывов возможно выполнить такие грандиозные проекты, как поворот рек, переброска воды из одних рек в другие [4].

Остановимся более подробно на нескольких наиболее интересных и перспективных проектах.

Строительство каналов. В Советском Союзе существует проект переброски северных рек в Волгу и создания каналов с этой целью с помощью ядерных взрывов. Необходимость осуществления данного проекта диктуется постоянным дефицитом воды в Волге и Каспийском море. В частности, восполнить недостающую воду в Волге и Каспийском море можно путем переброски вод Печоры в Волгу. Одним из вариантов переброски является строительство Печоро-Колвинского канала длиной 112,5 км через водораздел. Участок канала длиной 65 км (с наиболее высокими отметками) предполагается создать с помощью ядерных взрывов. Строительство канала полезным сечением 5000 м² планируется осуществить групповыми взрывами до 20 зарядов (мощностью до 3 Мт каждый). Всего потребуется 250 зарядов. Применение ядерных взрывов позволит снизить затраты в 3—3,5 раза в сравнении с обычными способами строительства [4].

В США ведется подготовка создания канала на уровне моря через перешеек между Атлантическим и Тихим океанами, так как Панамский канал слишком мал для ряда современных кораблей. Разрабатываются проекты создания канала ядерными взрывами [16—18]. Наиболее экономичным является строительство канала в непосредственной близости от Панамского канала, однако это представляет угрозу для старого канала. Наиболее удачными признаны трасса № 17 на территории Панамы (Сасарди—Морти) и трасса № 25 на территории Колумбии (Аtrato—Труандо). Длина трасс 77 и 149 км соответственно. Стоимость создания канала по этим трассам составляет 0,655 и 1,21 млрд. долларов соответственно по сравнению с 1,8—2,5 млрд. долларов, которые потребовались бы для углубления существующего канала до уровня океана. Число ядерных взрывов на строительстве трассы № 17 должно равняться 302 при общей мощности 167,5 Мт. Наибольшие мощности отдельных взрывов составят 10—15 Мт в районе водораздела, где превышение местности достигает 336 м над уровнем океана. Ширина канала достигнет 300 м, глубина 18—150 м. Строительство займет около 10 лет (вместе с исследованиями на месте). Разработка данного проекта и оценка стоимости ядерной экскавации на двух указанных трассах подробно описаны в работе [19].

В США рассматривался проект строительства канала через Малуккский полуостров, но этот проект проработан слабее. [20].

Создание водохранилищ. В засушливых районах вопрос о строительстве водоемов является насущным. Во многих засушливых районах, например в Средней Азии, вода весеннего паводка проходит по водотокам лишь очень короткий интервал времени.

Задержка и сохранение паводковых вод позволят использовать их длительное время.

Для исследования возможности создания искусственного водохранилища в Советском Союзе несколько лет назад был проведен подземный ядерный взрыв с выбросом грунта 1003. При взрыве образовалась воронка диаметром (по начальной поверхности) 124 м, глубиной 20 м. Объем воронки 111 тыс. м³ [4].

После ядерного взрыва был проведен взрыв удлиненного заряда из обычного взрывчатого вещества, уложенного по радиальному направлению от эпицентра и попавшего после ядерного взрыва под навал грунта. Химическим взрывом в навале грунта была образована траншея, которая может использоваться в качестве подводящего канала для воды. В воронке взрыва накопилось небольшое количество (500 м³) воды. Многолетние исследования этой модели искусственного водохранилища показали, что возможно создание таких водохранилищ ядерными взрывами.

При еще более мощном взрыве, проведенном в Советском Союзе [21] (взрыв 1004 мощностью около 100 кт), образовалась воронка диаметром более 400 м и глубиной около 100 м). Такая воронкаместила около 6 млн. м³ паводковой воды. Рисунок созданного таким образом водохранилища приведен на обложке этой книги.

На основе проведенных экспериментов в Советском Союзе разработан проект опытно-эксплуатационного водохранилища с полезной емкостью 27 млн. м³. Осуществление такого строительства позволит гарантировать ежегодную отдачу воды 10,8 млн. м³. Основной строительстваявляется создание глухих набросных плотин с помощью двух ядерных взрывов мощностью 150 кт каждый. Применение ядерных взрывов при строительстве снизит капитальные затраты по сравнению с обычными способами в 1,5 раза [4].

Можно сооружать дамбы и плотины за счет разрушения породы (сброса), располагая их поперек реки или каньона в горной местности.

В работах [4а, 22] описаны другие предложения относительно использования ядерных взрывов для изменения направления движения воды при строительстве дамб, при осуществлении гидроэнергетических проектов, для хранения воды в засушливой местности. Проекты сохранения воды, в том числе паводковой, регулирования водных систем, использования подземных вод и экономические оценки этих проектов содержатся в работах [23, 24].

Вскрытие месторождений полезных ископаемых. Ядерные взрывы могут быть эффективно использованы при вскрышных работах в районе месторождений [25], дроблении руды и вмещающих пород, дроблении камня в карьерах и т. п. В Советском Союзе имеется проект, по которому на одном из крупных месторождений цветных металлов вскрышные работы намечается осуществить ядерными взрывами [4]. В результате групповых взрывов за контуры будущих карьеров намечается переместить 900 млн. м³ вскрыши из общего количества 2,3 млн. м³. Ожидаемая экономия по производству этих работ составляет около 1 млрд. рублей.

Необходимо отметить, что при взрыве на большой глубине может образоваться не воронка, а купол раздробленного грунта, который называют «ретарк» (обратное слову кратер), т. е. происходит взрыв на вспучивание. Измельченный взрывом грунт может быть использован для добычи ценных минералов выщелачиванием на месте — *in situ* [26].

Строительство дорог и гаваней. Из проектов строительства, связанного с перемещением сухих пород, необходимо отметить проекты строительства железных и шоссейных дорог, в частности через Бристольские горы в Калифорнии [27—30].

В гражданском строительстве интересным является проект строительства гавани ядерными взрывами [31—34]. Например, в США имеется проект строительства гавани и входного канала с помощью девяти расположенных в ряд ядерных зарядов [20].

§ 2. Применение камуфлетных ядерных взрывов в промышленности

Полезным эффектом камуфлетных взрывов, т. е. без прорыва полости в атмосферу, является дробление горной породы в трубе обрушения и растрескивание пород в области, прилегающей к ней, приводящее к повышению проницаемости и пористости пород, а также создание полости (емкости). Основные направления использования камуфлетных ядерных взрывов в народном хозяйстве следующие [4]:

- интенсификация добычи нефти и природного газа;
- создание хранилищ для природного газа и других продуктов;
- создание емкостей для захоронения отходов (атомной, химической и др.) промышленности;
- разработка рудных месторождений;
- ликвидация аварийных газовых и нефтяных фонтанов.

В Советском Союзе проведен ряд экспериментальных камуфлетных ядерных взрывов, которые показали широкую возможность использования таких взрывов в промышленности. Разработаны интересные проекты использования камуфлетных ядерных взрывов [4]. Остановимся на важнейших направлениях их использования.

Интенсификация разработки нефти и газа и разработка рудных месторождений. Несколько лет назад в Советском Союзе было проведено несколько экспериментальных взрывов в карбонатных массивах с целью исследования возможности интенсификации разработки нефтяных месторождений с помощью ядерного взрыва [4, 4а]. Выбранное месторождение характеризуется истощенностью пластовой энергии, приток нефти к забоям скважин происходит в основном за счет гравитационных сил. Коэффициент нефтеотдачи на данном месторождении прогнозировался равным 0,30, т. е. ожидалась большая потеря нефти.

Для увеличения искусственной трещиноватости в нефтяном слое были проведены два одновременных взрыва мощностью 2,3 кт каждый и затем один мощностью 8 кт. Отбор нефти из залежи после взрывов в течение ряда лет превышает расчетную ожидаемую добычу (без взрывов) на 27—60%. Для интенсификации добычи нефти можно также использовать взрыв для разрушения перемычки между нефтеносной и водоносной зонами, что обеспечивает поддержание пластового давления и вытеснение нефти к скважинам.

В США 10 декабря 1967 г. был проведен экспериментальный ядерный взрыв «Газбагги» для стимуляции выхода газа [35]. Выход газа из зоны взрыва значительно превышает выход газа из соседних скважин.

Следующий эксперимент в этом направлении в США «Рулисон» был проведен 4 сентября 1969 г. в Западном Колорадо [36]. Был взорван заряд 40 кт на глубине 2400 м в области, богатой природным газом. Намечаются еще три эксперимента на глубинах до 5000 м [20]. Стимуляция газа взрывами особенно эффективна в областях со слабой проницаемостью горных пород.

Для добычи нефти в Колорадо (штат Юта) предполагается осуществить перегонку в месте залегания (*in situ*) твердых углеводородов, разлагающихся при температуре 350°С и образующих летучие углеводороды [20]. Горение твердых углеводородов в верхней части трубы обрушения происходит при прокачивании через эту зону воздуха. Сконденсировавшиеся летучие продукты, образующиеся в результате разложения, откачиваются из нижней части трубы на поверхность.

Выщелачивание медной руды *in situ*, в том числе и на значительных глубинах, имеет значение в обширной области бедных руд с большим общим количеством руды (в Аризоне, США) [37].

Интересен проект использования камуфлетных взрывов для разработки рудных месторождений путем дробления руды взрывом с последующим обрушением [4]. Взрывом мощностью 1,8 кт предполагается раздробить 0,9 млн. м³ руды, из них подготовленной к выемке руды должно быть около 0,4 млн. м³. Предполагается раздробленную при взрыве породу использовать для денитрификации воды [38].

Создание емкостей для хранения газа, нефтепродуктов или для захоронения отходов. Для проверки возможности создания емкостей камуфлетными взрывами в Советском Союзе было проведено два экспериментальных взрыва в соляном массиве [4].

Первый взрыв мощностью 1,1 кт образовал полость эллипсоидальной формы с максимальным вертикальным размером 37 м, горизонтальным радиусом 12—14 м и объемом 14,2 тыс. м³. Объем пустого пространства (выше навала обрушившихся пород) около 10 тыс. м³.

Второй взрыв мощностью около 25 кт, проведенный на глубине 600 м, образовал устойчивую полость объемом 150 тыс. м³.

В СССР разработан проект [4] проведения взрывов трех зарядов по 40 кт каждый на глубине 710 м в туфовых породах. Объем пустот после каждого взрыва составит 360 тыс. м³. Хранилище, образованное тремя взрывами, обеспечит хранение (при давлении 70 атм.) около 70 млн. м³ природного газа. В США также разрабатываются проекты образования емкостей для хранения газа [20].

В литературе описаны попытки использовать энергию ядерного взрыва для производства электроэнергии [9]. Ядерный взрыв предполагается использовать для преобразования геотермальной энергии в электрическую [39]; энергию взрыва можно использовать для опреснения морской воды, получения воды в лунных породах (в результате испарения воды с последующим сбором конденсата) [40].

Ядерный взрыв может быть использован для производства различных химических соединений в промышленных масштабах [41], производства радиоактивных изотопов [9, 42]. Химические реакции, протекающие в зоне взрыва, можно использовать для облегчения добычи некоторых полезных ископаемых [9, 43].

§ 3. Примеры использования ядерных взрывов для научных исследований

Ядерные взрывы могут быть полезными при исследованиях в области ядерной физики, ядерной химии, геофизики, геохимии, метеорологии, физики твердого тела, биологии и медицины [9, 20]. В качестве примера можно указать на возможность использования ядерных взрывов для исследования в области нейтронной физики, производства тяжелых элементов [44] и в сейсмологии. Это возможно благодаря уникальным свойствам ядерного взрыва — сильной ударной волне, высокой интенсивности электромагнитного излучения, электронов и нейтронов [45]. Интересны исследования в области измерения поперечных сечений взаимодействия нейтронов. Так были измерены сечения для Pu^{238} , Pu^{239} , Am^{243} , Cm^{244} . При взрыве «Цикламен» поток нейтронов достиг $1,2 \cdot 10^{25} \text{ см}^{-2}$ и получено около 10^{14} атомов Fm^{257} [46]. При взрыве «Хатч» был получен поток нейтронов около $4 \cdot 10^{25} \text{ см}^{-2}$ [47, 48].

Интересным является применение ядерных взрывов для научных исследований в сейсмологии, в частности для исследования строения Земли [9]. В работе [49] описано, как использовать изотопы, образующиеся при ядерных взрывах, в гидрологических исследованиях.

Таким образом, сфера возможного использования подземных ядерных взрывов в мирных целях непрерывно расширяется.

ОБЩАЯ КАРТИНА ПОДЗЕМНОГО ЯДЕРНОГО ВЗРЫВА



При подземном ядерном взрыве происходят сложнейшие процессы, определяющие в конечном счете распределение радиоактивности в горных породах и возможность ее выхода в атмосферу и последующего осаждения некоторого количества на местности.

Внешняя картина подземного ядерного взрыва описана в ряде работ.

При взрыве на большой глубине радиоактивные продукты остаются захороненными в зоне взрыва (в районе полости взрыва); лишь небольшая доля изотопов инертных газов и наиболее летучих элементов (например, иода) может через растрескавшуюся породу проникнуть в атмосферу. При меньшей глубине взрыва в атмосферу выходит большее количество таких продуктов, их истечение становится интенсивнее.

При еще меньшем заглублении происходит прорыв полости; в атмосферу вместе с огромным количеством грунта выбрасывается значительное количество радиоактивных продуктов, в том числе тугоплавких. При таком взрыве, т. е. при взрыве с выбросом грунта, как правило, образуется воронка, а в зоне воронки — навал грунта. Кроме того, образуется цилиндрический центральный пылевой столб, в верхней части которого формируется основное облако, достигающее высоты в несколько километров; в результате падения массы обломков породы возникает мощная базисная волна, достигающая высоты 1000 м.

Основное облако и облако базисной волны движутся по направлению ветра; в них содержатся радиоактивные продукты, большинство из которых сорбируется на частицах грунта. Эти частицы, обладающие размером в весьма широком спектре, выпадая под действием силы тяжести на различных расстояниях, образуют радиоактивное загрязнение местности.

При взрыве на промежуточных глубинах вместо воронки может образоваться холм из наваленного грунта (в качестве примера можно указать на американский взрыв «Салки»). Такой взрыв можно считать взрывом и на вспучивание [12].

Таким образом, при подземном ядерном взрыве количество и состав выходящей в атмосферу радиоактивности, а следовательно,

и загрязнение внешней среды в значительной степени определяются механическим действием взрыва.

Условия образования частиц радиоактивных выпадений при подземном ядерном взрыве существенно отличаются от условий образования радиоактивных частиц при наземном и воздушном взрывах, в результате чего характер частиц, распределение на местности и изотопный состав радиоактивных выпадений при таком взрыве могут быть совершенно иными. Это обусловлено особенностями механизма воздействия подземного взрыва на среду, определяющими специфические термодинамические условия на различных стадиях взрыва. Существует ряд работ, в которых описаны последовательные стадии подземного взрыва — образование симметричной полости при камуфлетном взрыве под действием ударной волны и давления газов [8, 50, 51], а также развитие и прорыв полости при неглубоком взрыве за счет движения грунта во время фазы газового ускорения [8, 9, 52, 53]. В работе [6] описаны эксперименты по лабораторному моделированию таких взрывов. Однако практически отсутствуют данные о температурном режиме в полости подземного ядерного взрыва с выбросом грунта, которые необходимы для понимания процессов формирования радиоактивных частиц, выхода радиоактивных продуктов в атмосферу и фракционирования изотопов при взрыве. В работе [55] автором сделана попытка такого расчета и оценки влияния температурного режима на фракционирование радионуклидов.

Ниже описываются последовательные стадии развития подземного ядерного взрыва и влияние их особенностей на радиоактивное загрязнение природных сред.

§ 1. Развитие полости и температурный режим при камуфлетном ядерном взрыве

При подземном взрыве в результате обмена энергией между газообразными продуктами взрыва и окружающим грунтом возникает возмущение, приводящее к образованию камуфлетной полости.

Известно, что при мощных химических взрывах и ядерных взрывах закон геометрического подобия Гопкинсона, выведенный при проведении слабых взрывов, нарушается [8, 51]. Такое нарушение происходит в результате заметного влияния силы тяжести на геометрию полости воронки в процессе образования при мощных взрывах на большой глубине. Это и существенное отличие реальных пород от идеальных грунтов еще больше затрудняют вывод зависимостей механического действия взрыва, а следовательно, и выхода радиоактивности в атмосферу от мощности и глубины заложения заряда.

При подземном взрыве возникает мощная ударная волна; грунт за ударным фронтом необратимо нагревается и вовлекается в движение, направленное во внешнюю область. При этом большая часть энергии расходуется на испарение и плавление твердой по-

роды около точки взрыва. Температура газа в первую микросекунду достигает более 10^6 К, давление 10^7 атм. При пиковом давлении p_v в ударной волне порядка 1 Мбар туф испаряется (он плавится при 0,4 Мбар) [56]. Для других грунтов p_v составляет: 0,75 Мбар для аллювия, 1,81 Мбар для гранита и 0,84 Мбар для каменной соли [57]. Так, при американском подземном взрыве «Рейниер» мощностью 1,7 кт туф испарился в радиусе 2,3 м и расплавился в радиусе 3,3 м [56]. Ударная волна, распространяясь далее, дробит, разламывает породу, а затем постепенно затухает и превращается в упругую волну.

Одновременно по газообразным продуктам внутрь полости отражается волна разрежения. Полость взрыва (каверна) резко возрастает, а затем пульсирует (подобно газовому пузырю в воде). Однако при подземном взрыве амплитуда пульсаций, следующих за фазой первичного расширения, весьма незначительна, т. е. движение состоит почти исключительно из первой фазы расширения; Пенни охарактеризовал это движение как бесколебательное [51]. Упруго-пластичная модель формирования полости при камуфлетном взрыве подробно изложена в работе [50].

Количество тепловой энергии, переданное ударной волной веществу, которое подвергалось ударному сжатию, можно определить из pV -диаграммы (рис. 1), на которой нанесены адиабата холодного сжатия $p_x(V)$ и ударная адиабата $p_H(V)$ [58]. В этом случае (для простоты рассматривается тело с нулевой начальной температурой) тепловая энергия равняется разности полной внутренней энергии, численно равной площади треугольника, ограниченного V_0 , V_K и точкой А на ударной адиабате,

соответствующей V_K и упругой энергии $\epsilon_x = \int_{V_K}^{V_0} p_x(V) dV$, численно равной площади криволинейного треугольника, ограниченного V_0 , V_K и участком адиабаты холодного сжатия между V_0 и V_K . Площадь, численно равная тепловой энергии вещества, подвергшегося ударному сжатию, на рисунке заштрихована.

Так, например, при подземном ядерном взрыве «Рейниер» примерно 27% энергии, высвободившейся мгновенно, представляло тепловую энергию (а с учетом энергии мгновенных нейтронов и гамма-квантов — около 30%); на разрушение, дробление и сме-

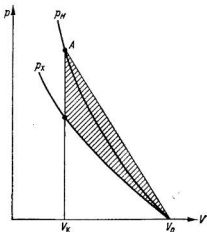


Рис. 1. pV — диаграмма для ударного сжатия холодного вещества (p_H — ударная адиабата, p_x — кривая холодного сжатия).

щение породы израсходовалось 65—68% энергии, на образование сейсмических волн — около 5%.

Количество испарившегося грунта может составлять, по-видимому, около 50 т на килодвину мощность взрыва [56, 59]. Под давлением испарившегося вещества сферическая полость взрыва (при камуфлетном взрыве) достигает своего максимального размера (конец гидродинамической фазы взрыва) через несколько сотых или десятых долей секунды (при взрыве «Рейниер» — через 80 мс); при этом давление в полости определяется прочностными характеристиками пород и литостатическим давлением. Стенки полости в этот момент покрыты расплавленной породой (толщиной около 10 см) в количестве 500—600 т на килодвину мощность взрыва [9, 56]. За границей полости происходит резкий скачок температуры. Это позволяет сделать вывод, что количество летучих веществ, образующихся при высокой температуре, соответствует количеству этих веществ, содержащихся в испарившемся и расплавленном грунте.

Вода может превращаться в пар и за пределами полости, однако в полости содержится практически только такое ее количество, которое соответствует испаренному и расплавленному грунту.

В работах [57, 60] показано, что радиус полости определяется мощностью взрыва и глубиной заложения¹ и практически не зависит от состава пород. Однако нетрудно предположить, что должна существовать зависимость между радиусом полости и прочностью и влагосодержанием пород (водностью пород).

Константа C , характеризующая радиус полости R с учетом мощности взрыва W и глубины заложения h [12],

$$C = \frac{R}{W^{1/3}} (\rho h)^{1/2}, \quad (1)$$

где ρ — плотность породы, γ — коэффициент Пуассона, принимаемый равным $1/3$, меняется, но не более чем на 20% от породы к породе (туф, аллювий, гранит и галлит) и не более чем на 7% от взрыва к взрыву, проведенным в одинаковой породе.

Если в знаменатель правой части формулы (1) вместо $W^{1/3}$, ввести $\frac{W}{V_1} (V_1 + V_2 + V_3)^{1/3}$, где V_1, V_2, V_3 — объемы испарившегося грунта, паров воды и летучих компонент (например, CO_2 и CO) соответственно при условии, что объем испарившегося грунта равен единице, то постоянная C будет иметь еще меньший разброс для различных пород и различных взрывов. Дело в том, что в формуле (1) учтено только действие испарившегося грунта, пропорциональное W , но не учитывается влагосодержание породы и наличие в ней летучих компонент.

В работе [57] сделана попытка учесть влияние влагосодержания породы на радиус образующейся полости. В этой работе на

¹ Необходимо отметить, что в работе [132] опровергается зависимость размера камуфлетной полости от глубины.

обширном экспериментальном материале (привлечены данные по 46 ядерным взрывам) показано, что это влияние можно учесть изменением показателя адиабатического расширения γ от содержания воды в породах. В этой же работе показано, что размер радиуса полости R не зависит (в пределах точности измерений) от прочностных характеристик пород.

Значение константы C в уравнении

$$R = C \frac{W^{1/3}}{(\rho h)^{1/3}}$$

с учетом содержания воды в породе определится формулой

$$C = \left[\frac{3(\gamma' - 1) p_V^{1/\gamma' - 1}}{4\pi g^{1/\gamma'}} \right]^{1/3}, \quad (2)$$

где $\gamma' - 1$ — константа пропорциональности, связывающая энергию E с величиной $p_V V_V$ для испарившейся породы [57],

$$p_V V_V = (\gamma' - 1) E. \quad (3)$$

В табл. 1 приведены значения констант C и $\alpha = 1/3\gamma$ для пород с различным содержанием воды.

Таблица 1

Значения констант в уравнении, определяющем размер полости при камуфлетном взрыве для различных пород

Порода	Примерный состав	α	ρ г/см ³	Число взрывов	C
Гранит	SiO ₂ + 1% H ₂ O	0,324	2,7	2	103
Туф	SiO ₂ + 15% H ₂ O	0,292	1,9	11	97
Аллювий	SiO ₂ + 12% H ₂ O	0,296	1,9	30	89
Каменная соль	—	0,311	2,3	2	96
Доломит	—	0,329	2,3	1	89

В настоящее время практически отсутствуют данные расчета температурного режима в полости после взрыва, особенно после завершения формирования полости при камуфлетном взрыве или в процессе развития полости в период фазы газового ускорения при взрыве с выбросом грунта, что затрудняет определение изотопного состава загрязнения природных сред.

Оценим, при каких условиях сохраняется температура в полости, соответствующая температуре конденсации основных составляющих горной породы до завершения ее формирования. Для этого оценим отношение части внутренней энергии газа в полости, соответствующей скрытой теплоте парообразования (конденсации) грунта (т. е. количества тепла A_1 , выделенного газом при охлаждении за счет скрытой теплоты парообразования), к работе A_2 , совершаемой газом при его изотермическом (и адиабатическом в

любой отрезок времени Δt) расширении от первоначального объема V_0 (в момент испарения qW т грунта, где q — количество грунта, испарившегося на килотонну мощности взрыва) до объема V_{\max} сформировавшейся полости. Очевидно, $V_0 = \frac{qW}{\rho}$ м³ (где ρ — плотность твердого грунта в г/см³ или т/м³), $V_{\max} = \frac{4}{3}\pi R_{\max}^3$, где R_{\max} — радиус сформировавшейся полости. Таким образом,

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{g \cdot 4,2 \cdot 10^{19} \cdot W}{W \left[10^4 \left(\frac{q}{\mu_1} + \frac{Q\alpha_2}{\mu_2} + \frac{Q\alpha_3}{\mu_3} \right) \right] RT \ln \frac{V_{\max}}{V_0}}. \quad (4)$$

Здесь g — доля энергии ядерного взрыва, израсходованной на испарение грунта (для взрыва «Рейниер» она составляла 6%), Q — количество расплавленного грунта (на килотонну мощности), α_2, α_3 — содержание воды и летучих веществ в грунте соответственно, μ_1, μ_2, μ_3 — молекулярный вес грунта (преобладающей составляющей), воды и летучей компоненты (член в квадратных скобках — число молей газа в полости при килотонном взрыве), T — абсолютная температура, R — газовая постоянная, $4,2 \cdot 10^{19}$ — энергетический эквивалент килотонного взрыва в эргах.

Воспользуемся приближенным выражением для R_{\max} , приведенным в работе [60] (см. формулу (1)), где $C \approx 65$, если W — в килотоннах, ρ — в г/см³, h — в метрах, $\gamma \approx 4/3$.

Подставляя в формулу для R_{\max} наиболее характерные значения всех параметров ($g = 0,06$ и $\mu_1 = 60$ для SiO_2 , $\mu_2 = 18$ для H_2O , $\mu_3 = 28$ для CO , $q = 50$ т/кт, $Q = 500$ т/кт, $\alpha_2 = 0,2$, $\alpha_3 = 0,2$, $\rho = 1,9$ г/см³, $h = 200$ м), получим, что $\frac{A_1}{A_2} > 1$ при $\alpha_2 < 0,025$ и $\alpha_3 = 0$ либо при $\alpha_3 < 0,065$ и $\alpha_2 = 0$. При больших значениях α_2 и α_3 $\frac{A_1}{A_2} < 1$ и температура в полости к моменту завершения ее формирования падает ниже температуры конденсации грунта, но не ниже температуры плавления.

Указанные значения α_2 и α_3 , для которых температура в полости не опускается ниже температуры конденсации вещества горных пород, являются несколько заниженными, так как при расчете мы полагали следующее:

1) температура газов в объеме V_0 равна температуре конденсации, в то время как она, очевидно, выше этой температуры,

2) в объеме V_0 присутствуют пары воды и летучих веществ в полном количестве, хотя все это количество образуется лишь при плавлении грунта и, следовательно, работа при расширении газов от объема V_0 до V_{\max} будет меньше A .

В работе [61] приводится расчет изменения давления и температуры в полости камуфлетного взрыва от момента окончания расширения полости до конденсации водяных паров. Там же приводятся экспериментальные данные, полученные при взрыве мощностью 6,5 кт. Характер кривой, полученной по экспериментальным

данным, схож с характером расчетной кривой, а коэффициенты уточняются на основании опыта.

Рассматривая простое ньютоновское охлаждение полости (когда нет внутренних температурных градиентов), в работе [61] использовали

$$\frac{T - T_{\infty}}{T_0 - T_{\infty}} = e^{-\left(\frac{hA}{c_V n}\right)t}, \quad (4a)$$

где t — время, T — температура в момент времени t и T_0 — при $t = 0$, T_{∞} — при $t = \infty$ (внешняя температура), h — коэффициент поверхностной теплопередачи, A — площадь поверхности полости, c_V — молекулярная теплоемкость при постоянном объеме, n — общее число молей материала в полости.

Подставляя в уравнение (4a) данные (для указанного взрыва) размеров полости (глубина взрыва в аллювии 240 м), учитывая количество вещества (водность 12%, плотность 1,9 г/см³) и принимая (в результате сравнения с экспериментом) $h = 0,0117$ кал/(см² × с × К), $c_V = 6,5$ кал/(моль × К), получили выражения для температуры (время в минутах)

$$T(t) = 1410e^{-0,36t} + 300\text{К}, \quad (4б)$$

для давления (давление в барах, время в минутах)

$$P(t) = 36,7e^{-0,36t} + 7,8. \quad (4в)$$

Конденсация паров воды при данном взрыве, очевидно, началась через 6,6 мин после взрыва при давлении 11,7 бара и температуре 460 К.

В дальнейшем высокая температура в полости сохраняется длительное время, так как теплопроводность пород за пределами полости невысока. Например, при взрыве «Рейниер» температура около 1400° С сохранялась 0,5—2 мин, а 80° С — более пяти месяцев после взрыва [56]. При взрыве «Гном» через 12 дней после взрыва температура в свободной части полости превышала 100° С, а в зоне обломков колебалась от 50 до 650° С [10].

§ 2. Развитие полости и температурный режим во время фазы газового ускорения и прорыва полости

При взрыве вблизи дневной поверхности ударная волна сжатия через несколько десятков миллисекунд (в зависимости от глубины взрыва, лежащей в интервале нескольких сот метров, и типа пород) отражается от поверхности, а в грунте начинает распространяться волна разрежения [14]. На некоторой глубине амплитуда волны разрежения превосходит амплитуду волны сжатия и среда разрывается под этим натяжением; происходит откол поверхностного слоя пород и дробление слоев, лежащих на некоторой глубине. Газы в полости продолжают расширяться. До прорыва полости они могут сообщить дополнительное ускорение рас-

положенным выше слоям породы в момент времени t_g (рис. 2) и прорваться в атмосферу в момент времени t_v . Толщина пород, подвергающихся ускорению, может сильно меняться и зависит от глубины взрыва [6] и типа пород. Прорыв газов может и не сопровождаться газовым ускорением. Оно отмечалось при взрывах в рыхлых породах, в которых, во-первых, более резко, чем в скальных породах, затухает ударная волна и, во-вторых, содержится много воды, дающей пары с низкой температурой конденсации, например, в аллювии, туфе и пр. [52, 54, 11, 62]. Это ускорение может быть существенным также при взрывах в породах, где под действием высокой температуры образуется значительное количество летучих или газообразных веществ.

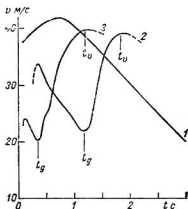


Рис. 2. Зависимость вертикальной скорости подъема частиц грунта на поверхности в эпицентре подземного взрыва от времени после взрыва.

1 — взрыв «Денни-Бой», базальт, 2 — взрыв «Седан», аллювий, $E = 100$ кт, 3 — взрыв «Скутер», аллювий, $E = 0,5$ кт.

Прорыв раскаленных газов при наличии газового ускорения происходит в момент времени t_v — через несколько десятых долей секунды или несколько секунд после взрыва при приведенной глубине взрыва $40\text{--}60$ м/кт^{1/3}, [11, 62].

Прорыв газов происходит одновременно с разрушением купола, т. е. с превращением его в рой летящих кусков, после достижения максимальной скорости при условии, что давление в полости превосходит атмосферное, а точнее — литостатическое, обусловленное слоем грунта в куполе, или в предельном случае равно атмосферному [8]. В первом случае значительная часть энергии уносится с прорвавшимися парами и продуктами взрыва.

Так, при отечественном взрыве 1003 [62], проведенном на глубине примерно 48 м/кт^{1/3} в песчанике, через $0,25$ с после взрыва была четко выражена фаза газового ускорения. Скорость подъема на поверхности купола (при его высоте 7 м) достигала в этот момент $60\text{--}70$ м/с. Через $0,4$ с после взрыва (при высоте купола 19 м) произошел видимый прорыв газов, в результате чего на вершине купола образовался султан сферической формы. Прорыв газов происходил со скоростью 170 м/с, на поверхности султана наблюдалось яркое свечение, которое прекратилось через $1,5$ с

после взрыва. Купол при подъеме постепенно приобретал цилиндрическую форму. Максимальная высота подъема пород при этом была зафиксирована через 6 с после взрыва и составляла 190 м при диаметре 240 м.

В работе [52] сделана попытка построить схему вычисления геометрии полости во время фазы газового ускорения и воронки после взрыва с выбросом грунта. Конфигурация полости выше горизонта взрыва и топография свободной поверхности во время фазы газового ускорения в этой работе определялись на основании расчета движения (ускорения) элементарных объемов (масс) грунта в соответствии со вторым законом Ньютона с учетом сил трения, калиброванных при химическом взрыве «Скутер».

Ускорение центра тяжести элемента грунта в радиальном направлении θ (угол между направлением движения и нормалью из точки взрыва на дневную поверхность) в момент t после начала действия газового ускорения можно записать в виде формулы

$$W(t, \theta) = P_c(t) \frac{\delta S_c(t, \theta)}{\delta M(\theta)} - P_a \frac{\delta S_g(t, \theta)}{\delta M(\theta)} - g \cos \theta - kv(t, \theta), \quad (5)$$

где P_c , P_a — давление в полости и атмосферное соответственно; δM — масса элемента грунта, ограниченного элементарными площадками на поверхности полости δS_c и дневной поверхности δS_g ; $v(t, \theta)$ — скорость центра тяжести элемента грунта в радиальном направлении; g — ускорение силы тяжести; kv — величина, пропорциональная силе трения; $k = 1,5 \text{ с}^{-1}$ — коэффициент, определенный экспериментально при взрыве «Скутер».

На основании уравнения (5) в работе [52] рассчитаны ускорения точки, лежащей на дневной поверхности в эпицентре, для разных взрывов и геометрия полости и воронки взрыва после выброса. При расчетах принималось, что порода над полостью обладает свойствами однородной несжимаемой жидкости.

Укажем, что данный подход справедлив только для случая взрыва со вскрытием полости, когда давление в полости превышает литостатическое.

Более совершенный способ вычисления размеров полости, воронки и навала грунта после взрыва, учитывающий свойство среды, изложен в работах [53, 63]. Процесс воронкообразования в этих работах рассматривается как результат распространения ударной волны. Производится численное моделирование распространения ударной волны в одномерном и двумерном пространстве (программы под кодовыми названиями SOK и «Тензор» соответственно). Распространение волны — процесс, изменяющийся во времени, в результате которого энергия в среде переносится из одной точки в другую. Распространение волны объясняется наличием петли обратной связи, которая существует между различными физическими свойствами среды, изменяющейся под воздействием энергии. Уравнение движения связывает поле напряжения и ускорение в каждой точке среды. Ускорение создает новые скорости; скорости

приводят к смещениям, которые приводят к новому полю напряжения. Далее (за новый промежуток времени Δt) цикл повторяется. В работах обсуждаются вопросы создания ускорения полем напряжения и связь поля деформации с полем напряжения в уравнении состояния.

Результаты решения с использованием данных о свойствах среды, полученных в лаборатории, позволили рассчитать процесс воронкообразования при ряде взрывов с выбросом грунта. На

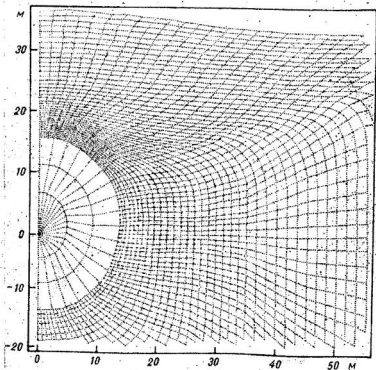


Рис. 3. Результаты расчетов развития полости на 97 мс после взрыва «Денни-Бой».

рис. 3 и 4 приведены результаты расчетов развития полости на 97 мс и образования воронки через 100 мс при взрыве «Денни-Бой» мощностью 0,43 кт в граните [9]. Из результатов вычислений видно, что способ, приведенный в работах [9, 53, 63], дает возможность с большой точностью описывать геометрию полости и воронки, если известны мощность и глубина заложения заряда, а также свойства среды.

Большое значение для расчета активации частиц и высоты подъема облака имеет температурный режим в полости подземного взрыва.

В работе [55] автором на примере развития и прорыва полости при подземном взрыве мощностью 100 кт на приведенной глубине 50 м/кт^{1/3,4}, близкой к оптимальной с точки зрения воронкообразования, в аллювии (взрыв типа «Седан») рассчитан температурный режим в такой полости. Содержание воды в породе было принято равным 10%. Первоначальный радиус полости (нижней части полусферы) рассчитывался на основании одномерной гидродинамической упругопластической модели реакции породы на взрыв [50].

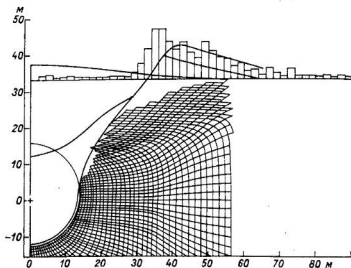


Рис. 4. Результаты расчетов образования воронки через 100 мс после взрыва «Денни-Бой».

Конфигурация полости (верхней полусферы) при ее развитии и прорыве рассчитывалась по схеме, изложенной в работе [52].

При расчете принимались следующие предположения, высказанные в различных работах [52, 56, 11]:

а) на нагрев и плавление породы тратится около половины энергии взрыва (32—47%);

б) плавление и испарение грунта, а следовательно, и воды, входящей в его состав, происходит в основном в пределах первоначальной полости (на момент t_c);

в) температура и давление во всех точках полости одинаковы;

г) температура плавления пород составляет около 1500° С; при содержании в породе 15% воды удельная энтальпия для расплавленного состояния составляет 700 кал/г, для парообразного (около 3000° С) 3000 кал/г.

Таким образом, при взрыве будет расплавлено $6 \cdot 10^4$ т породы, испарится $6 \cdot 10^3$ т воды.

Кроме того, предполагалось, что существует термодинамическое равновесие в полости в системе расплавленная порода — газ.

Понятно, что рядом указанных предположений, так же как и самой формулой (5), можно пользоваться лишь для самых грубых оценок, так как они не учитывают многих реальных условий, часто остающихся неопределенными. Однако и такие оценки позволяют сделать полезные выводы.

Объем полости, рассчитанный на основании данных работы [52], в соответствии с формулой (5) к моменту прорыва составил $1,1 \cdot 10^7$ м³, а к моменту максимального подъема обломков породы за счет откольного действия и газового ускорения на высоту 130—150 м — около $1,8 \cdot 10^7$ м³ (V_{\max}).

Расчет температурного режима в полости проводился в предположении, что газ в отрезок времени Δt расширяется адиабатически ($p_c V = \text{const}$), однако тут же за счет притока тепла от расплавленного грунта нагревается до температуры последнего. По данным работы [64], в рассматриваемом интервале температур и давлений отношение теплоемкостей паров воды $\gamma = c_p/c_v = 1,2$. По данным работы [65], значение γ для наиболее распространенных газов при температуре 1400—1500°С и давлении в несколько атмосфер меняется от 1,16—1,20 для углекислого газа, паров воды и сероуглерода до 1,30 для окиси углерода, азота и кислорода, т. е. для указанных газов значения γ различаются несильно. Давление в полости с учетом термического расширения в момент t_0 (прорыва) составляло около 5 бар.

Оказалось, что работа, совершаемая газом полости при его адиабатическом расширении за последовательные промежутки времени Δt от начального объема V_c до максимального V_{\max} , значительно меньше энергии, выделенной при затвердевании расплавленной породы (за счет скрытой теплоты плавления). В связи с этим температура раскаленных газов в рассмотренном случае во время расширения полости до объема V_{\max} не опустится ниже 1500°С, так как потери тепла в полости за счет излучения и теплопроводности несущественны.

Вероятно, именно эта особенность температурного режима не была учтена при прогнозе высоты подъема облака при взрыве «Седан». Очевидно, предполагалось, что температура газов при их прорыве будет значительно ниже. Только этим можно объяснить, что прогнозируемая высота облака (1200 м) оказалась почти в 4 раза меньше фактической [34].

Рассмотрим, будет ли сохраняться температура газов, равная температуре плавления породы (около 1500°С), в других случаях. Для этого оценим в общем случае соотношение количества тепла A_1 , выделяемого расплавленной породой в полости взрыва при ее затвердевании (за счет скрытой теплоты плавления), и работы A_2 , совершаемой газами полости при ее расширении от первоначального объема V_c до конечного (в момент прорыва). Как это было

показано ранее, температура в первоначальном объеме полости больше температуры плавления породы. Будем считать, что она уже практически снизилась до этой температуры, но теплота плавления, выделяющаяся при затвердевании породы, еще не расходовалась.

Таким образом, для изотермических процессов

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{Q_2}{\left(\frac{Q_{x_2}}{\mu_2} + \frac{Q_{x_3}}{\mu_3} \right) RT \ln \frac{V_{\max}}{V_c}}. \quad (6)$$

В формуле (6) α — скрытая теплота плавления породы (около 90 кал/г) [97]; $\frac{Q_{x_2}}{\mu_2} + \frac{Q_{x_3}}{\mu_3}$ — количество молей газа в полости (на единицу мощности взрыва); $V_{\max} \cong \frac{2}{3} \pi h^3$ — объем полости к моменту максимального подъема породы; V_c — объем полости к моменту t_c .

Следовательно, при содержании воды в грунтах до 25% (по весу) и глубине взрыва в несколько сот метров при приведенной глубине 50 м/кт^{1/3}, температура раскаленных газов в момент прорыва полости не опустится ниже температуры плавления грунта (1400—1500°С), при условии наличия равновесия между жидкой (расплавленным грунтом) и парообразной фазами. В связи с тем что температура в полости в первоначальный момент (при объеме V_c), как правило, больше 1400°С, а прорыв полости происходит при давлении, большем атмосферного [52], температура газов при прорыве будет равняться температуре плавления грунта и при значительно большей обводненности пород либо будет даже превышать температуру плавления грунта, как это имело место при эксперименте 1003 [62].

Таким образом, несмотря на неполную выполнимость ряда предположений (например, неполное равновесие между жидкой (расплавленным грунтом) и парообразной фазами), можно считать, что в случаях, наиболее часто встречающихся на практике (при влагосодержании пород до 10—12%), температура в полости не опустится ниже температуры плавления грунта. Действительно, при взрыве 1003 температура светящейся области на поверхности купола, где произошел прорыв газов, достигала 1900—2100°С.

Указанный вывод очень важен для объяснения эффектов фракционирования изотопов и расчета высоты подъема радиоактивного облака при подземном ядерном взрыве с выбросом грунта.

§ 3. Формирование облака и базисной волны

При взрыве с выбросом грунта в атмосферу после прорыва полости раскаленные газы начинают всплывать. Согласно проведенным автором расчетам [55], скорость подъема пузыря газов за счет архимедовой силы превзойдет скорость подъема породы че-

рез 4—5 с после взрыва (для мощности взрыва до 100 кт). Окончательный отрыв пузыря газов происходит после падения обломков породы вниз и освобождения значительной части объема газов, находящихся внутри полости (т. е. через 6—14 с после взрыва), после чего начинается формирование облака.



Рис. 5. Фотография облака и базисной волны при взрыве 1003.

Подъем облака при подземном взрыве происходит аналогично его подъему при наземном или воздушном взрыве, так как начальная температура облака при подземном взрыве соответствует температуре плавления горных пород, т. е. составляет примерно 1500°C . Изменение температуры во времени в облаке при подземном взрыве в общем похоже на ее изменение при атмосферном взрыве. Стабилизация облака, когда температура в облаке сравняется с температурой окружающей среды, наступает лишь через

несколько минут после взрыва. Так, после взрыва «Седан» облако стабилизировалось через 5 мин, достигнув высоты 4000—4500 м.

В отличие от воздушного взрыва, в облаке при подземном взрыве с выбросом грунта, особенно в его нижней части, находится

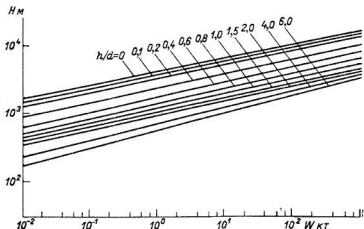


Рис. 6. График для определения высоты основного облака как функции мощности взрыва и параметра h/d . Аллювий.

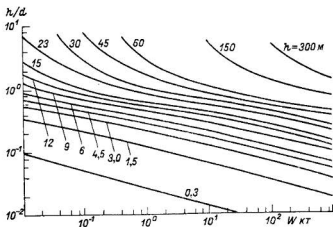


Рис. 7. Вспомогательный график для определения высоты облака на рис. 6. Аллювий.

огромное количество пыли и частиц грунта, что затрудняет отток тепла от облака за счет излучения. Через несколько десятков секунд после подземного взрыва начинает формироваться базисная волна. Базисная волна, догоняющая нижнюю часть пузыря горячих газов, также способствует сохранению высокой температуры в

течение длительного времени. Согласно расчетам [55], базисная волна и нижняя часть облака представляют собой зону, в которой длительное время — не менее 5—10 с для взрывов мощностью 1—2 кт и 6—14 с для взрывов мощностью 100 кт — поддерживается температура не ниже температуры плавления грунта (около 1500°С). Не исключено, что это время еще больше, так как плотный слой мелких частиц грунта, падающих медленнее, чем обломки породы, сохраняет условия для поддержания высокой температуры в указанной зоне.

При взрыве 1003 базисная волна распространялась за 35—40 с в зоне диаметром 600 м. Максимальная высота пылевого столба (диаметром 120 м), так же как и облака, составила 300 м (рис. 5) [62]. Их дальнейший подъем был ограничен наличием в атмосфере инверсионного слоя.

Геометрические параметры основного облака и базисной волны зависят от полной мощности взрыва, характеристик пород, в которых проведен взрыв, глубины заложения заряда и метеорологических условий во время формирования облака. По внешнему виду подземные взрывы (соотношение размеров облака и базисной волны), проведенные в близких по составу породах, схожи между собой независимо от мощности взрывов. Картина развития более мощного взрыва «Седан» [66] и взрыва 1003 практически одна и та же. Зависимости геометрических размеров облака и базисной волны при подземных взрывах в аллювии, определяемые на основании химических и ядерных взрывов, приведены в работе [67]. В качестве примера на рис. 6 показан график, заимствованный из этой работы, с помощью которого можно определить высоту облака взрыва. На рис. 7 приведен вспомогательный график для определения h/H (отношения глубины заложения заряда к глубине образовавшейся воронки).

При групповом взрыве, когда отдельные заряды расположены на оптимальном для образования канала расстоянии, высоты облака и базисной волны практически не будут отличаться от высот облака и базисной волны при одиночном взрыве [67]. Как уже говорилось, при подземных ядерных взрывах, проводимых вблизи земной поверхности, особенно если происходит прорыв полости и образование воронки, в атмосферу проникают радиоактивные продукты, загрязняющие внешнюю среду. Степень радиоактивного загрязнения атмосферы и местности при подземных ядерных взрывах определяется главным образом следующими факторами:

1) общим количеством образовавшейся при взрыве радиоактивности;

2) величиной доли радиоактивности, выброшенной в атмосферу;

3) степенью разбавления радиоактивных продуктов в атмосфере (метеорологической ситуацией при взрыве).

Подробный анализ указанных факторов, а также описание закономерностей и характеристик загрязнения природных сред содержатся в последующих главах.

РАДИОАКТИВНЫЕ ПРОДУКТЫ ПОДЗЕМНОГО ЯДЕРНОГО ВЗРЫВА



Общее количество радиоактивности, образующейся при взрыве, определяется количеством осколков деления (т. е. мощностью взрыва за счет деления), а также наведенной активностью, образующейся в результате взаимодействия нейтронов взрыва с ядрами элементов, находящихся в зоне взрыва.

§ 1. Характеристики радиоактивных изотопов, образующихся при ядерном взрыве

Характеристики гамма-излучателей, образующихся в результате деления ядерного горючего при взрывах, описаны в ряде работ. Обзор таких характеристик приводится нами в монографии «Гамма-излучение радиоактивных выпадений» [68]. В этой работе дана зависимость суммарной энергии гамма-излучения нефракционированной смеси осколков, образующихся при взрыве (на килотонну мощности по делению), от времени с учетом самых последних данных о продуктах деления. Впервые такая зависимость была опубликована О. И. Лейпунским [69].

Помимо осколочных продуктов деления, при ядерном взрыве (особенно при термоядерном) образуется значительное количество активности за счет взаимодействия нейтронов взрыва с ядрами окружающей среды и элементами конструкции заряда. Кроме того, имеется некоторое количество активности за счет непрореагировавшего ядерного горючего.

Все изотопы наведенной нейтронами взрыва активности можно разбить на три группы:

I группа — изотопы, образующиеся в результате воздействия нейтронов взрыва на элементы самого заряда;

II группа — изотопы, образующиеся в результате воздействия на элементы конструкции заряда;

III группа — изотопы, образующиеся в результате взаимодействия нейтронов, вышедших за оболочку бомбы, с элементами окружающей среды (воздуха, воды, грунта и т. п.).

К изотопам I группы следует отнести Np^{239} , U^{237} , а также транс-урановые элементы.

Ко II группе можно отнести следующие изотопы, идентифицированные, например, при подземном ядерном взрыве «Седан» [70]: Mn^{54} , Y^{88} , Rh^{102} , W^{181} , Re^{185} , W^{187} , Re^{188} . Из рис. 8, на котором приведен спектр гамма-излучения пробы грунта, отобранной из ближней зоны при взрыве «Седан» (измеренный через два дня после взрыва) [71], видно, как велика роль наведенной активности при подземном взрыве.

К III группе следует отнести изотопы Na^{24} , Sc^{46} , Mn^{54} , Eu^{154} и др. [68, 70, 71, 72], а также Co^{60} . Наиболее важным среди пере-

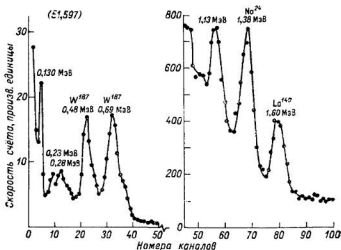


Рис. 8. Гамма-спектры пробы, отобранной вблизи эпицентра взрыва «Седан».

численных с точки зрения радиационных последствий является Na^{24} .

При взрыве 1003 были идентифицированы Mn^{54} , Co^{60} , Zn^{65} , Cs^{134} , Eu^{152} , Eu^{154} , Ta^{182} , при камуфлетном взрыве в соляном пласте изотопы — Mn^{54} , Co^{60} , Ag^{110m} , Sb^{124} [62].

Состав радиоактивных продуктов в атмосфере и выпадениях будет отличаться от первоначального вследствие фракционирования.

В результате проведенных нами расчетов показано, что средняя энергия гамма-излучения и скорость спада осколочной гамма-активности во времени для локальных выпадений в первые несколько дней после взрыва практически не изменяются за счет фракционирования. Это происходит потому, что в смеси продуктов в первое время присутствует еще слишком большое количество изотопов и отдельные отклонения компенсируются влиянием суммы изотопов. Однако спектр γ -излучения, характеризующий состав

продуктов, будет сильно отличаться от спектра нефракционированной смеси.

Из рис. 8 видно, что проба грунта в зоне ближних выпадений несколько обогащена La^{140} , имеющим летучего родоначальника цепочки распада. Однако в различных зонах и при различных условиях подземного ядерного взрыва фракционирование может быть весьма значительным. Так, радиоактивное облако при взрыве с выбросом грунта и дальние выпадения будут сильно обогащены изотопами, имеющими летучих предшественников, или летучими продуктами. Из продуктов наведенной активности в дальних выпадениях от взрыва «Скунер» (в приземном воздухе на территории Советского Союза) были обнаружены изотопы вольфрама-181 и 185 [73]. Можно предположить, что при подземных взрывах вольфрам ведет себя как летучий продукт.

§ 2. Роль наведенной активности

Количество радиоактивных продуктов взрыва, выброшенных в атмосферу и загрязняющих внешнюю среду, может быть подсчитано как произведение общего количества продуктов, образовавшихся при взрыве, на долю продуктов, вышедших в атмосферу, т. е. величину $\Phi(\bar{h})$, подробно рассматриваемую в последующих главах.

Как уже говорили, практически вся активность, образующаяся при взрыве, складывается из осколочной и наведенной активности.

При промышленных подземных взрывах, когда лишь небольшая часть мощности взрыва обусловлена реакцией деления, роль наведенной активности резко возрастает.

Прогноз уменьшения загрязнения от одиночного взрыва с выбросом грунта [11] проиллюстрирован картами выпадений (рис. 9) от такого взрыва. Из рисунка видно, что к 1964 г. дозы гамма-излучения выпадений на ближнем следе на одинаковых расстояниях при взрывах типа «Седан» должны были уменьшиться в 10 раз по сравнению с 1962 г., а в будущем — в 100 раз. В последнем случае доза от наведенной активности может во много раз превосходить дозу от осколочной активности. Даже в случае принятия специальных мер против нейтронного потока доза от наведенной активности при взрыве 100 кт «чистого» устройства будет превосходить по крайней мере вдвое дозу от осколочной активности. В этом случае количество «осколков» в облаке и в выпадениях эквивалентно (по энерговыделению) 20 т ТНТ, наведенной активности в эквивалентных единицах активности — 40 т [74]. На рис. 10 показан след, образовавшийся при таком взрыве.

На рис. 11 показано изменение во времени общего количества гамма-активного вещества, образующегося в результате взрыва заряда мощностью 1 кт (кривая 1) [62], а также изменение во времени (от 1 ч до бесконечности) наведенной активности, приводящей к дозе гамма-излучения, равной дозе от осколочной актив-

ности (кривая 2). Расчет наведенной активности производился для тепловых нейтронов и грунта с кларковым содержанием химических элементов. Расчет, выполненный К. Г. Батаевым для нейтронов с энергией 10—100 эВ, соответствующей температуре $(10^5\text{—}10^6)^\circ\text{C}$, показывает, что тепловое приближение справедливо для $t \leq 3$ дней; после этого времени, когда наведенная активность значительно менее существенна, расчет для энергии 10—100 эВ дает значения наведенной активности на порядок выше, чем для теплового приближения, 10 дней $\leq t \leq 300$ дней (кривая 3).

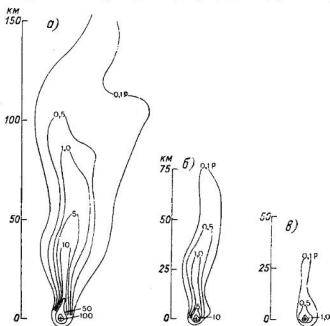


Рис. 9. Схемы радиоактивных следов от взрывов разной «чистоты». Взрыв «Седан».

Технический уровень: а — 1962 г., б — 1964 г., в — будущего.

Расчет показал, что основным гамма-излучателем наведенной активности в период от 1 до 5 дней является Na (в период до 2 дней проявляется также излучение Mn^{56}), от 1 месяца до 1,5 года на фоне излучения осколков будет проявляться излучение Sc^{46} и более слабо — излучение Fe^{59} , после 1 года основным излучателем становится Co^{60} , а примерно через 10 лет — Eu^{152} .

Как отмечалось, в продуктах осуществленных в Советском Союзе ядерного взрыва с выбросом 1003 и камуфлетного ядерного взрыва, проведенного в соляном пласте малой мощности, был обнаружен ряд изотопов наведенной активности [62].

Вклад изотопов наведенной активности в общую гамма-активность проб при взрыве с выбросом был незначительным. Так, на-

пример, в пробах, отобранных в день взрыва, не было обнаружено Na^{24} . В пробах ошлакованного материала из зоны воронки взрыва суммарное число образовавшихся ядер Mn^{54} , Co^{60} , Zn^{65} , Cs^{134} , Eu^{152} и Eu^{154} составляло 18% от числа ядер Zr^{95} .

Многие из перечисленных продуктов активации, присутствие которых было невозможно определить при спектрометрировании неразделенной смеси радионуклидов, были обнаружены путем использования сочетания методов аналитической химии и спектрометрии ядерных излучений.

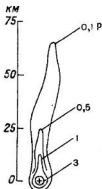


Рис. 10. Схема радиоактивного следа при выпадении 20 т (по энергвыделению) осколков деления и 40 т наведенной активности.

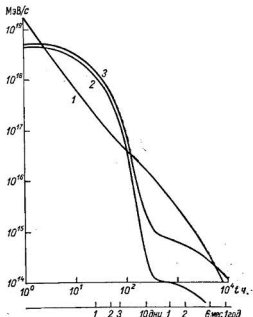


Рис. 11. Изменение во времени гамма-активности продуктов взрыва.

1 — осколки деления при взрыве 1 кт, 2 — наведенная активность, приведенная к такой же дозе, как от осколков, расчет в тепловом приближении, 3 — наведенная активность, расчет для нейтронов с энергией 10–100 эВ.

Таким образом, в пробах шлака и грунта при взрыве с выбросом были количественно определены Eu^{152} , Eu^{154} , Ta^{182} , Cs^{134} , Mn^{54} , Co^{60} , Zn^{65} , в пробах соли — Mn^{54} , Co^{60} , Ag^{110m} , Sb^{124} .

Составы продуктов активации при взрывах в соляных и силикатных породах существенно различаются между собой. Так, например, при взрыве в соли обнаружено значительное количество Ag^{110m} . Обращает также внимание высокое содержание в этих пробах Sb^{124} .

Основная радиоактивность продуктов активации в зоне воронки взрыва 1003 на период $D + 200$ была связана с Mn^{54} (65%) и Eu^{152} , Eu^{154} (23%). В образцах соли на период $D + 200$ наибольшая активность приходилась на Sb^{124} (90%) и Ta^{182} (8%).

Изотопный анализ отобранных проб при взрывах 1004, T-I и T-II позволил идентифицировать и количественно определить в продуктах рассматриваемых взрывов изотопы наведенной активности: для взрыва 1004 — Co^{60} , Cs^{134} , Mn^{54} , Fe^{59} , Sc^{46} ; для взрывов T-I и T-II — Co^{60} , Ta^{182} . Следует указать, что вклад в дозу гамма-излучения в эпицентральных зонах взрывов 1004 и 1003 от Co^{60} довольно высок и составлял на период $D + 1000$ 85—90 и 50—60% соответственно.

В спектрах проб ближних выпадений при взрыве «Седан» [70, 71] отчетливо заметны пики, обусловленные изотопами наведенной активности Na^{24} , W^{187} , W^{181} , Np^{239} , Sc^{46} , Rh^{102} и др.

В некоторые интервалы времени вклад изотопов наведенной активности в общую гамма-активность на ближнем следе при взрыве «Седан» составлял существенную величину. Так, по данным работы [67], через 2 дня после взрыва мощность доз гамма-излучения от W^{187} составляла 52—60% мощности дозы всех продуктов, через 167 дней гамма-активность W^{181} (и, вероятно, W^{185}) достигала примерно 90% общей гамма-активности, а мощность дозы (по нашим расчетам по спектрам из работы [70]) — приблизительно 80% общей мощности дозы.

Кроме того, из спектров, измеренных через 48 ч после взрыва «Седан» [71], можно определить, что отношение гамма-активностей W^{181} (пики с энергией 0,48 и 0,69 МэВ) и Na^{24} (пики с энергией 1,38 и 2,76 МэВ) с учетом поправки на эффективность кристалла, взятую для размера кристалла 4×4 дюйма из работы [75], составляет

$$\frac{a_{W^{181}}(t = 48 \text{ ч})}{a_{Na^{24}}(t = 48 \text{ ч})} = 5,5.$$

С использованием перечисленных данных автором подсчитано, что в этом случае через 24 ч после взрыва гамма-активность (в МэВ/с) осколочных продуктов составляла 34%, Na^{24} 14%, а W^{187} 52%. Это с привлечением кривых изменения во времени гамма-активности продуктов взрыва из работы [68] позволило построить кривые изменения во времени суммарной гамма-активности (в МэВ/с) и ее отдельных компонент для взрыва «Седан» (рис. 12).

Из рисунка видно, что вначале (до 10 ч после взрыва) основной вклад в гамма-активность вносит осколочная активность, от 10 до 100 ч — изотоп вольфрама W^{187} (на его фоне проявляется активность Na^{24}), далее — снова осколочная активность, а примерно через 1—1,5 месяца (по крайней мере до 1 года) — снова активность изотопов вольфрама W^{181} и W^{185} .

Из рисунка нетрудно определить, что характер кривой рас-

пада суммы продуктов отличается от обычного характера кривой для осколочных продуктов, описываемых законом $t^{-1,2}$.

Так, пересчитанный коэффициент от $Ч + 24^1$ к $Ч + 1$ в данном случае составляет 25 в отличие от значения 43, соответствующего закону $t^{-1,2}$, и от значения 73, определяемого по кривой распада гамма-активности смеси осколочных продуктов.

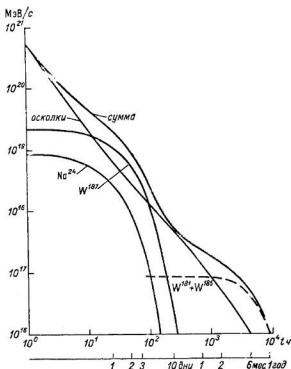


Рис. 12. Изменение во времени гамма-активности различных компонент при взрыве «Седан».

В связи с этим все данные, полученные американскими исследователями на второй и третий день после взрыва «Седан» (а основные гамма-съемки местности были проведены именно в эти дни) и пересчитанные на время $(Ч + 1)$ с помощью закона $t^{-1,2}$, являются, по-видимому, ошибочными, завышенными примерно вдвое. Это относится к карте ближней зоны и кривым, опубликованным в работе [76]. В связи с этим оказалась завышенной и подсчитанная американскими авторами доля продуктов, выброшенная при этом взрыве в атмосферу, вероятно, с использованием названной карты для ближней зоны. Эта подсчитанная доля со-

¹ Через 24 ч после взрыва.

ставляет около 10% всех продуктов и, по-видимому, слишком велика, так как не ложится на кривую зависимости доли $\varphi(\bar{h})$ от приведенной глубины \bar{h} , выраженной как в единицах $\text{м/кт}^{1/3}$, так и в единицах $\text{м/кт}^{1/2}$. Так, в работе Нокса [67] говорится, что значение $\varphi(\bar{h})$ для взрыва «Седан», которое определяется путем интегрирования радиоактивного вещества на ближнем следе, заметно отличается от соответствующего значения на кривой, построенной по данным всех известных взрывов. Это различие, по

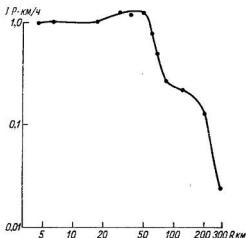


Рис. 13. Изменение величины $I = \int P(R, t) dl$ с расстоянием на следе от взрыва «Седан».

для пересчетов закона $t^{-1.2}$ не приводит к большим ошибкам), проинтегрировать количество вещества и сравнить с суммарной величиной гамма-активности на время $(Ч + 24)$, получится величина $\varphi(\bar{h})$, меньшая чем 0,1.

Автором был выполнен расчет количества вещества на ближнем следе взрыва «Седан» от навала грунта (в районе воронки) путем интегрирования от $R = 1,5$ км до $R = 300$ км по картам, приведенным в работах [76—78] и пересчитанным на $(Ч + 24)$. Для зоны, примыкающей к воронке, интегрирование проводилось по изолиниям, для остального следа подсчитывались значения I в $\text{Р} \cdot \text{км/ч}$ в направлении, перпендикулярном оси следа, для различных R . Полученная зависимость приведена на рис. 13. Затем проводилось интегрирование по R . Было определено, что $Q = \iint P(R, t) dR dl$ в зоне вблизи эпицентра составляет $122 \text{ Р} \cdot \text{км}^2/\text{ч}$, на остальной части ближнего следа — около $100 \text{ Р} \cdot \text{км}^2/\text{ч}$ на время $Ч + 24$ на высоте 1 м; эта сумма с учетом микрорельефа соответствует $40 \text{ Р} \cdot \text{км}^3/\text{ч}$ общего энерговыделения, или $8 \cdot 10^{17} \text{ МэВ/с}$, или примерно 4% всей гамма-активности, образовавшейся при взрыве (мощностью 30 кт). Полученная величина 4% значительно

мнению Нокса, может быть вызвано тем, что в настоящее время точная зависимость $\varphi(\bar{h})$ от эквивалента заряда неизвестна. На основании сказанного Нокс утверждает, что величина $\varphi(\bar{h})$, полученная для мощных взрывов (100 кт и выше), и фактические ее величины могут различаться в 2 раза.

Однако, если взять карты ближнего следа от взрыва «Седан», полученные на второй и третий день после взрыва и приведенные ко времени $(Ч + 24)$ (в этом интервале времени использование

лучше соответствует кривым зависимости $\varphi(\bar{h})$ и вызывает сомнение в предположении Нокса о том, что $\varphi(\bar{h})$ для мощных взрывов будет отличаться от $\varphi(\bar{h})$ для взрывов меньших калибров и на тех же приведенных глубинах.

Для расчета дозы гамма-излучения от момента времени t_b до бесконечности при наличии наведенной активности можно рекомендовать формулу

$$D(t_b, \infty) = \frac{P_1^0 t_b^{-(n-1)}}{n-1} + \sum_i \frac{P_{1i}^n T_i}{0,693} \left(1 - e^{-\frac{0,693 t_b}{T_i}} \right), \quad (7)$$

где P_1^0 , P_{1i}^n — мощность дозы гамма-излучения через один час после взрыва от осколочной активности и i -того изотопа наведенной активности соответственно; n — показатель степени в формуле t^{-n} , аппроксимирующей распад суммы осколочных продуктов; T_i — период полураспада i -того изотопа наведенной активности в часах; t — в часах.

Для рассмотренного нами случая, представленного на рис. 12 ($n \approx 1,3$), если $P_1^0 = 1$, то $P^{W^{187}} = 4,1 \cdot 10^{-2}$, $P_{1Na^{24}} = 1,58 \cdot 10^{-2}$.

На основании приведенных данных можно подсчитать дозу внешнего облучения на ближнем следе (от времени выпадения, равного 1—10 ч, до бесконечности) за счет различных компонент. Расчеты показывают, что 60—65% суммарной дозы на ближнем следе от взрыва «Седан» обусловлено осколочной активностью, около 25—30% — изотопом W^{187} и около 7% — изотопом Na^{24} .

В ряде работ (например [68, 69, 79]) приведены результаты расчетов наведенной активности, образующейся при взаимодействии нейтронов взрыва с ядрами элементов горных пород.

Наиболее важным является вычисление доли нейтронного потока, идущего на активацию того или иного элемента.

Согласно нашим расчетам, выполненным для тепловых нейтронов для гранитов (при содержании воды менее 1%), на активацию идет следующий поток нейтронов в процентах:

Элемент	Na	Al	Cl	K	Si	Mn	Co	Fe	Сумма
Процент	9,2	5,8	4,5	0,8	0,6	0,5	0,3	0,2	21,9

Результаты наших расчетов близки к результатам расчетов других авторов. Так, на активацию Na в породах, содержащих воду, по данным работы [69], идет 5,4% нейтронов.

Доля нейтронного потока α_i , идущего на активацию i -того изотопа, определяется соотношением

$$\alpha_i = \frac{P \sigma_{a_i} / M_i}{\sum_i P \sigma_{a_i} / M_i}, \quad (8)$$

где σ_{a_i} , σ_{T_i} — микроскопическое сечение активации и поглощения нейтронов для i -того изотопа; M_i — массовое число i -того изотопа;

P_i — весовая доля i -того изотопа, а суммирование производится по всем изотопам всех элементов, составляющих горные породы.

Таблица 2

Значения суммарного сечения поглощения σ_{Σ} и доли нейтронного потока, идущего на активацию натрия, для различных сухих пород [79]

Породы	$\sigma_{\Sigma \text{ сух}} \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{г}$	$\alpha_i \%$
Ультраосновные	0,684—0,724	0,8—1,03
Базальтовые	0,753	3,15
Гранитные с высоким содержанием кальция	0,657	5,7
Гранитные с низким содержанием кальция	0,680	5,0
Кислые	0,738	4,95
Глины и сланцы	0,603	1,35
Сланцы	1,049	1,2
Песчаники	0,623	0,7
Карбонаты	0,390	0,14

В табл. 2 приведены значения $\sigma_{\Sigma} = \sum_i P_i \sigma_{T_i} / M_i$ (суммарное сечение поглощения в грамме породы) для различных горных пород [79, 80] и доля нейтронного потока, идущего на активацию натрия в этих породах, если в них отсутствует вода. Величина $\sum_i P_i \sigma_{T_i} / M_i$ для чистой воды составляет $2,21 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{г}$; величина суммарного сечения поглощения σ_{Σ} влаги может быть найдена для влажной породы по значению $\sigma_{\Sigma \text{ сух}}$ для сухой породы

$$\sigma_{\Sigma \text{ вл}} = (1 - P_{\text{H}_2\text{O}}) \sigma_{\Sigma \text{ сух}} + P_{\text{H}_2\text{O}} \cdot 2,21 \cdot 10^{-2}, \quad (9)$$

где $P_{\text{H}_2\text{O}}$ — весовая доля воды в породах.

При расчетах наведенной активности для нейтронов с энергией 10—100 эВ К. Г. Батаев использовал для определения эффективного сечения захвата для изотопов вблизи резонанса (для $L > 30$) формулу Брейта-Вигнера [62]. Рассчитанные отклонения величины нейтронного потока, идущего на активацию, для интервала энергий 10—100 эВ и тепловых нейтронов весьма велики у Gd^{153} , Gd^{157} , Sm^{149} , Eu^{151} , Eu^{153} , Te^{122} и др. Однако характерно, что все эти изотопы образуются в сравнительно небольшом количестве. На рис. 11 расхождение между кривыми, рассчитанными для тепловых нейтронов и нейтронов с энергией 10—100 эВ, относится к периоду, когда основной вклад в мощность дозы гамма-излучения вносит осколочная активность, и указанный эффект становится практически важным через 1—3 года после взрыва.

Возникает предположение, что в реальном случае активация нейтронами взрыва будет соответствовать некоторому промежуточному случаю, однако точный расчет представляет большие трудности. Важно отметить, что, по-видимому, в некоторых случаях «тепловое» приближение может привести к слишком большой ошибке.

Определим отношение доз от наведенной D_n и осколочной D_o активности в любой точке следа при подземных ядерных взрывах в предположении, что не имеется существенного фракционирования между изотопами наведенной и осколочной активности, т. е. $\frac{D_n}{D_o} = \frac{E_n}{E_o}$, где E_n , E_o — энергия гамма-излучения наведенной активности и осколочных продуктов в целом.

В этом случае в любой точке следа

$$\frac{D_n}{D_o} = \frac{E_n}{E_o} = \frac{1,4 \cdot 10^{-22} t_b^{0,2}}{W_d} \Pi \sum_i \alpha_i E_{\gamma_i} e^{-\lambda_i t_b}, \quad (10)$$

где W_d — мощность взрыва (по делению) в гаммах делящегося вещества; Π — суммарный поток нейтронов; α_i — доля нейтронов, идущих на активацию; E_{γ_i} и λ_i — энергия гамма-излучения i -того изотопа наведенной активности (на распад) и его постоянная распада; t_b — время выпадения продуктов взрыва на следе.

Для ближнего следа, где $t_b = (2 \div 3)$ ч, основная доза гамма-излучения от наведенной активности обуславливается излучением Na^{24} . В этом случае $E_{\gamma_i} = 4,14$ МэВ, и формула (10) приобретает вид

$$\frac{D_n}{D_o} \cong 6,5 \cdot 10^{-22} \frac{\alpha \Pi}{W_d} \cong 1,2 \cdot 10^{-23} \frac{\alpha \Pi}{q_d}, \quad (11)$$

где $\alpha = \alpha_{\text{Na}}$, q_d — мощность взрыва (по делению) в килотоннах.

Для различных почв α_{Na} пропорционально содержанию Na в почве, если в породе отсутствуют (или их мало) элементы с большими сечениями поглощения, такие, как Li, B, Cl, Cd, Nd, Sm, Eu, Gd, Dy.

Так, при взрыве в галлите (каменной соли) при содержании Na (по сравнению с обычными породами) в 10 раз больше доза на ближнем следе от наведенной активности (по сравнению с осколочной) уменьшается более чем в 5 раз за счет захвата нейтронов ядрами Cl.

Приняв $\alpha = 0,09$, получим

$$\frac{D_n}{D_o} \cong 6 \cdot 10^{-23} \frac{\Pi}{W_d}. \quad (12)$$

В этом случае при нейтронном потоке, вступающем в контакт с горной породой, равном 10^{24} нейтронов, доза от осколочной активности становится равной дозе от наведенной активности при $W_d \cong 60$ г (около 1 кт).

Формула (10) может быть использована для оценки нейтронного потока, вышедшего за пределы ядерного заряда и вступившего в контакт с горной породой, если предположить, что все количество i -того изотопа образовалось в результате нейтронной активации элементов горной породы. В этом случае

$$E_{n_i} = \Pi \alpha_i E_{\gamma_i} e^{-\lambda_i t_b}, \quad (13)$$

откуда

$$\Pi = \frac{E_{n_i}}{\alpha_i E_{\gamma_i} e^{-\lambda_i t_0}}. \quad (13a)$$

Воспользуемся выведенной формулой и данными рис. 12 и определим нейтронный поток, вышедший за пределы ядерного заряда при взрыве «Седан».

В этом случае, если взять данные по Na^{24} ,

$$E_{n_i} = \frac{8,5 \cdot 10^{18}}{\lambda_{\text{Na}}} = 6,6 \cdot 10^{23} \text{ МэВ}, \quad E_{\gamma_i} = 4,14 \text{ МэВ/расп.}$$

$$\alpha_i = 0,05 \text{ расп./нейтр. и } \Pi = 3,2 \cdot 10^{24} \text{ нейтронов.}$$

Если предположить, что на мегатонну мощности взрыва за счет синтеза выделяется $1,45 \cdot 10^{27}$ нейтронов [79], то при взрыве «Седан» высвободилось около 10^{26} нейтронов и за пределы заряда вышло около 3% этого количества.

На образование W^{187} было израсходовано около $2,6 \cdot 10^{24}$ нейтронов, или также около 3% всех выделившихся нейтронов.

При расчете доз гамма-излучения на местности от суммы продуктов, если известен поток нейтронов за пределами заряда Π , можно использовать вместо фактической мощности взрыва (за счет деления) q_d некоторую эффективную величину $q_{\text{эф}} > q_d$, которая позволила бы получить такие же дозы на местности от осколков, если бы нейтронный поток отсутствовал полностью,

$$q_{\text{эф}} = q_d + 2,5 \cdot 10^{-24} t_b^{0,2} \Pi \sum_i \alpha_i E_{\gamma_i} e^{-\lambda_i t_b}. \quad (14)$$

Для ближнего следа (при указанных выше упрощениях)

$$q_{\text{эф}} \cong q_d + 1,2 \cdot 10^{-23} \alpha \Pi \quad (15)$$

и при $\alpha = 0,09$

$$q_{\text{эф}} \cong q_d + 10^{-24} \Pi, \quad (16)$$

где q_d — в килотоннах.

При взрыве «Седан» в указанном выше смысле «эффективная» мощность (по делению) за счет Na^{24} была бы увеличена примерно на 2 кт, за счет W^{187} — на 12—14 кт.

При американском взрыве «Скунер» в атмосферу было выброшено значительное количество радиоактивных изотопов вольфрама (W^{181} , W^{185} и W^{187}). Они были обнаружены во многих пунктах на территории США [81] и даже на территории Советского Союза [73]. Общее количество W^{181} , образовавшегося при взрыве «Скунер», оценивается нами в $2,3 \cdot 10^4$ Ки, а эффективная

мощность данного взрыва (по делению) как бы увеличилась за счет изотопов вольфрама на 3—5 кт.

Таким образом, мы видим, что при промышленном использовании ядерных взрывов весьма существенным является вопрос о наведенной активности, образующейся как в материале заряда, так и в окружающей породе.

В заключение нужно отметить, что существенное значение при камуфлетных взрывах, проводимых с целью стимуляции выхода природного газа, является тритий, который может привести к загрязнению добываемого газа [35]. В этом случае наличие трития может явиться ограничивающим фактором в использовании такого газа.

**РАСПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИОАКТИВНОСТИ
ПРИ КАМУФЛЕТНЫХ¹ ВЗРЫВАХ**

Знание распределения радиоактивных продуктов в расплавленной, раздробленной и растрескавшейся горной породе при камуфлетном ядерном взрыве имеет существенное значение для определения дальнейшего поведения этих продуктов. Большая часть продуктов (в основном тугоплавких) прочно фиксируется расплавленной породой в процессе ее затвердевания. Лишь очень небольшая доля таких продуктов может растворяться и разноситься подземными водами. Летучие продукты могут распространиться в зоне дробления и трещиноватости пород после обрушения полости, а наиболее летучие (главным образом газообразные) при определенных условиях могут просочиться в атмосферу. Такой случай описан в следующей главе. Указанное распределение радиоактивных продуктов определяет возможность загрязнения продукта, добычу которого предполагается организовать или интенсифицировать с помощью камуфлетного взрыва (природного газа, нефти, руды).

Знание распределения активности и активации расплавленной породы при камуфлетном взрыве даст ответ на многие вопросы активации частиц и характера загрязнений при взрыве с выбросом грунта, так как камуфлетный взрыв в определенной степени моделирует первую фазу взрыва с выбросом грунта.

**§ 1. Активация расплавленной породы и частиц
в полости взрыва**

Данный вопрос рассматривался автором в работе [7].

В результате взаимодействия радиоактивных продуктов взрыва с расплавленной породой при высоких температурах в полости и при ее прорыве в породу перейдут лишь изотопы туго-

¹ Под камуфлетным взрывом понимается взрыв, который не оказывает существенного разрушающего действия на поверхность земли [51] и, естественно, не сопровождается выбросом в атмосферу веществ из зоны котловой полости.

плавких элементов. В связи с этим в частицах, образующихся из расплавленного грунта в зоне развивающейся полости до и в момент прорыва, в основном концентрируются тугоплавкие изотопы.

Частицы другого типа, образующиеся в более холодной области прорвавшейся полости и развивающемся облаке, обогащаются летучими изотопами и изотопами, имеющими газообразных предшественников. Различное соотношение частиц указанных типов в разных зонах определяет особенности загрязнения горных пород и других сред.

Для расчета перехода испаренных продуктов взрыва в жидкую фазу необходимо прежде всего знать, в форме каких элементов находятся эти продукты на разных стадиях развития полости и формирования зон загрязнения.

Из радиоактивных продуктов деления, как правило, образуются изотопы, загрязняющие в конечном счете окружающую среду, путем ряда последовательных радиоактивных превращений, причем нуклиды, принадлежащие какой-либо одной массовой цепочке (изобары), при этом последовательно принимают форму элементов с совершенно различными химическими свойствами. Так, в 89-й массовой цепочке первый член цепочки — летучий элемент (бром), второй — инертный газ (криптон), третий — сравнительно летучий (рубидий), четвертый — тугоплавкий (стронций). Отсюда понятна необходимость знания для расчета загрязнений ядерных констант (независимых выходов и периодов полураспада) всех членов цепочек, которым принадлежат важнейшие с точки зрения радиоактивного загрязнения радионуклиды. Такими цепочками являются цепочки под номерами 89—93, 95, 97, 99, 103, 106, 131—133, 135, 137, 140, 141, 143, 144, 147, 149 и 151. Радионуклиды, принадлежащие именно этим цепочкам, вносят наиболее существенный вклад в активность смеси осколков деления в период от одного дня до 100 лет после взрыва.

Для определения независимых выходов отдельных нуклидов в цепочке, экспериментальные данные по которым отсутствуют, автор использовал метод, предложенный в работе [2]. В этой работе предполагалось, что распределение независимых выходов по членам цепочки как функция атомного номера (заряда) $p'(Z)$ подчиняется закону Гаусса, причем максимуму гауссовой кривой соответствует Z_p — некоторая эффективная величина заряда. Предполагалось также, что такие распределения для продуктов взрыва и случая деления U^{235} тепловыми нейтронами совпадают. Абсолютные значения независимых выходов $a(Z)$ для разных типов деления не будут совпадать, если различаются накопленные выходы b , т. е.

$$a(Z) = bp'(Z). \quad (17)$$

Для условий термодинамического равновесия количества (доли) того или иного изотопа $F_i(T)$, принадлежащего i -той массовой цепочке, переходящего в жидкую фазу, могут быть рассчитаны на основании закона Рауля по известным зависимостям дав-

ления насыщенных паров элемента или его химического соединения от температуры при известном давлении в полости или атмосфере.

Очевидно, что

$$F_i(T) = \sum_Z p_i(Z, T) F_{Z_i}(T), \quad (18)$$

где $p_i(Z, T)$ — доля изобара (в числе ядер), имеющего атомный номер Z , в i -той массовой цепочке в момент достижения температуры T ; $F_{Z_i}(T)$ — доля сконденсировавшегося изотопа в этот же момент времени.

Значение $p_i(Z, t)$ как функция времени определяется по формулам:

$$p_i(Z, t) = p'_i(Z) e^{-\lambda_Z t}, \quad (19)$$

$$p_i(Z+1, t) = p'_i(Z) \lambda_Z \left(\frac{e^{-\lambda_Z t}}{\lambda_{Z+1} - \lambda_Z} + \frac{e^{-\lambda_{Z+1} t}}{\lambda_Z - \lambda_{Z+1}} \right) + p'_i(Z+1) e^{-\lambda_{Z+1} t} \quad (20)$$

и т. д.

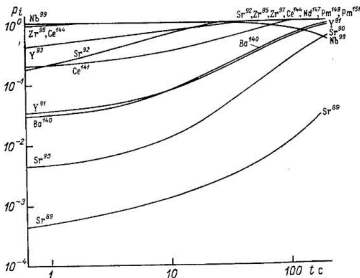


Рис. 14. Зависимость доли данного изобара (в числе ядер) в i -той массовой цепочке от времени (для «тугоплавких» изотопов).

Зависимость $T(t)$ определяется на основании расчета температурного режима в развивающихся полости и облаке.

В качестве примера на рис. 14 показано изменение $p_i(Z, t)$ для ряда тугоплавких изотопов важнейших массовых цепочек.

Расчет $F_i(T)$ и активации частиц различных типов является чрезвычайно сложным; для этого необходимо знать изменения температуры и давления в полости, а затем в облаке, знать зависимости давления насыщенных паров в этой области, а также результаты расчета $p_i(Z, T)$ и т. д. Для давления, равного 1 атм (взрыв в атмосфере), такой приближенный расчет выполнен в работе [83]. Зависимость $F_i(T)$ рассчитывалась автором в следующих предположениях:

а) изменение температуры в огненном шаре происходит по экспоненциальной зависимости; распределение температуры в огненном шаре равномерное;

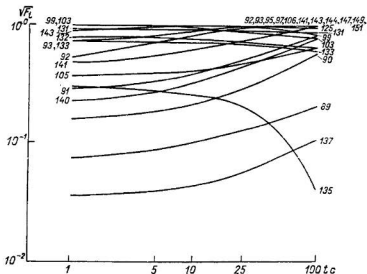


Рис. 15. Зависимость $\sqrt{F_i}$ от времени.

б) распределение радиоактивных продуктов (паровая фаза) и вовлеченного инертного материала (жидкая фаза) в объеме всего огненного шара равномерное;

в) температуры паровой и жидкой фаз совпадают;

г) соотношение ядер любого изотопа в газообразной и жидкой фазах определяется законом Рауля; при конденсации происходит диффузия вещества внутрь частиц;

д) давление в огненном шаре равно 1 атм;

е) количество расплавленного грунта составляет около 200 т/кт;

ж) распределение числа (массы) расплавленных частиц грунта по их размерам аппроксимируется нормально-логарифмическим законом.

На рис. 15 для удобства пользования приводится зависи-

мость $\sqrt{F_i}$ от t , так как эффекты фракционирования пропорциональны именно величине $\sqrt{F_i}$. Предположим, что при подземном взрыве может быть подобрано такое эффективное время затвердевания расплавленного грунта t_i , при котором значения $F_i(t_i)$ и коэффициенты фракционирования при подземном взрыве будут совпадать с таковыми при наземном взрыве, время затвердевания частиц при котором будет равно t_i .

Для определения этого эффективного времени можно, например, сравнить наклоны линий регрессии графиков корреляции (в двойном логарифмическом масштабе) коэффициентов фракционирования различных изотопов. При полном совпадении наклонов линий регрессии при подземном и наземном взрывах данному подземному взрыву может быть приписано эффективное время затвердевания частиц, характерное (фактически соответствующее) данному наземному взрыву. Такое сравнение будет проведено ниже.

§ 2. Радиоактивность при экспериментальных камуфлетных взрывах

Изучение распространения радиоактивных продуктов при экспериментальных ядерных взрывах подтверждает описанные выше закономерности. Основная масса радиоактивных продуктов фиксируется стеклообразной массой затвердевающей породы в полости взрыва [10, 56].

В Советском Союзе при взрыве мощностью около 1 кт в соляном пласте, проведенном на глубине 160 м/кт^{1/3,4}, выброса радиоактивности в атмосферу в момент взрыва не наблюдалось. Лишь через несколько часов отмечалось слабое истечение радиоактивных благородных газов [4]. Радиоактивные продукты, имеющие летучих предшественников, распространились по трещинам. На самые большие расстояния среди них распространились Sr^{89} и Cs^{137} , на меньшие расстояния — Sr^{90} и Y^{91} . В граничной зоне полости сосредоточились изотопы Zr^{95} , Ce^{144} и Ru^{106} [4]. Расстояние, на которое распространились продукты по трещинам, тем больше, чем больше период полураспада летучих предшественников данных изотопов. Количество изотопов, имеющих летучих предшественников и распространившихся по трещинам, может быть достаточно велико. Так, даже при взрыве с выбросом грунта 1003, когда в атмосферу выделилось определенное количество продуктов, при бурении исследовательских скважин в зоне дробления и трещиноватости пород было обнаружено около 40% всего образовавшегося в результате взрыва Cs^{137} [7].

Интересные данные по распространению и поведению радиоактивных продуктов при камуфлетных взрывах (в граните) приведены во французской работе [84].

Вопросы выхода и распространения в атмосфере газообразных и летучих продуктов при камуфлетных взрывах рассматриваются в следующей главе, а вопросы миграции радиоактивности с подземными водами — в главе VIII книги.

§ 3. Возможное загрязнение продуктов

При осуществлении камуфлетных взрывов с целью стимуляции выхода природного газа или нефти, для разработки рудных месторождений, при создании емкостей для хранения различных продуктов возможно загрязнение добываемого или хранящегося продукта радиоактивными изотопами.

При подготовке таких проектов взрыва предусматривается, чтобы добыча газа, нефти и других продуктов происходила не из самой зоны взрыва. Так, радиохимическими анализами было установлено, что при взрывах на нефтяном месторождении в Советском Союзе добыча нефти в зонах разрушения пород взрывом возможна без осложнений, связанных с загрязнением нефти радиоактивными продуктами. Однако этот вопрос требует тщательного изучения.

Наиболее сложным нам представляется вопрос о загрязнении при взрыве природного газа тритием. Тритий, находящийся в газообразной форме, может легко смешаться с газом. Этому вопросу было уделено большое внимание при изучении последствий взрыва «Газбагги», проведенного в США с целью стимуляции выхода газа в декабре 1967 г. [35].

После взрыва «Газбагги» исследовалась концентрация радиоактивных продуктов в природном газе [85] в течение трех периодов: в первоначальном 200-дневном периоде, когда скважина была закрыта, и после интенсивного выпуска газа в течение трех месяцев при постоянном давлении в забое скважины, а затем в течение восьми месяцев обычной опытной добычи.

На рис. 16 представлены данные по концентрации криптона-85 и трития в различных химических соединениях в первый период. Наибольшее изменение концентрации НТ наблюдается в течение первого месяца, его количество уменьшается примерно в 20 раз. Этот тритий включается в этан и метан, но главным образом в воду посредством реакции обмена.

Общее содержание трития в газе (всего образовалось 4 г) уменьшилось в течение первого месяца от 30 до 5%. Предполагается, что остальной (95%) тритий находился в форме тритиевой воды.

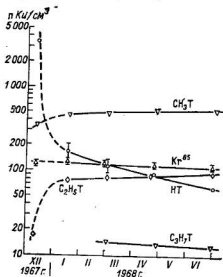


Рис. 16. Изменение концентрации криптона-85 и трития в различных химических соединениях в первый период после взрыва «Газбагги».

Основным радиоактивным компонентом газа после первого месяца являлся тритий в форме CH_3T . В этот же период наблюдалась практически постоянная концентрация криптона-85, его общее количество составило 350 Ки. Фактический объем газа, с которым криптон перемешивался, составлял $3 \cdot 10^9$ л, т. е. при давлении 66,5 атм и температуре 66°C в объеме пустот, равном $5,8 \cdot 10^7$ л.

В газе обнаружено небольшое количество углерода-14 (общее количество 7,5 Ки, концентрация 2,5 мКи/см³), главным образом в форме C^{14}O_2 . В течение первых месяцев в газе имелись изотопы наведенной активности — аргон-37 и 39. Иод-131 и цезий-137 обнаружены не были.

При добыче газа при постоянном давлении не было обнаружено никаких эффектов, кроме эффекта разбавления.

Опытная 8-месячная добыча газа началась в феврале 1969 г. при дебите скважины 98 тыс. м³ в сутки; в июне она стабилизировалась на уровне 4,5 тыс. м³ в сутки.

На рис. 17 показано изменение концентрации радиоактивных продуктов в газе в этот период.

Во время опытной добычи было отобрано газа около 2,5 объема конуса обрушения при давлении, существующем в формации. В результате этого концентрация радиоактивных продуктов снизилась до 7% от уровня, наблюдавшегося при вскрытии конуса обрушения (800 мКи/см³).

Необходимо отметить в заключение, что концентрация трития в природном газе при экспериментальном взрыве «Газбагги» была достаточно высока. Для промышленного использования газа необходимо эту концентрацию существенно понизить, чего можно добиться либо уменьшением количества трития, образующегося при взрыве, либо большим разбавлением добываемого газа.

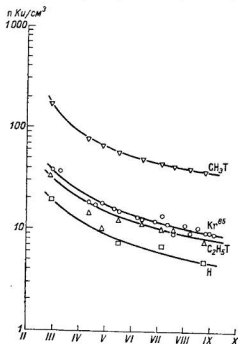


Рис. 17. Изменение концентрации криптона-85 и трития в различных химических соединениях в последующие периоды после взрыва «Газбагги», 1969 г.

ВЫХОД РАДИОАКТИВНЫХ ПРОДУКТОВ В АТМОСФЕРУ ПРИ ПОДЗЕМНЫХ ЯДЕРНЫХ ВЗРЫВАХ



§ 1. Выход радиоактивности при камуфлетном взрыве

При взрыве на больших глубинах выход радиоактивных продуктов возможен лишь через растрескавшиеся слои грунта, расположенные между образовавшейся полостью и дневной поверхностью. По данным работы [60], максимальная протяженность зон раздробленной и потрескавшейся породы за пределами столба обрушения составляет до 1,5 радиуса полости под центром взрыва, от 2 до 3 радиусов — в горизонтальном направлении и до 8 радиусов — над центром взрыва. Проникновение продуктов (в основном летучих или газообразных) взрыва в радиальные трещины происходит достаточно быстро; так, отмечено [60], что поверхность породы в таких трещинах оказывается несколько измененной в результате температурного воздействия газов. По трещинам в столбе обрушения или в зоне перекрытия радиальных трещин над полостью взрыва с трещинами, образовавшимися в результате откольных явлений, радиоактивные продукты могут проникнуть из полости камуфлетного взрыва в атмосферу под действием остаточного давления в результате диффузии или вентиляции. Выход продуктов в атмосферу по таким трещинам связан со значительным временем. Это приводит к тому, что в атмосферу могут выделяться изотопы лишь инертных газов или весьма летучих элементов (например, галогенов). Следует ожидать, что наиболее эффективно будут выходить в атмосферу изотопы Kr^{85m} , Kr^{87} , Kr^{88} , He^{133} , He^{135} , He^{138} . Некоторые из этих изотопов при распаде образуют негазообразные (короткоживущие) радиоактивные продукты, например Rb^{88} и Cs^{138} . Может наблюдаться выход радиоактивных изотопов иода [86—88].

Естественно предположить, что вынос газообразных радиоактивных продуктов из вентилируемой полости, если расход воздуха в полости не меняется со временем, происходит по экспоненциальному закону. В этом случае [89] скорость выхода числа ядер газо-

образного изотопа на поверхность для $t \geq t_0$ описывается уравнением

$$\frac{dN_i}{dt} = kN_{i0}e^{-(k+\lambda_i)(t-t_0)}e^{-\lambda_it_0} \quad (21)$$

(для случая, если i -тый изотоп является первым в цепочке), а активность i -того изотопа, выходящего в атмосферу, за все время может быть найдена по формуле (см. [6])

$$A_i = M_i q \frac{\lambda_i k}{k + \lambda_i} e^{-\lambda_it_0}, \quad (22)$$

где M_i , λ_i — накопленный выход и постоянная распада данного изотопа, $N_i = M_i q$; q — число актов деления при данном взрыве; k — постоянная выноса продуктов из полости, численно равная доле объема газа (воздуха) в полости, выносимого за единицу времени; t — время движения порции газов от полости до дневной поверхности.

Если $\lambda_i \ll k$ и t_0 невелико, то

$$A_i \cong M_i q \lambda_i, \quad (23)$$

т. е. доля активности (от образовавшейся), вышедшей в атмосферу за время от начала выхода до бесконечности, практически равна 100%. Для примера укажем, что доля вышедшей активности для суммы перечисленных выше изотопов инертных газов при $k = 10^{-3} \div 2,5 \cdot 10^{-1}$ и $t_0 = 0,5 \div 48$ ч изменяется от 2,4 до 47%.

Укажем, что скорость выхода активности $w_i(t)$ из полости первого в i -той цепочке распада газообразного изотопа выражается формулой

$$w_i(t) = A_i e^{-(t-t_0)(k+\lambda_i)} [1 - e^{-\lambda_i(t-t_0)}], \quad (24)$$

где $\Delta t = 1$ ч.

Когда основным фактором выхода газообразных продуктов в атмосферу является вентиляция, величина k в формулах (21) — (24) постоянна, когда избыточное давление — величина k будет переменной во времени.

Очевидно, что выход радиоактивных продуктов при отсутствии вентиляции и незначительном избыточном давлении (например, при взрыве в скважине на плоском участке в сухих породах) будет происходить значительно медленнее лишь в результате диффузии радиоактивных газов. При этом выход таких химически активных (хотя и летучих) продуктов, как изотопы йода, вряд ли будет возможен, в то время как при неглубоких вентилируемых взрывах он четко фиксировался [86—88].

Если выход радиоактивных продуктов в атмосферу при камуфлетном взрыве начинается уже через несколько минут после взрыва, то в атмосферу могут попасть изотопы инертных газов, дочерние продукты которых имеют большие периоды полураспада и могут образовать радиоактивные аэрозоли. Однако такие изотопы инертных газов обладают весьма небольшими периодами

полураспада; наиболее важными среди таких изотопов являются $Kr^{89}(T_{1/2} = 3,2 \text{ мин})$, $Kr^{90}(T_{1/2} = 33 \text{ с})$ и $Xe^{137}(T_{1/2} = 3,9 \text{ мин})$; они превращаются соответственно в $Sr^{89}(T_{1/2} = 50,5 \text{ дня})$, $Sr^{90}(T_{1/2} = 28 \text{ лет})$ и $Cs^{137}(T_{1/2} = 30 \text{ лет})$. Очевидно, что скорость образования негазообразных изотопов $(i+1)$ из газообразных (i) с учетом темпа выхода газообразных изотопов определяется в этом случае формулой

$$w_{i+1}(t) = \frac{w_i(t)}{\lambda_i - \lambda_{i+1}} [e^{-\lambda_{i+1}t} - e^{-\lambda_i t}]. \quad (25)$$

Например, если выход продуктов начинается через 5 и 10 мин, то в атмосферу выйдет 5,7 и 0,12% Xe^{137} соответственно, что приведет к появлению в атмосфере 10 и 0,2 Ки Cs^{137} на килотонну взрыва (за счет деления) соответственно. В указанном расчете автор совершенно произвольно принял, что отношение толщины слоя грунта над полостью к радиусу полости равно двум, и предположил, что газы проходят через область, поперечное сечение которой составляет 10% площади сечения столба обрушения.

Радиоактивные газообразные продукты, попадающие в атмосферу, образуют струю, распространяющуюся в направлении ветра. Струя может существовать в течение нескольких дней после взрыва.

§ 2. Выход радиоактивных продуктов в атмосферу при взрывах с выбросом грунта

При взрыве вблизи земной поверхности на приведенной глубине $\bar{h} = h/W^{1/3,4}$, меньшей 60—80 м/кт^{1/3,4}, может произойти прорыв полости, сопровождающийся выбросом радиоактивных продуктов в атмосферу. Глубина, при которой происходит «первичный» выброс радиоактивных продуктов в атмосферу, зависит также от содержания воды и летучих веществ в породе, ее прочностных характеристик и т. п. Точная граница, разделяющая камуфлетные взрывы и взрывы с выбросом грунта, для всех пород и случаев вряд ли может быть установлена. Например, большинство взрывов с выбросом грунта было проведено на глубине, меньшей 60 м/кт^{1/3,4} (табл. 3). С другой стороны, ряд взрывов, проведенных на глубине 70 ÷ 80 м/кт^{1/3,4}, были камуфлетными [90]. Однако при взрыве «Бланка» при $\bar{h} \cong 90 \text{ м/кт}^{1/3,4}$ произошел выброс радиоактивных продуктов в атмосферу [67].

Как уже было отмечено, при взрыве с выбросом грунта наблюдается подъем купола грунта, затем происходит прорыв газов. Купол при подъеме постепенно приобретает цилиндрическую форму. Подземный взрыв сопровождается образованием мощной базисной волны и центрального пылевого столба. После прорыва в атмосферу раскаленные газы начинают всплывать, образуя радиоактивное облако.

При описанном ранее температурном режиме расплавленная порода внутри полости, захватывающая радиоактивные продукты,

может дробиться на отдельные части; из нее могут получиться отдельные шлаковидные образования и более мелкие частицы неправильной формы. В предположении, что активация частиц начинается в полости, когда расплавленный грунт еще не раздроблен, и при наличии термодинамического равновесия, можно ожидать, что в таких радиоактивных частицах продукты взрыва распределятся по объему равномерно. Частицы грунта при температурах, близких к 1500°C , могут оплавляться или несколько размягчаться и прочно захватывать тугоплавкие изотопы. В таких частицах радиоактивные продукты будут концентрироваться во внешнем объемном слое. Летучие изотопы будут осаждаться на поверхности частиц, оставшихся в облаке или в базисной волне после их охлаждения. Это подтверждается рядом экспериментальных данных, полученных при взрыве 1003 и «Седан» [62, 71].

Расплавленный грунт и радиоактивные частицы из высокотемпературной зоны образуют первый источник радиоактивного загрязнения местности при подземных взрывах.

Вторым источником являются продукты, профильтрованные через толщу грунта в разрушающемся куполе взрыва и оседающие в облаке на более мелких частицах. Это в основном продукты, имеющие газообразных или весьма летучих предшественников в цепочках распада. Их состав и количество зависят от времени существования фильтрующего слоя грунта, а также от его мощности и степени разрушенности, т. е. в конечном счете от мощности и приведенной глубины взрыва.

Общее количество тугоплавких продуктов, попавших в облако при взрыве с приведенной глубиной $40\text{--}50\text{ м/кт}^{1/3}$, ничтожно (десятые доли процента или даже меньше), в то время как доля изотопов, имеющих газообразных предшественников, достигает в облаке 10% и более (12% для Cs^{137} при взрыве «Денни-Бой» [91]).

Степень радиоактивного загрязнения атмосферы и местности при подземных ядерных взрывах определяется в основном общим количеством образовавшейся при взрыве радиоактивности, величиной доли радиоактивности, выброшенной в атмосферу, и степенью разбавления продуктов взрыва в атмосфере (метеорологической ситуацией). Кроме того, характер загрязнения зависит от геометрии источника загрязнения (облака и базисной волны), распределения активности различных изотопов в облаке по частицам различных размеров, а следовательно, и от фракционирования радионуклидов. Общее количество радиоактивности, образующейся при взрыве, определяется количеством осколков деления (т. е. мощностью взрыва за счет деления), а также наведенной активности, образующейся в результате взаимодействия нейтронов взрыва с ядрами элементов, слагающих горные породы в зоне взрыва. Описанию характеристик радиоактивных продуктов взрыва посвящена глава III.

Вопросы распределения активности изотопов по частицам и их фракционирования будут разобраны в следующих разделах книги;

здесь мы остановимся на величине доли радиоактивных продуктов, выбрасываемых при подземных взрывах в атмосферу.

В ряде работ сделана попытка построения на основании экспериментальных данных зависимости доли суммарной активности φ , выброшенной при взрыве в атмосферу (или выпавшей на ближнем следе), от приведенной глубины взрыва \bar{h} . При этом в некоторых работах приведенная глубина выражалась в м/кт^{1/3}, в других — в м/кт^{1/3,4}. В работе [92] доля активности φ выражается как функция отношения глубины взрыва к глубине образовавшейся (видимой) воронки. Последнее отношение является прогностическим, и поэтому применять эту зависимость неудобно. Из первых двух зависимостей, по нашему мнению, лучше соответствует экспериментальным данным зависимость $\varphi(\bar{h})$, где глубина \bar{h} выражена в м/кт^{1/3} (рис. 18), хотя, как уже отмечалось, закон геометрического подобия при ядерных взрывах, вообще говоря, не соблюдается.

Описание зависимостей $\varphi_i(\bar{h})$ для отдельных изотопов в доступной литературе отсутствует, хотя, по нашему мнению, только такие зависимости могут быть представительными (и не зависящими от времени измерений). Очевидно, что относительное количество летучих изотопов или изотопов, имеющих газообразных предшественников, выходящих в атмосферу, будет больше относительного количества суммы продуктов взрыва или тугоплавких изотопов (при одной и той же глубине взрыва).

Доля радиоактивных продуктов, выходящих в атмосферу при взрыве, кроме приведенной глубины взрыва, зависит, по-видимому, от состава горных пород (содержания воды и летучих продуктов), а также их прочностных характеристик. Так, если при экскавационном взрыве в твердых, сухих породах доля радиоактивности, выходящей в атмосферу, составит 5%, то при взрыве в слабой, обводненной породе (при прочих равных условиях) выход радиоактивности в атмосферу может достичь 30% [66].

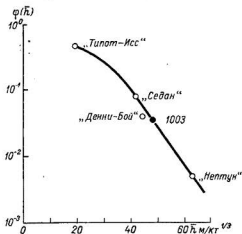


Рис. 18. Зависимость доли радиоактивных продуктов, выпадающих на ближнем следе от подземных ядерных взрывов, от приведенной глубины взрыва.

§ 3. Классификация подземных ядерных взрывов

Приведем предлагаемую автором классификацию подземных ядерных взрывов по степени радиоактивного загрязнения внешней среды.

Классификация основана на зависимости активности, выброшенной в атмосферу и выпадающей за пределами воронки и навала грунта, от приведенной глубины взрыва. Границы между отдельными классами (по глубине) ядерных взрывов проведены весьма ориентировочно; как уже отмечалось, эти границы зависят от условий взрыва и, видимо, могут значительно колебаться.

К первому классу нами отнесены неглубокие взрывы с выбросом грунта и радиоактивности (до $\bar{h} = 30 \div 35$ м/кт^{1/3,4}). Сюда могут быть отнесены американские взрывы «Джонни-Бой», «Джангл-Ю», «Типот-Исс». Второй класс представляют глубокие взрывы с выбросом ($\bar{h} = 65 \div 75$, редко $\bar{h} = 90$ м/кт^{1/3,4}), когда суммарной активности в атмосферу выбрасывается мало, а изотопы, имеющие летучих предшественников, должны выделяться в значительном количестве. Этот класс взрывов является оптимальным при проведении экскавационных работ (взрывы 1003, «Седан», «Денни-Бой» и т. п.). К третьему классу относятся камуфлетные взрывы, при которых прямой выброс аэрозольных радиоактивных продуктов в атмосферу отсутствует, однако в принципе имеются условия для появления вторичных радиоактивных аэрозолей ($\bar{h} = 90 \div 120$ м/кт^{1/3,4}). В этом случае при незначительных абсолютных глубинах в атмосфере могут наблюдаться изотопы пода [3—5]. К четвертому классу можно отнести камуфлетные взрывы, при которых в атмосферу постепенно просачиваются долгоживущие изотопы инертных газов, например Xe^{135} и Xe^{133} . К последнему, пятому классу отнесем взрывы, при которых в атмосфере отмечаются (через несколько дней или месяцев) лишь следы изотопов ксенона, криптона-85 и трития (например, «Газбагги» [85]) либо полностью камуфлетные взрывы.

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ В АТМОСФЕРЕ И ОСАЖДЕНИЕ
НА МЕСТНОСТИ ПРОДУКТОВ ЯДЕРНЫХ ВЗРЫВОВ**

Часть образовавшихся при взрыве с выбросом грунта радиоактивных продуктов, поднятых с породой, падает назад в воронку или около нее. Некоторая часть радиоактивных продуктов, связанная со сравнительно небольшими частицами грунта или расплавленных пород, может быть отнесена ветром на значительные расстояния от места взрыва. При распространении продуктов в атмосфере и их осаждении можно условно выделить следующие зоны.

В атмосфере:

а) радиоактивное облако, состоящее из радиоактивных частиц в весьма широком диапазоне размеров и газообразных радиоактивных продуктов; высота радиоактивного облака может изменяться от нескольких сот метров до нескольких километров в зависимости от мощности взрыва, облако распространяется на большие расстояния;

б) базисную волну, поднимающуюся на значительно меньшую высоту, чем облако (до 100—1000 м).

На местности:

а) зону воронки (несколько десятков или сотен метров для 1—100 кт взрыва) и навала грунта вблизи воронки (до 1 км в радиусе);

б) зону ближнего следа на местности, образованного выпадением наиболее крупных частиц из облака и базисной волны; условно ближнюю зону можно ограничить первыми сутками выпадений из радиоактивного облака и базисной волны;

в) зону дальнего следа, простирающуюся за зоной ближнего следа и обусловленную радиоактивными выпадениями из облака в течение одной-двух недель после взрыва.

**§ 1. Характеристики основных взрывов
с выбросом грунта**

Изучение указанных выше зон проводилось при экспериментальных подземных ядерных взрывах с выбросом грунта, осуществленных в Советском Союзе и Соединенных Штатах Америки (более десяти взрывов).

Укажем на основные из них.

I. Взрывы большой или средней мощности

1. Взрыв 1004 (СССР) мощностью более 100 кт [4] проводился в слабо обводненных песчаниках с примесью углисто-глинистых сланцев. Потеря веса при прокаливании составляла 7% [21]. При взрыве образовалась воронка диаметром (по начальной поверхности) 400—430 м, глубиной около 100 м, объемом 6 млн. м³. При взрыве образовалось облако и мощная базисная волна [21].

2. Взрыв «Седан» (6 июля 1962 г., США) мощностью около 100 кт был проведен на глубине 193 м в аллювии. При взрыве образовалась воронка диаметром около 400 м и глубиной 100 м. При взрыве сформировались облако и мощная базисная волна [54].

3. Взрыв «Скунер» (8 декабря 1968 г., США) мощностью 35 кт был проведен на глубине 108 м в туфовых формациях: первый (от земной поверхности) слой сложен сухими породами, второй — пористыми породами с содержанием воды 8—10%, третий — с содержанием воды до 20—38%, четвертый подобен первому. При взрыве сформировалось облако и мощная базисная волна. Объем воронки составил $1,74 \cdot 10^6$ м³, диаметр 130 м, глубина 63,4 м. Вокруг воронки образовался навал грунта высотой 13,4 м [54].

II. Взрывы малой мощности

4. Взрыв «Кабриолет» (26 января 1968 г., США) мощностью 2,3 кт на глубине 52 м, в слоистом риолите. При взрыве образовалась воронка объемом 137 тыс. м³, радиусом 55 м, глубиной 36 м. Высота гребня навала составила 9,4 м [54].

5. Взрыв 1003 (СССР) мощностью около 1 кт проведен на глубине 48 м, в трещиноватых песчаниках; уменьшение веса при прокаливании в данной породе составляло 5,4%, количество влаги 0,8% по весу. При взрыве образовалась воронка диаметром 110 м, с наибольшей глубиной 31 м. На рис. 19 показано обрушение купола в первые секунды после взрыва 1003 [62].

6. Взрыв «Денни-Бой» (5 марта 1962 г., США) мощностью 0,42 кт проведен на глубине 33,5 м в сухом базальте. При взрыве образовалась воронка глубиной 19 м, радиусом 33 м. Объем воронки составил 27,5 тыс. м³ [54, 92].

При всех взрывах небольшой мощности (п. 4 и 5) не было четко заметного разделения облака и базисной волны, а при взрыве «Денни-Бой» облако вообще не сформировалось.

III. Взрывы очень малой мощности

7. Взрыв T-I (СССР) мощностью 0,2 кт проведен на глубине 31,4 м в песчанике со значительным количеством органических соединений. Потеря веса при прокаливании пород достигала 13%.

При взрыве образовалась воронка глубиной 21 м, диаметром 70 м по поверхности земли. Высота гребня навала грунта достигала 8—10 м [21].



Рис. 19. Фотография об-
рушения купола взрыва
1003 (через 6,3 с после
взрыва).

8. Взрыв «Салки» [США] мощностью 0,088 кт проведен на глубине 27,4 м в сухом базальте.

При взрыве не образовалась воронка, на этом месте сформировался холм раздробленной породы (ретарк) со средней высотой 6,3 м [54].

При очень малых взрывах не было отчетливых облака и базисной волны, возникало пылевое образование.

IV. Групповые взрывы

9. Взрыв «Багги» (12 марта 1968 г., США) представлял собой взрыв пяти зарядов мощностью по 1,1 кт каждый, расположенных в горизонтальный ряд. Взрыв был проведен на глубине 41,2 м в многослойном базальте.

В результате взрыва была образована выемка (траншея) длиной 260,6 м с относительно ровным дном глубиной 19,8 м и шириной 77,4 м. Вокруг траншеи образовался навал грунта с максимальной высотой 12,4 м с боков и 4,37 м с торцов [54].

10. Взрыв Т-II (СССР) представлял собой одновременный взрыв трех зарядов, расположенных на одной линии с относительным расстоянием между зарядами 1,3. Мощность и глубина каждого заряда были аналогичны соответствующим характеристикам взрыва Т-I. Газосодержание пород (порфириты, алевролиты, гравелиты) составляло всего 3%. При взрыве образовалась траншея глубиной до 20 м, длиной 142 м, шириной 64 м. Высота навала с боков достигала 18 м, с торцов 6—7 м [21].

В табл. 3 сведены основные данные об указанных взрывах, которые будут нами использоваться в следующих разделах книги.

При составлении таблицы использовались данные работ [21, 54, 62, 92, 93].

§ 2. Радиоактивное облако

Как уже отмечалось, при подземном ядерном взрыве, как правило, формируется облако, высота подъема которого зависит от мощности и приведенной глубины взрыва, а также от содержания воды и летучих продуктов в горных породах.

При взрыве «Седан» облако достигло высоты 4200 м [76], при взрыве 1003 — только около 300 м [62], а при взрыве «Денни-Бой», проведенном в сухих породах (базальт), облако вообще не сформировалось, образовался только пылевой столб [92].

Уровни радиации в формирующемся облаке даже от небольшого взрыва через несколько часов могут составлять около 1 Р/ч. Так, при взрыве 1003 через 107 мин после взрыва уровни радиации составляли 0,82 Р/ч [62]. Количество гамма-активного вещества, содержащегося в облаке через 15—70 мин после взрыва, составляло примерно 1% от образовавшегося (с поправкой на распад).

Характерной особенностью подземного взрыва является возникновение мощной базисной волны, распространение которой в ра-

Таблица 3

Основные данные об экспериментальных ядерных взрывах с выбросом грунта

Взрыв	Номер	Название взрыва	Страна, осуществившая экспериментальный взрыв	Мощность, кт	Глубина взрыва, м	Приведенная глубина, м/кт ^{1/3,4}	Высота облака или пылевого образования, м	Количество вещества, выпавшее на следе, т (по энерговыделению)	Доля радиоактивности, выпавшей на следе, %
I. Большой или средней мощности	1	1004	СССР	> 100	~200	41	4800		20
	2	„Седан“	США	100	193	50	3600—4200	1200—1400	4—17
	3	„Скунер“	США	31	107	39	4000	340	
II. Малой мощности	4	„Кабриолет“	США	2,3	52	44,8	120	7	
	5	1003	СССР	~1,0	48	48	300	35	3,5
	6	„Денни-Бой“	США	0,42	33	43,2	300	17—30	4—7
III. Очень малой мощности	7	T-I	СССР	0,2	31,4	51	200	0,4	0,2
	8	„Салки“	США	0,088	27,4	56	—	—	—
IV. Групповые взрывы	9	„Багги“	США	1,1×5	41,2	41,2	660		
	10	„Т-II“	СССР	0,2×3	31,4	51	450	1,8	0,3

диальных направлениях в первое время после взрыва практически не зависит от метеорологических условий. Так, диаметр базисной волны при взрыве 1004 в середине второй минуты достиг 5000 м при высоте 500—750 м.

В дальнейшем облако и базисная волна распространяются по ветру, рассеиваясь под действием горизонтальной турбулентной диффузии; их горизонтальные размеры увеличиваются. При небольшой высоте подъема доза гамма-излучения от проходящего облака $D_{об}$ может составить значительную величину, во много раз превосходящую дозу от выпавшего следа $D_{сл}$. Так, при взрыве 1003 отношение $D_{об}/D_{сл}$ увеличивалось при удалении от эпицентра от 0,5 до 24 на расстояниях от 8 до 50 км соответственно. При взрывах Т-I и Т-II это отношение в пределах расстояний 0,4—50 км составляло 53—150. Вклад дозы гамма-излучения от облака на местности при взрывах «Седан» и 1004, при которых облака проходили на большей высоте, был значительно меньшим [21, 76].

Радиоактивные частицы в облаке имеют в основном неправильную форму. Дисперсный состав частиц меняется во времени — через несколько секунд после взрыва 1003 доля частиц с диаметром менее 0,5 мкм составляла не более 1%, 80% активности содержалось на частицах крупнее 10 мкм, а через 0,3 ч уже около 90% активности было связано с частицами менее 0,5 мкм. Распределение числа частиц и их активности удовлетворительно описывается нормально-логарифмическим законом (медианный диаметр в распределении активности частиц по размерам через 0,3—4 ч после взрыва 1003 составлял 2 мкм) [62].

Изотопный анализ аэрозольных проб, отобранных при взрыве 1003, является весьма характерным для облака. В табл. 4 приведены результаты анализа некоторых характерных проб, отобранных из образующегося пылевого столба через несколько секунд после взрыва 1003 и облака, удалившегося от эпицентра взрыва на расстояние 70 км. В табл. 5 приведены коэффициенты обогащения ряда изотопов в облаке через различные промежутки времени после взрыва «Денни-Бой» (по отношению к тугоплавкому изотопу Zr^{95}) [91].

Из соотношений изотопов, приведенных в табл. 4, видно, что пробы, отобранные из пылевого столба через несколько секунд после взрыва, обеднены летучими изотопами и изотопами, имеющими летучих и газообразных предшественников.

Из табл. 4 и 5 видно, что пробы, отобранные из облака через несколько десятков минут после взрыва, сильно обогащены изотопами, имеющими газообразных предшественников, причем со временем коэффициент обогащения увеличивается. Практически изотопный состав облака, которое распространяется на дальние расстояния (сотни и тысячи километров), представлен суммой следующих изотопов: Sr^{89} , Sr^{90} , Y^{91} , Cs^{137} , Ba^{140} и в меньших количествах Ru^{103} и Ce^{141} . Последнее подтверждается изотопным составом

Таблица 4

Коэффициенты обогащения различных изотопов
в облаке и навал грунта при взрыве 1003
(по отношению к Zr^{95})

Время от- бора (после взрыва)	Место отбора и расстояние	Ce ¹⁴⁴	Ce ¹⁴¹	Ru ¹⁰³	I ¹³¹	Ba ¹⁴⁰	Cs ¹³⁷	Sr ⁹⁰
3 с	Пылевой столб над эпи- центром	0,89	1,07	0,8	0,96	0,79	0,25	1,10-3
1,5 ч	Облако, R=70 км . . .	0,89	4,9	3,35	0,175	37,4	34,8	93
—	Навал грунта (грунт) .	0,94	1,6	0,34	0,42	0,83	0,226	0,176

Таблица 5

Коэффициенты обогащения различных изотопов
в облаке взрыва «Денни-Бой»
(по отношению к Zr^{95})

Изотоп	Время отбора проб после взрыва, мин			
	8	15	47	138
Sr ⁹⁰	142	196	357	377
Sr ⁹⁰	90	114	200	211
Y ⁹¹	32	37	64	65
Cs ¹³⁷	125	177	354	377
Ba ¹⁴⁰	38	45	76	78
Ce ¹⁴¹	4,6	4,7	6,8	5,5
Ce ¹⁴⁴	1,0	1,0	1,1	1,9

приземных проб воздушных фильтров, взятых на расстоянии около 1000 км от взрыва «Седан» [94]:

Изотоп	Sr ⁹⁰	Sr ⁹⁰	Y ⁹¹	Ru ¹⁰³	Ru ¹⁰⁶	Cs ¹³⁷	Ba ¹⁴⁰
Коэффициент обогащения	122	51	8,2	5,5	15	178	18

Из приведенных данных видно, что коэффициент обогащения большинства изотопов (по отношению к тугоплавкому изотопу Mo⁹⁹, слабо фракционирующему по отношению к Zr^{95}) в приземных воздушных пробах близок к коэффициенту обогащения этих же изотопов в облаке в первый час после взрыва.

Отметим, что пробы с таким изотопным составом не встречаются ни в ближайшей зоне, ни на следе от пылевого столба.

В то же время пробы, отобранные в первые секунды после взрыва из пылевого столба, очень схожи по изотопному составу с пробами грунта, отобранными из района воронки и навала грунта.

Для сравнения в табл. 4 приведены результаты изотопного анализа пробы из навала грунта.

В табл. 6 приведены коэффициенты обогащения (в числе ядер по отношению к тугоплавкому изотопу Mo^{99}) [21, 62, 91, 95] выделенных из облака изотопов при взрывах с выбросом грунта, при которых купол грунта имел существенно различные фильтрующие свойства. При взрыве «Салки» купол практически не разрушился, а образовалась «отрицательная» воронка, т. е. холм наваленного грунта (ретарк); при взрыве «Паланкин» радиоактивные продукты по скважине поступали в атмосферу практически беспрепятственно [95].

Таблица 6
Коэффициенты обогащения различных изотопов
в облаке от разных взрывов
(по отношению к Mo^{99})

Изотоп	«Палан- кин»	1004 $\bar{h} = 41$ м/кТ ^{1/3,4}	«Денни-Бой» $\bar{h} = 43,2$ м/кТ ^{1/3,4}	1003 $\bar{h} = 48$ м/кТ ^{1/3,4}	Т-II $\bar{h} = 51$ м/кТ ^{1/3,4}	«Салки» $\bar{h} = 56$ м/кТ ^{1/3,4}
Sr^{89}	4,0	35	150	100	$1,4 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^5$
Cs^{137}	1,0	25	25	23	$1,4 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^5$
Ba^{140}	1,3	12	15	29	$5,6 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^4$
Ce^{141}	1,5	4,3	5,0	5,1	$6,1 \cdot 10^2$	$2 \cdot 10^3$

При взрывах 1004, 1003, «Денни-Бой» и Т-II образовалась нормальная воронка и фильтрующие свойства купола увеличились с увеличением приведенной глубины, что было связано с ростом коэффициентов обогащения.

При взрывах Т-II и «Салки» обращают внимание особенно большие коэффициенты обогащения. Это взрывы малой мощности, и эффективный фильтр (купол разрушающегося грунта) у них больше, чем у больших взрывов.

§ 3. Загрязнение в зоне навала грунта и на следе облака

Радиоактивные частицы, выпадая из облака и базисной волны, значительно загрязняют местность в районе воронки, навала грунта и по пути движения облаков (следы от облака и базисной волны). Выпадающие частицы из базисной волны загрязняют местность также и с наветренной стороны образовавшейся воронки.

Основными характеристиками загрязненной местности являются: распределение уровней радиации на местности; доля об-

щего количества радиоактивных продуктов, выпавших на ближайшем следе и в зоне навала грунта; изменение во времени уровней радиации на местности. Кроме того, для зоны навала грунта существенной характеристикой является глубинное распределение радиоактивных продуктов.

Изучение распределения радиоактивных продуктов на местности при подземных ядерных взрывах в СССР и США проводилось путем самолетной гамма-съемки с привлечением данных наземной гамма-съемки, а также анализов проб, отобранных в загрязненных районах, особенно в зоне навала грунта [21, 68, 77, 92].

Уровни радиации, измеренные в разное время после взрыва, приводились к единому времени.

Воздушная гамма-съемка при взрывах 1003, 1004 и других проводилась путем последовательных залетов по радиальным маршрутам в зоне навала грунта; при съемке следа — путем залетов, поперечных его оси [21, 62].

На основании таких измерений проводились изолинии мощностей доз гамма-излучения, приведенных к высоте 1 м. Приведение производилось по «высотной» кривой, определенной по измерениям уровней радиации на различных высотах над определенным участком следа (эта кривая близка к теоретической, слабо зависящей от первичной энергии излучателей [62]). При пересчете измеренных уровней радиации с самолета (вертолета) в зоне навала грунта учитывался объемный характер излучателя. Приведение ко времени проводилось по кривой, полученной в результате последовательных (ко времени) замеров уровней на следе (эта кривая выражается степенным законом с показателем степени $n \approx 1,3$).

Количество радиоактивных продуктов оценивалось по энерговыделению продуктов взрыва, лежащих на местности.

Для этого производилось интегрирование распределений уровней радиации вдоль оси следа и в поперечном к оси следа направлении и определялась величина

$$Q_{\text{сл}} = \iint_{Rl} P(R, l) dR dl, \quad (26)$$

где $Q_{\text{сл}}$ — количество радиоактивного вещества на следе, в $\text{Р} \cdot \text{км}^2/\text{ч}$; $P(R, l)$ — мощность дозы на высоте $h = 1$ м ($\text{Р}/\text{ч}$); R — расстояние по оси следа (км); l — расстояние поперек оси следа (км).

Этот способ отличается от предложенного в американской литературе [11], где интегрирование ведется в пределах изолиний.

Общее количество выпавших на следе радиоактивных веществ в энергетических единицах подсчитывалось исходя из того, что $1 \text{ Р} \cdot \text{км}^2/\text{ч}$ соответствует энерговыделению продуктов взрыва $2,86 \cdot 10^{15}$ МэВ/с (влияние шероховатости грунта здесь учтено). Доля выпавших радиоактивных продуктов на следе определялась в сопоставлении с общим количеством радиоактивных продуктов $Q \text{ МэВ/с}$, образующихся при взрыве (по делению), на время из-

мерений (вклад наведенной активности при этом тщательно учитывался).

При подсчете общего количества вещества, выпавшего в зоне навала грунта, учитывалось глубинное распределение радиоактивности, т. е. подсчет велся либо на основании интегрирования по объему навала концентраций радиоактивности в грунте, полученных в результате лабораторных измерений, либо описанным выше путем, но с введением поправочного множителя, учитывающего глубинное распределение.

В результате изучения загрязнения местности в зоне воронки и навала при взрывах 1003, 1004 и T-I было обнаружено [21], что

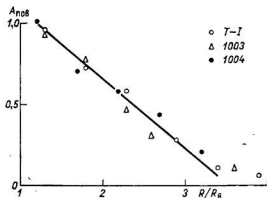


Рис. 20. Графики изменения средней плотности загрязнения поверхностного слоя навала для различных взрывов.

удельная плотность загрязнения ($\text{Ки}/\text{м}^2$) поверхностного слоя в эпицентральной зоне для всех взрывов максимальна на гребне навала и монотонно убывает по мере удаления от гребня. На расстоянии трех радиусов видимой воронки (граница зоны разлета выброшенной из воронки породы) усредненная по всем азимутам поверхностная плотность загрязнения в 2,5—3 раза меньше, чем на гребне навала. Графики изменения средней плотности загрязнения поверхностного слоя навала грунта (в относительных единицах) для взрывов 1003, 1004, T-I в зависимости от расстояния (выраженного в числе радиусов воронки) приведены на рис. 20. Из рисунка видно, что характер распределения радиоактивных продуктов в поверхностном слое навала грунта для всех перечисленных экспериментов практически одинаков.

Удельная активность поверхностных проб из внутренней зоны воронки взрыва 1003 резко убывает от гребня навала к эпицентру взрыва. В среднем концентрация радиоактивных продуктов в пробах с расстояний 10—20 м от эпицентра в 4—5 раз меньше, чем на гребне навала.

Таблица 7

Количество радионуклидов в навале грунта
(проценты от общего количества)

Взрыв	Изотоп								
	Zr ⁹⁶	Ru ¹⁰⁶	Ru ¹⁰⁸	Ce ¹⁴¹	Ce ¹⁴⁴	Ba ¹⁴⁰	Cs ¹³⁷	Sr ⁸⁹	Sr ⁹⁰
1003	39	55	45	40	49	34	15	9	11
1004	49	54	63	62	—	32	25	23	30

Радиоактивные продукты в навале грунта расположены в сравнительно тонком поверхностном слое.

Изменение удельной активности в навале по глубине $A(z)$ удовлетворительно аппроксимируется экспоненциальным законом

$$A(z) = A_0 e^{-mz}, \quad (27)$$

где A_0 — удельная бета-активность грунта в тонком поверхностном слое навала.

Значение коэффициента m составляет $0,066 \text{ см}^{-1}$ для взрыва 1003 и $0,088 \text{ см}^{-1}$ для взрыва 1004.

На рис. 21 представлен обобщенный по всем пунктам отбора глубинных проб график изменения удельной бета-активности грунта по глубине навала для взрыва 1004 [21].

В табл. 7 представлены общие количества некоторых радионуклидов, находящиеся в навале грунта взрывов 1003 и 1004 (в процентах от полного количества, образовавшегося при взрыве), подсчитанные с учетом распределения радиоактивных продуктов по глубине навала.

Данные об общих количествах радионуклидов в навале грунта взрыва 1003, приведенные в работе [62], несколько занижены (см. [21]).

Из таблицы видно, что в навале грунта содержится около половины всех образовавшихся тугоплавких изотопов. Изотопы, имеющие летучих предшественников, содержатся в меньших количествах; это обусловлено их распространением в зоне дробления

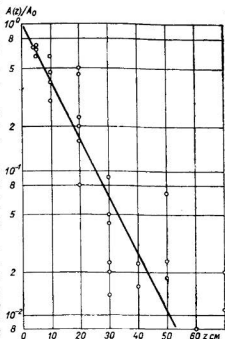


Рис. 21. Распределение удельной бета-активности грунта по глубине навала для взрыва 1004.

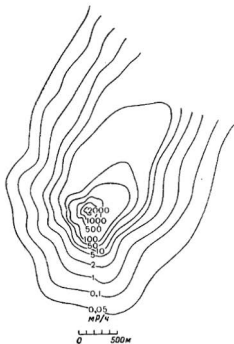


Рис. 22. Схема распределения уровней радиации в зоне эпицентра через пять дней после взрыва 1903.

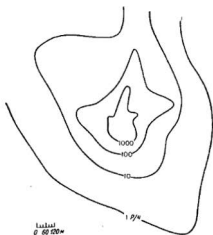


Рис. 23. Схема распределения уровней радиации в зоне эпицентра через час после взрыва «Денни-Бой».

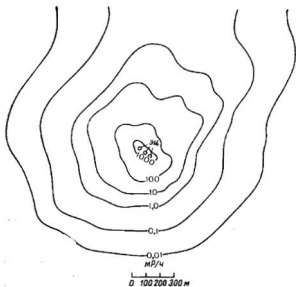


Рис. 24. Схема распределения уровней радиации эпицентра через 17 дней после взрыва T-II.

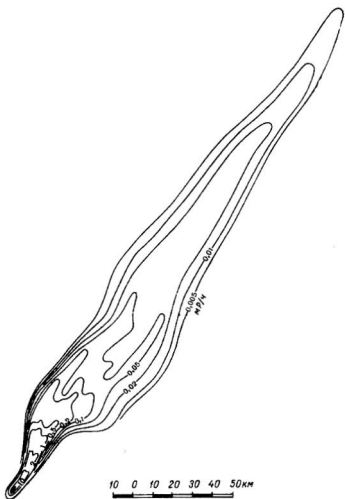


Рис. 25. Схема радиоактивного следа через день
после взрыва 1003.

и растрескивания пород, а также повышенным выходом в атмосферу.

В результате выпадений радиоактивности из базисной волны образуется круговое загрязнение местности вокруг воронки на расстоянии до нескольких километров.

На рис. 22—24 показаны схемы изолиний мощностей доз в зонах эпицентра, навала грунта и кругового загрязнения от выпадений из базисной волны для взрывов 1003 [62], «Денни-Бой» [92] и группового взрыва Т-II [21]. Из рисунков видно подобие характеристик загрязнения указанных зон. Аналогичная картина загрязнения в зоне эпицентра наблюдается и при других взрывах с выбросом грунта (например, при взрыве «Седан»).

Характер загрязнения местности на следе от облака при подземном взрыве в общих чертах схож с характером загрязнения при наземном взрыве — в случае отсутствия разворота ветра с высотой формируется вытянутая по ветру полоса загрязнения. На рис. 25 даны схемы изолиний мощностей доз радиоактивности на следе от облака при взрыве 1003 [62]. Протяженность следа по уровням 5 мкР/ч через сутки после взрыва составляла около 300 км.

На рис. 26—29 приведены карты следов, сформировавшихся при взрывах «Денни-Бой», «Кабриолет», «Багги» [74, 96], 1003 [62] и «Седан» [78]. В последнем случае (рис. 29) наблюдался некоторый разворот ветра по высоте, что увеличило относительную ширину следа. На рисунках 30, 31 показаны распределение уровней радиации вдоль оси следа и изменение с расстоянием величины $I(R) = \int P(R, l) dl$ при взрыве 1003, на рис. 13 — изменение $I(R)$ с расстоянием при взрыве «Седан».

Распределения уровней радиации по оси следа при различных взрывах с выбросом грунта имеют подобный характер и удовлетворительно описываются степенным законом $P(R) \sim R^{-n}$ при среднем значении $n = 2,0$ (получено на основании взрывов «Седан», 1003, «Денни-Бой», «Нептун» [62]). При взрывах 1004, «Кабриолет» и «Багги» наблюдался аналогичный характер изменения уровней радиации по оси следа [21, 74, 96].

Относительное количество радиоактивного вещества, выпавшего на следе за пределами навала грунта при взрыве 1003, составляет 3,5% образовавшегося количества.

Основные характеристики отечественных взрывов и ряда американских взрывов с выбросом грунта, а также доли радиоактивности, выпавшей на следе при этих взрывах, приведены в табл. 3.

Нужно заметить, что при взрыве «Кабриолет» мощностью 2,3 кт на следе выпали радиоактивные продукты, эквивалентные 7 т осколков (по энерговыделению) [96] (и еще около 2 т находилось в облаке). Эта цифра определена интегрированием вещества на следе, давшим цифру 18 Р/ч на 1 милю² через час после взрыва [96]. Известно, что все вещество, образовавшееся при делении 1 кт устройства, собранное на площади 1 миля², создает

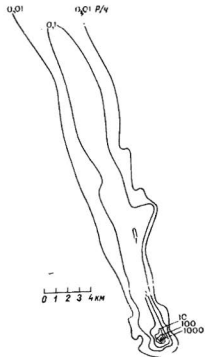


Рис. 26. Схема радиоактивного следа через час после взрыва «Денни-Бой».

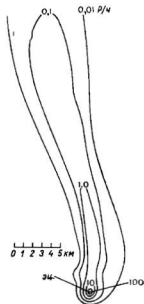


Рис. 27. Схема радиоактивного следа через час после взрыва «Кабриолет».

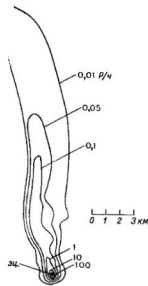


Рис. 28. Схема радиоактивного следа через час после взрыва «Багги».

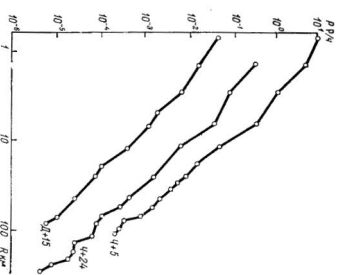
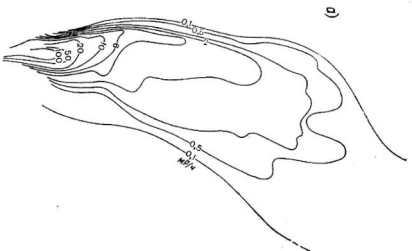


Рис. 29. Схемы радиоактивного следа (а) и ближнего радиоактивного следа (б) через день после взрыва «Седана».

Рис. 30. Распределение уровней радиации вдоль оси следа при взрыве 1003 (через 5,24 ч и 15 дней после взрыва).

мощность дозы 3380 Р/ч через час после взрыва на высоте 1 м над поверхностью земли. При интегрировании учитывалась неровность земной поверхности, экранирующее излучение, путем введения поправочного коэффициента, равного 0,75. При взрыве «Багги», представлявшем собой взрыв пяти зарядов мощностью 1 кт каждый, расположенных в ряд, на следе выпало 35 т осколков (по энергвыделению); при интегрировании вещества на следе получено 90 Р/ч·миля² на период $Ч + 1$. К этому еще следует прибавить 5 т осколков в облаке [96]. Для справки укажем, что 1 т осколков (по энергвыделению) соответствует примерно $5,5 \cdot 10^{-2}$ г осколков деления (по весу), или $1,73 \cdot 10^{16}$ МэВ/с через час после взрыва.

Интересно рассмотреть, как влияет эффект группового взрыва на конфигурацию зон загрязнения и долю радиоактивности, выпадающей на ближнем следе. При групповом взрыве ближний след по своей конфигурации и характеристикам похож на след от одиночного взрыва. На рис. 32 показана схема следа от взрыва Т-II.

Сравним характеристики загрязнения местности при взрывах Т-I (одиночного) и Т-II (группового).

Относительное количество радиоактивных продуктов в зонах эпицентра и навала грунта (до 1 км от эпицентра) составило 2,2 и до 2,5% при взрывах Т-I и Т-II соответственно. Количество продуктов на следе (0,2—2,5 км) составило соответственно 0,2 и 0,3%.

Таким образом, эффект группового взрыва при эксперименте Т-II практически не сказался на увеличении относительного количества радиоактивных продуктов, выпадающих на местности [21].

Радиоактивное загрязнение местности обусловлено выпадением частиц-носителей радиоактивности самого различного размера и вида. Вблизи эпицентра нередко выпадения шлаковых образований значительного размера (более 1 см), на следе это в основном частицы размером значительно меньше 1 мм.

Радиоактивные частицы, обнаруженные на местности при взрыве 1003, согласно классификации, предложенной в работе [62], могут быть условно разделены на четыре типа.

К первому типу относятся расплавленные частицы неправильной формы, в основном прозрачные, стекловидные. Активность A в таких частицах распределена равномерно по объему, зависимость от размера определяется степенным законом $A(d) \sim d^n$, где $n \cong 2,7 \div 3,0$.

Ко второму типу относятся частицы неправильной формы, расплавленные неполностью. Активность в таких частицах убывает к центру.

Частицы третьего типа по внешнему виду не отличаются от частиц нейтральной раздробленной породы. Загрязнение таких частиц носит поверхностный характер ($n \approx 1,9$).

Частицы четвертого типа (их немного) представляют собой

расплавленные частицы правильной шарообразной или каплевидной формы и похожи на частицы наземных взрывов [9].

Зависимость активности отдельных изотопов в частицах первого типа от размера близка к кубической. Распределение активности частиц на местности по размерам аппроксимируется нормально-логарифмическим законом.

На следах от ядерных взрывов были обнаружены, кроме осколочных продуктов деления, изотопы наведенной активности. Как уже указывалось, особенно большая активность за счет изотопов

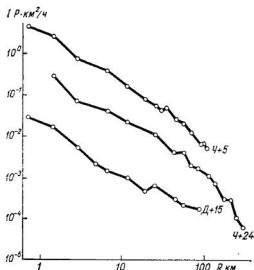


Рис. 31. Изменение величины $\int P(R, t) dI$ с расстоянием при взрыве 1003.

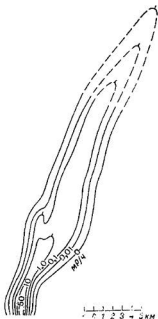


Рис. 32. Схема радиоактивного следа через день после взрыва Т-II.

наведенной активности наблюдалась при взрыве «Седан». При дальнейшем распространении продуктов взрыва «Скунер» (в приземных пробах воздушных фильтров) наблюдались радиоактивные изотопы вольфрама [73, 81].

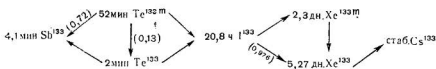
Вклад изотопов наведенной активности в общую гамма-активность проб при взрыве 1003 был незначительным.

Однако через 1000 дней после взрыва мощность дозы за счет наведенной активности (главным образом, Co^{60}) составляла в зоне воронки взрыва 1003 50—60%, взрыва 1004 до 90% [21].

После окончания формирования радиоактивного загрязнения зон воронки, навала грунта и следа облака некоторые осколочные продукты, принадлежащие к тугоплавкой или промежуточной

группе изотопов, в результате распада могут превращаться в летучие изотопы или в изотопы инертных газов.

Например, в массовой цепочке [7]



из относительно короткоживущих Sb^{133} и Te^{133m} , выпавших на следе, образуются летучий I^{133} и газообразные Xe^{133m} и Xe^{133} . Эти изотопы могут покинуть частицы и распространяться в направлении ветра в виде струи радиоактивных газов и летучих изотопов. В струе, очевидно, могут присутствовать изотопы инертных газов (Kr^{85} , Kr^{85m} , Kr^{87} , Kr^{88} , Xe^{133} , Xe^{135} , Xe^{133m} , Xe^{138}), их дочерние продукты Rb^{88} , Cs^{138} и изотопы иода (I^{131} , I^{133} , I^{134} , I^{135}).

В результате гамма-спектрометрических исследований отобранных в струе проб после взрыва 1003 было обнаружено, что через несколько часов после взрыва изотопный состав радиоактивных газов был представлен практически целиком суммой изотопов ксенона (Xe^{133} , Xe^{135}), которые за все время исследований находились в соотношении, близком к расчетному, получаемому для нефракционированной смеси изотопов.

Изотопы иода (I^{131} и I^{133}) также присутствовали в струе, но их количество было примерно в 10^3 — 10^4 раз меньше (по активности).

Высота подъема верхней кромки струи в разные дни доходила до 900 м. Уровни радиации через 4 ч после взрыва на высоте 50 м составили 2 мР/ч на расстоянии 15 км от эпицентра. Для характеристики полного количества выходящих газов можно сказать, что расход радиоактивных газов через 74 ч после взрыва составлял 1260 Ки/ч [62].

§ 4. Фракционирование радионуклидов

Известно, что коэффициент фракционирования $f_{i,j}$ может быть определен как число, на которое изменяется соотношение двух изотопов в результате каких-либо процессов, происходящих после их образования, пересчитанное к моменту взрыва [98]. В этом случае говорят о фракционировании i -того изотопа по отношению к j -тому:

$$f_{i,j}(t, r) = \frac{n_i(t, r)_z}{n_j(t, r)_z} : \frac{n_i(t)_r}{n_j(t)_r}, \quad (28)$$

где $n_i(t, r)_z$, $n_j(t, r)_z$ — экспериментально определенные активности (или числа ядер) изотопов, принадлежащих i -той и j -той массовым цепочкам соответственно в частице (или группе частиц)

размером (диаметром) r на момент времени t после взрыва; $n_i(t)_\tau/n_j(t)_\tau$ — теоретическое отношение активностей (или числа ядер) этих же изотопов, образовавшихся при взрыве, на время t .

Очевидно,

$$\frac{n_i(t)_\tau}{n_j(t)_\tau} = \frac{Y_i \lambda_i e^{-\lambda_i t}}{Y_j \lambda_j e^{-\lambda_j t}}, \quad (29)$$

где Y_i/Y_j — отношение числа ядер i -того и j -того изотопов при их образовании (в случае образования при делении — отношение накопленных выходов), λ_i, λ_j — постоянные распада указанных изотопов.

Коэффициенты фракционирования могут быть как меньше, так и больше единицы и колебаться в широких пределах.

В качестве опорных ядер i, j при определении коэффициентов фракционирования в работе [99] были выбраны нуклиды Zr^{95} и Sr^{89} . Они были выбраны в связи с тем, что их отношение является чувствительной функцией фракционирования, так как в цепочке с массовым числом 89 имеется сравнительно долгоживущий летучий изотоп (Kr^{89} с периодом полураспада, равным 3,2 мин), а в цепочке с массовым числом 95 практически не имеется летучих родоначальников; кроме того, оба изотопа относятся к числу «вершинных», т. е. образуются в значительном количестве.

В ряде работ по различным соображениям в качестве опорных выбирались и другие изотопы.

Выбор Zr^{95} , Sr^{89} является удачным с той точки зрения, что фракционирование этой пары изотопов является максимальным; фракционирование любой другой пары изотопов меньше.

Величина $f_{i,j}$ является сложной функцией типа и мощности взрыва, характера подстилающей поверхности, места и времени отбора пробы, размеров и типа радиоактивных частиц в пробе.

В связи с тем, что $f_{i,j}$ для различных проб (частиц) любого возраста колеблется в значительных пределах (до двух и более порядков), величина фракционирования изотопа i по отношению к какому-либо изотопу, например к Zr^{95} , определяется путем корреляции значений $f_{95, 89}$ и $f_{i, 89}$, найденных для отдельных проб данного взрыва из определенной зоны. Наклон линии регрессии характеризует средний коэффициент фракционирования данного изотопа относительно Zr^{95} для всей указанной зоны в целом.

На рис. 33 показаны корреляционные графики для изотопов Ce^{141} , Ru^{103} , Ce^{144} и Ba^{140} (в двойном логарифмическом масштабе), для ближнего следа от взрыва 1003 [62]. Из рисунка видно, что фракционирование i -того изотопа характеризуется двумя величинами — тангенсом угла наклона α линии регрессии и величиной отсечки a_i при $\lg f_{95, 89} = 0$ (величина «отсечки»). Величина отсечки обычно отличается от единицы, хотя и незначительно.

В предположении, что Zr^{95} распределен только по объему частицы (причем если $A(r) \sim r^{n_i}$, то $n_i = 3,0$), а Sr^{89} — только по

поверхности ($n_i = 2,0$), Фрейлинг [100] показал, что между $f_{i, 89}$ и $f_{95, 89}$ имеет место логарифмическая корреляция:

$$\lg f_{i, 89} = a_i + b_i \lg f_{95, 89}, \quad (30)$$

где a_i — величина отсечки, b_i — тангенс угла наклона линии регрессии.

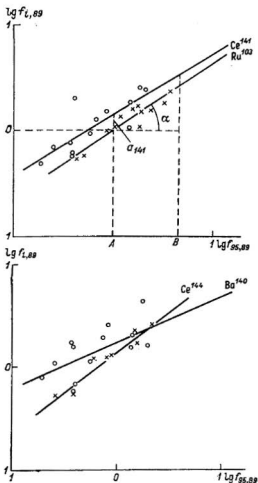


Рис. 33. Корреляционные графики коэффициентов фракционирования для различных изотопов на следе взрыва 1003.

В этой же работе показано, что $b_i = n_i - 2$ и

$$a_i = \frac{b_i(1 - b_i)\sigma^2}{4,6} \neq 1. \quad (31)$$

Здесь σ^2 — дисперсия в нормально-логарифмическом распределении активности или массы радиоактивных частиц по размерам.

Величина a_i достигает своего максимального значения при $b_i = 0,5$ и составляет $e^{2\sigma^2}$.

Тангенс угла наклона может быть найден из графика (рис. 33)

$$b_i = \operatorname{tg} \alpha = \frac{\lg(f_{i,j})_A - \lg(f_{i,j})_B}{\lg(f_{k,j})_A - \lg(f_{k,j})_B} = \frac{\lg \frac{(f_{i,j})_A}{(f_{i,j})_B}}{\lg \frac{(f_{k,j})_A}{(f_{k,j})_B}} = \frac{\lg \left[\left(\frac{n_i}{n_j} \right)_A : \left(\frac{n_i}{n_j} \right)_B \right]}{\lg \left[\left(\frac{n_k}{n_j} \right)_A : \left(\frac{n_k}{n_j} \right)_B \right]}, \quad (32)$$

где индексы A и B соответствуют точкам A и B на рис. 33.

Из формулы (32) ясно, что величина b_i не зависит от типа деления (отношения Y_i/Y_j и Y_k/Y_j сократились); b_i меняется для различных изотопов (i, j) и зависит от изотопа, по отношению к которому рассматривается каждая пара фракционирующих изотопов при корреляции их значений (k -й изотоп). В связи с этим в дальнейшем b_i следует записывать с тройным индексом b_{ijk} .

Из графика на рис. 33

$$a_i = \lg y_0 = \lg f_{i,j} - b_{ijk} \lg f_{k,j} \rightarrow y_0 = \frac{f_{i,j}}{f_{k,j}^{b_{ijk}}}; \quad (33)$$

отсюда

$$y_0 = \frac{n_i Y_k^{b_{ijk}+1} n_j^{b_{ijk}}}{n_k^{b_{ijk}+1} Y_i^{b_{ijk}}}. \quad (34)$$

Таким образом, величина отсечки в общем случае меняется для различных (i, j) изотопов, зависит от типа деления и изотопа k , выбранного в качестве «опорного». При использовании в качестве опорных при определении фракционирования двух изотопов Sr^{89} и Zr^{85} наклон линии регрессии будет характеризовать средние значения коэффициентов фракционирования, в то время как отсечка (если не известен тип деления) может быть определена ошибочно, поскольку выход Y^{89} для Sr^{89} существенно зависит от типа деления. Однако важнейшей характеристикой является именно тангенс угла наклона линии регрессии, который, как было показано, не зависит от типа деления.

Отметим, что наклон линии регрессии практически также не зависит от вещества окружающей среды.

Фракционирование нуклидов сильно зависит от наличия летучих родоначальников в цепочке распада. В работе [99] дается зависимость $\operatorname{tg} \alpha$ от корня квадратного из доли тугоплавких эле-

ментов F_i в массовых цепочках частиц, сконденсировавшихся на момент их затвердевания. Оказалось, что эта зависимость выражается прямой линией (в пределах ошибок экспериментов), т. е. может быть описана формулой

$$\lg f_{i, 89} = \sqrt{F_i} \lg f_{95, 89}. \quad (35)$$

Именно поэтому на рис. 15 приводится зависимость $\sqrt{F_i}$ от t .

§ 5. Фракционирование радиоактивных продуктов при подземных ядерных взрывах

Фракционирование радионуклидов при подземных ядерных взрывах существенно отличается от фракционирования при атмосферных взрывах.

При различных условиях и в разных зонах загрязнения подземного взрыва коэффициенты фракционирования (по отношению к тугоплавким изотопам) могут отличаться на многие порядки.

Так, при камуфлетном взрыве в струе радиоактивных газов коэффициенты фракционирования по отношению к тугоплавким изотопам стремятся к бесконечности (поскольку последние при этом не попадают в атмосферу), в облаке от взрыва с выбросом грунта (через несколько часов после взрыва) они достигают 10^2 — 10^3 [21, 91], в зонах навала и ближнего следа они приближаются к единице, а на дальнем следе вновь могут возрастать до 10^2 — 10^3 (через несколько дней после взрыва) [94].

Таким образом, при подземном взрыве наблюдается в общем более сложная картина фракционирования, чем при ядерном взрыве в атмосфере. Это объясняется физическими особенностями подземного ядерного взрыва в период развития полости взрыва, особенностями выхода радиоактивности в атмосферу, особенностями температурного режима в полости взрыва во время ее развития и прорыва, обусловленными специфическим механическим действием взрыва.

Фракционирование в той или иной зоне зависит от соотношения радиоактивных частиц, сформировавшихся в высокотемпературной и низкотемпературной областях.

Наиболее важным с точки зрения прогноза радиационной обстановки при подземном взрыве с выбросом грунта представляет вопрос о фракционировании радиоактивных продуктов в облаке и на следе от взрыва.

Фракционирование в облаке. В облаке от подземного ядерного взрыва с выбросом грунта наблюдается значительное фракционирование. Как показано в работе [62], радиоактивные продукты значительно обеднены изотопами тугоплавких элементов и соответственно обогащены изотопами, имеющими газообразных предшественников.

Все изотопы по величине коэффициентов фракционирования могут быть приближенно расположены в следующий ряд (в по-

рядке увеличения по отношению к тугоплавким): Ce^{144} , Zr^{95} , I^{131} , Ru^{103} , Ce^{141} , Sr^{92} , Ba^{140} , Y^{91} , Ba^{139} , Sr^{90} , Cs^{137} , Sr^{89} , Cs^{138} .

Продукты взрыва в облаке сильно фракционированы, особенно если купол разрушен незначительно и не раздроблен на отдельные группы обломков породы.

Наименьшим фракционированием (для взрывов, проведенных в Советском Союзе [21]) характеризуются радиоактивные продукты из облака от взрыва 1004, при котором наблюдалось наибольшее вскрытие полости и сформировалось четко выраженное облако; наибольшее фракционирование наблюдалось при взрыве Т-II, при котором собственно радиоактивного облака не образовалось. Фракционирование в облаке усиливается при выпадении крупных частиц. Так, коэффициенты обогащения Sr^{89} и Cs^{137} по отношению к Zr^{95} в облаке от взрыва «Денни-Бой» через 8 мин после взрыва составляли 125—142, в то время как через 138 мин после взрыва они увеличились до 377 [91].

Фильтрующие свойства купола грунта в общем возрастают при увеличении приведенной глубины (см. табл. 6).

Коэффициенты фракционирования (обогащения) изотопов, имеющих летучих или газообразных предшественников, для облаков от взрывов очень малой мощности («Салки», Т-I, Т-II) значительно больше, чем от взрывов средней или большей мощности. Так, при взрывах Т-I и особенно Т-II не образовалось значительного количества проводящих каналов в разрушающемся куполе, через которое беспрепятственно могли бы выноситься радиоактивные продукты, в то время как при взрыве 1004 они явно наблюдались. Это может быть объяснено, в частности, тем, что толщина «фильтра» (горных пород) для малых взрывов на единицу объема полости, а следовательно, и на единицу количества продуктов взрыва в момент прорыва больше, чем для взрывов большей мощности, так как отношение объема к площади «фильтра» с увеличением объема растет. Эту особенность надо учитывать при моделировании крупных экскавационных работ с помощью малых взрывов.

Фракционирование на следе. Фракционирование радионуклидов (по отношению к тугоплавким) на следе облака от подземного взрыва незначительно; несколько больше оно на следе облака базисной волны, а в зоне навала грунта оно практически отсутствует. Это подтверждается рядом экспериментальных данных [21, 62, 91].

На рис. 33 приведены для примера корреляционные графики (в двойном логарифмическом масштабе) коэффициентов фракционирования различных изотопов на следе от взрыва 1003. Автором проводилась также корреляция коэффициентов фракционирования в линейном масштабе, однако коэффициенты корреляции в этом случае оказались ниже, чем при корреляции логарифмов таких коэффициентов.

На основании корреляционных графиков автором найдены значения тангенсов угла наклона $b_{1, 95, 89}$ линий регрессии для оско-

лочных изотопов на следе от взрывов «Седан» и «Денни-Бой», а для взрыва 1003 и в зоне навала [62]. Значения $b_{i, 95, 89}$ для взрыва «Денни-Бой» получены нами на основании корреляции значений коэффициентов фракционирования, приведенных в работе [91] (рис. 34).

Автор получил, что наклон линий регрессии на следе меньше, чем в зоне навала. По значениям тангенса углов наклона линий регрессии $b_{i, 95, 89}$ изотопы на следах подземных ядерных взрывов могут быть расположены в следующий ряд (в порядке увеличения углов наклона и уменьшения фракционирования к Zr^{95}):

$$\begin{aligned} Cs^{137}, Sr^{89} < Sr^{90} < Ba^{140}, Y^{91}, Ru^{103}, I^{131}, \\ Te^{132} < Cs^{136} < Ce^{141} < Ce^{144} < Mo^{99}, Zr^{95}. \end{aligned} \quad (36)$$

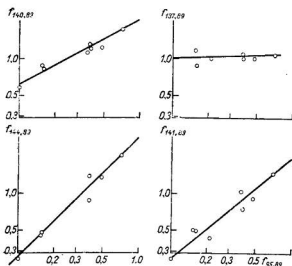


Рис. 34. Корреляционные графики коэффициентов фракционирования для различных изотопов на следе взрыва «Денни-Бой».

Запятой в ряду разделены изотопы, слабо различающиеся углами наклона линий регрессии, однако и в этом случае мы старались сохранить намеченный порядок. Этот ряд практически совпадает с рядом убывания летучести изотопов.

Зоны воронки и навала грунта характеризуются слабым фракционированием изотопов.

Средние коэффициенты фракционирования всех радиоактивных изотопов, за исключением изотопов, имеющих сравнительно долгоживущих газообразных предшественников (Sr^{89} , Sr^{90} , Cs^{137} , Ba^{140}), близки к единице (по отношению к Zr^{95}).

Средние коэффициенты фракционирования при взрывах Т-1,

T-II, 1003, 1004 [21] находятся в пределах 0,67 — 1,1 для Ba^{140} ; 0,27—0,61 для Sr^{90} ; 0,38—0,51 для Cs^{137} ; 0,20—0,47 для Sr^{89} .

Максимальный разброс значений коэффициентов фракционирования противоположных по свойству изотопов $f_{95,89}$, который может служить мерой величины фракционирования в данной зоне, на ближнем следе подземного взрыва 1003 не превышает одного порядка, а на навале — величины, равной 3—4. Разброс значений коэффициентов фракционирования других пар меньше указанных значений.

Зона базисных выпадений по сравнению с зоной следа облака и особенно навала грунта обогащена радионуклидами, имеющими газообразных предшественников. Особенно четко этот эффект проявляется в эксперименте 1004, при котором в соответствии с метеорологическими условиями следы базисной волны и облака взрыва разделились [21].

Так, коэффициенты фракционирования стронция-89 и иттрия-91 по отношению к цирконию-95 составляют соответственно 3,1 и 2,5 в зоне базисных выпадений, 0,3 и 0,8 на следе облака.

Как уже говорилось, на ближнем следе радиоактивного облака фракционирование продуктов невелико и мало меняется на протяжении

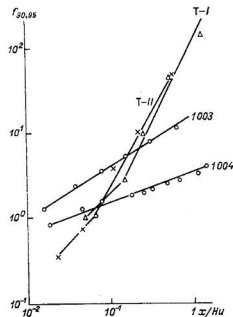


Рис. 35. Изменение коэффициента фракционирования $f_{95,89}$ с относительным расстоянием x/Hu для различных взрывов (x — расстояние по оси следа, H — высота облака, u — скорость ветра).

следа. При взрывах, когда нет четкого разделения облака и базисной волны, фракционирование (и разброс коэффициентов) увеличивается, а при очень малых взрывах может достигнуть существенной величины.

Так, при взрыве 1004 радиоактивные продукты на ближнем следе слабо фракционированы; достаточно указать, что коэффициент фракционирования стронция-90 относительно циркония-95 на всем участке следа по его оси изменяется в пределах 1—4; при взрыве 1003 фракционирование радионуклидов более существенно; например, коэффициент фракционирования изменяется в диапазоне 1—10, в то время как для опытов T-I и T-II коэффициенты изменяются от десятых долей до сотен единиц (рис. 35) [21].

Дальние выпадения характеризуются весьма значительными коэффициентами фракционирования; они приближаются к величинам, наблюдающимся в облаке ядерного взрыва.

Расчет коэффициентов фракционирования. Схема расчета коэффициентов фракционирования при подземных ядерных взрывах должна отличаться от схемы расчета коэффициентов фракционирования при наземных взрывах (см., например [55]), так как активация частиц при подземных взрывах происходит в иных условиях, а сами частицы в процессах активации при таких взрывах различаются между собой.

Однако, как это уже было указано, и при подземных взрывах можно попытаться использовать схему расчетов фракционирования, применявшуюся при наземных взрывах, если ввести в схему «эффективное» время затвердевания частиц (t_i), определяемое на основании экспериментальных данных по фракционированию.

Предположим, так же, как и при наземных взрывах (см. § 4), что при подземных взрывах имеет место соотношение

$$b_{i, 95, 89} = \sqrt{F_i(t_i)}, \quad (37)$$

где F_i — доля тугоплавких изотопов в i -той массовой цепочке на момент затвердевания частиц. (Зависимость F_i от t для различных массовых цепочек приведена в работе [134].)

Тогда по экспериментально определенным значениям $b_{i, 95, 89}$ для различных изотопов нетрудно определить $F_i(t_i)$. Пользуясь графиками на рис. 15 для зависимостей $\sqrt{F_i(t)}$, можно по данному значению $\sqrt{F_i}$ определить $(t_i)_{эф}$. Для подземных ядерных взрывов с выбросом грунта независимо от мощности взрыва $(t_i)_{эф} \cong 40$ сек. Зная t_i , можно рассчитать коэффициенты фракционирования и биологической доступности способом, изложенным, например, в работах [68, 83, 101, 134].

§ 6. Прогноз радиоактивного загрязнения местности при подземном ядерном взрыве

В связи с возможностью использования подземных взрывов в промышленных и строительных целях к прогнозу загрязнений при таких взрывах предъявляются большие требования, особенно к прогнозу загрязнений при взрывах с выбросом грунта.

При подземных взрывах можно выделить несколько зон, для которых прогноз загрязнения должен выполняться особенно тщательно.

1. Зоны воронки и навала грунта, где после взрыва могут вернуться дальнейшие работы с участием людей (разработка месторождений, изменение формы навала и т. п.).

2. Зона ближнего следа, где уровни радиации значительны и могут быть вредны для людей.

3. Зона дальних выпадений продуктов взрыва, где облучение

незначительно, но может воздействовать на большой контингент населения.

При правильном выборе оптимальных условий взрыва ущерб от загрязнений может быть сведен к минимуму. Этим объясняется важность правильного прогноза возможных загрязнений.

Рассмотрим различные схемы прогноза ближних выпадений и дальнего распространения радиоактивных продуктов при подземных ядерных взрывах с выбросом грунта.

Прогноз ближних выпадений. Радиоактивное загрязнение внешней среды зависит от количества радиоактивности, образующейся при взрыве q , доли этих продуктов, проникающих в атмосферу $\Phi(h)$, и метеорологических условий, определяющих степень разбавления продуктов в атмосфере.

Для осуществления прогностического расчета ближних выпадений необходимо еще знать геометрию источников (облака и базисной волны) и функции распределения активности в каждой точке источника по скоростям падения частиц. Кроме того, необходимо знать зависимость коэффициентов фракционирования для различных изотопов от размера частиц. На основании перечисленных данных может быть построена модель расчета выпадений. В работе [67] описана модель электронно-вычислительной машины, аналогичная динамической модели выпадений, построенной Андерсоном для наземных взрывов [135].

В модели Андерсона предполагалось, что стабилизированное облако состоит из n совмещенных круглых цилиндров, причем каждый цилиндр соответствует какому-то одному классу (по размерам) радиоактивных частиц. Предполагалось, что частицы данного размера перемешаны по соответствующему цилиндру равномерно. Каждый цилиндр в свою очередь разделен на несколько дисков (в зависимости от мощности взрыва). Траекторией каждого диска в воздухе считалась траектория частицы, размер которой соответствовал классу частиц данного цилиндра. Таким образом, при выпадении частиц цилиндры, соответствующие различным классам частиц, отходят друг от друга.

С помощью этой модели были спрогнозированы уровни радиации при подземном ядерном взрыве «Джангл-Ю» (в штате Невада). При этом высоту облака и его геометрию принимали такими же, как при наземном взрыве «Джангл-С» (такой же мощности). Это было, очевидно, оправдано тем, что взрыв «Джангл-Ю» проводился на малой глубине (5,2 м, приведенная глубина около 5 м/кт^{1/2}).

Распределение активности в зависимости от размера частиц также находили по формуле для наземных взрывов:

$$F(d_1, d_2) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \int_{\beta_1}^{\beta_2} e^{-\frac{(\beta - \bar{\beta})^2}{2\sigma^2}} d\beta, \quad (38)$$

где F — доля активности, связанной с классом частиц размерами от d_1 до d_2 ; $\beta_1 = \lg d_1$, $\beta_2 = \lg d_2$, $\bar{\beta} = \lg d$. Для связанных почв штата Невада $\beta = 2,053$ и $\sigma = 0,732$.

На рис. 36 показаны фактические контуры радиоактивных выпадений и предсказанные с помощью модели Андерсона для этого взрыва. Из рисунка видно их удовлетворительное согласие [135].

При большем заглублении требуются дополнительные данные о количестве радиоактивности, выбрасываемой в атмосферу, и

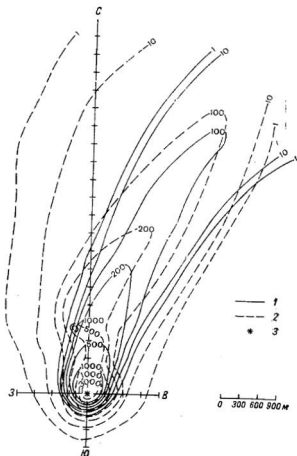


Рис. 36. Сравнение расчетных и фактических контуров следа от взрыва «Джангл-Ю».

1 — D — модель, P/q ; 2 — измеренное поле, P/q ; 3 — эпицентр.

геометрии облака и базисной волны, а также уточненные функции распределения активности по размерам частиц или скоростям их падения.

По мнению Нокса [67], для прогноза радиоактивных выпадений необходимо знать:

- высоты основания и верхней части и радиусы основного облака и облака базисной волны в момент стабилизации их;
- полный эквивалент взрыва, эквивалент по делению и долю радиоактивных продуктов, выброшенных в атмосферу и выпадающих на ближнем следе;
- распределение радиоактивных частиц по размерам в облаке и базисной волне и часть радиоактивности, приходящейся на каждое из этих образований;
- скорость падения частиц;
- прогноз во времени и пространстве ветра в слое, где падают частицы;

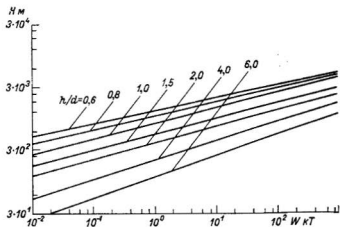


Рис. 37. График для определения радиусов облака и базисной волны (см. рис. 6 и 7). Аллювий.

— увеличение горизонтальных размеров дисков, заполненных радиоактивными продуктами, под действием горизонтальной турбулентной диффузии.

В работе [67] для прогноза использовались графики, с помощью которых отыскивались линейные размеры облака и базисной волны для взрывов в аллювии как функции отношения глубины заложения h к глубине образовавшейся воронки d и мощности взрыва (рис. 37).

Предполагалось, что в облаке содержится 80% выброшенных в атмосферу продуктов, в базисной волне — 20%. Предполагалось также, что вещество в облаке разделено на две части: одна — вещество в которой распределено по логарифмически-нормальному закону $W_{об}$, с параметром $\ln r_{об1}$ и стандартным отклонением $\sigma_{об1}$, другая — занимающая $1/5$ нижнюю часть объема облака (индекс «2»). Аналогичное распределение предполагается и в базисной волне (индекс «б»).

Численные значения указанных параметров были подобраны с

использованием поля радиоактивных выпадений при взрывах «Седан» и «Денни-Бой» (последние значения в скобках):

$$\begin{aligned} W_{061} = W_{61} = 0,9(0,9), & \quad W_{062} = W_{62} = 0,1(0,1), \\ \ln \bar{r}_{061} = \ln \bar{r}_{61} = 2,9(3,0), & \quad \ln \bar{r}_{062} = \ln \bar{r}_{62} = 5,0(5,7), \\ \sigma_{061} = \sigma_{61} = 0,69(0,69); & \quad \sigma_{062} = \sigma_{62} = 0,59(0,59). \end{aligned}$$

При взрыве «Денни-Бой» облако не образовалось и все данные относятся к базисной волне. Описанная модель была проверена на других взрывах, в частности на взрыве «Типот-Исс», и дала удовлетворительные результаты.

Из приведенных данных видно, как сильно отличаются формы и линейные размеры источников и функции распределения частиц для подземного и наземного взрывов (см. стр. 82).

Учитывая некоторые особенности загрязнений на ближнем следе подземного ядерного взрыва с выбросом грунта, можно существенно упростить указанную модель.

Из экспериментальных данных [62] следует, что характер распределения радиоактивных продуктов на ближнем следе несущественно зависит от приведенной глубины и мощности взрыва (в некотором интервале этих значений), т. е. при различных взрывах имеется подобие в этом распределении. Это позволяет при отсутствии разворота ветра не учитывать сложную геометрию источника радиоактивных выпадений при подземном взрыве и подобрать некоторую общую для всех взрывов функцию распределения активности продуктов взрыва по скоростям падения (размерам) частиц $N(w)$ в предположении, что источник точечный. Очевидно, эта функция в некотором интервале расстояний должна соответствовать существующему распределению продуктов на местности.

В этом случае в соответствии с данными работы Петрова и Прессмана [102] для поверхностной концентрации $\sigma(R, l)$ полидисперсной примеси, распространяющейся из мгновенного точечного источника, можно записать формулу

$$\sigma(R, l) = \frac{QN \left(\frac{Hv}{R} \right) H v}{\sqrt{2\pi} \sigma_l(R) R^2} e^{-\frac{l^2}{2\sigma_l^2(R)}}, \quad (39)$$

где R, l — расстояния вдоль и поперек оси следа соответственно; H — высота источника; Q — количество вещества в источнике; σ_l^2 — дисперсия распределения $\sigma(R, l)$ в направлении оси l ; $w = Hv/R$ — скорость падения частиц; v — средняя скорость ветра в слое от источника до земной поверхности,

$$v = \frac{1}{H} \int_0^H u(h) dh$$

($u(h)$ — скорость ветра в слое dh).

Заметим, что $\sigma(R, l)$ связано с мощностью дозы соотношением

$$P(R, l) = c\sigma(R, l), \quad (40)$$

где c — постоянная, зависящая от единиц измерений.

Таким образом, для следа подземного ядерного взрыва может быть записано [62]

$$P(R, l) = \frac{kq\overline{f}(\bar{h})HvN\left(\frac{Hv}{R}\right)}{\sqrt{2\pi}\sigma_l(R)R^2} e^{-\frac{l^2}{2\sigma_l^2(R)}}. \quad (41)$$

Здесь q — количество вещества, образующегося при взрыве; $\overline{f}(\bar{h})$ — доля его, вышедшая в атмосферу; k — постоянная, зависящая от единиц измерений.

Величина дисперсии $\sigma_l(R)$ может быть найдена из соотношения

$$\sigma_l(R) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} P(R, l) dl}{\sqrt{2\pi} P(R, 0)}, \quad (42)$$

где $P(R, 0)$ — мощность дозы на оси следа. Очевидно, что с увеличением R $\sigma_l(R)$ увеличивается (след расширяется от первоначального σ_0 , определяемого размером облака).

На основании решения уравнения турбулентной диффузии, предложенного Сэттоном [103], значения для σ_l могут быть записаны в виде

$$\sigma_l = c_l(vf)^{\frac{2-n}{2}}, \quad (43)$$

где c_l — виртуальный коэффициент диффузии, n — показатель стабильности (безразмерный).

В работе [104] показано, что формула (41) применима для расчета рассеяния облака радиоактивных продуктов, образующегося в случае кратковременного выделения энергии при аварии реактора (взрыве), т. е. в случае, близком к рассматриваемому нами.

Для нейтральных метеорологических условий (а также при большом градиенте температур) и высоты облака 200–500 м $c_l \approx 0,10$ и $n = 0,2 \div 0,25$ [105]; таким образом, $\sigma_l \approx 0,1 (vf)^{0,9} = 0,1 R^{0,9}$.

При расчете σ_l для малых R необходимо еще учитывать начальную дисперсию σ_0 .

В работе [62] показано, что величина $\sigma_l(R)$ для подземных взрывов удовлетворительно описывается зависимостью

$$\sigma_l(R) = \sqrt{\sigma_0^2 + 0,01 R^2}.$$

Начальная дисперсия σ_0^2 связана с горизонтальным размером облака и соответствует распределению радиоактивных продуктов

на следе в поперечном направлении при небольших удалениях от центра взрыва.

Функция распределения $N(H^0/R) = N(w)$ может быть записана в следующем виде [62], если полагать $\sigma_l \approx 0,1R$:

$$N(w) = \frac{0,1 \cdot P(R, 0) R^3 \sqrt{2\pi}}{q\tau(\bar{h}) H\nu}, \quad (44)$$

т. е., если известна карта следа от взрыва, нетрудно определить $N(w)$. На рис. 38 показана зависимость $\Phi(w) = w^3 \cdot N(w)$ от w

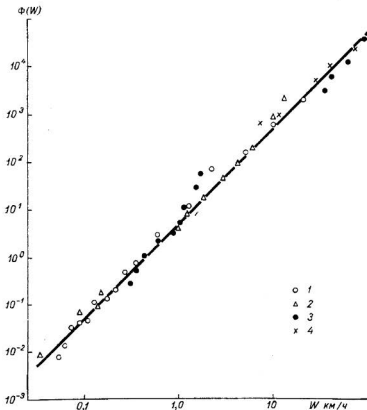


Рис. 38. Зависимость $\Phi(w)$ для следов различных взрывов.
1 — взрыв 1003, 2 — «Денни-Бой», 3 — «Седан», 4 — «Нептун».

для взрывов 1003, «Седан», «Денни-Бой» и «Нептун» [62]. В данном масштабе $\Phi(w)$ для всех взрывов с большой точностью выражается прямой линией с наклоном $-1,0$, т. е.

$$N(w) \sim \frac{1}{w}.$$

$$P(R, 0) \cong \frac{q\tau(\bar{h})}{R^2}. \quad (45)$$

Как уже говорилось, $N(\omega)$ практически не зависит от высоты облака, мощности и приведенной глубины взрыва.

Из формулы (45) следует, что мощность дозы на ближнем следе определяется главным образом количеством радиоактивных продуктов, выбрасываемых при взрыве в атмосферу.

В случае разворота ветра по высоте (что обязательно будет иметь место, в частности, при взрывах в горных районах, например, с целью обнажения залежей полезных ископаемых) для расчета необходимо использовать либо линейный вертикальный источник, либо объемный источник. При этом необходимо знать распределение в этом источнике радиоактивных продуктов по вертикали, особенно в нижней части источника, находящегося под влиянием местных ветров. В работе [67] предполагается, что в базисной волне содержится 20% всех продуктов, попавших в атмосферу.

При групповых взрывах, расположенных в ряд длиной L (такие взрывы перспективны для прокладки дорог и рытья каналов), если ряд расположен поперек ветра, доза гамма-излучения от N взрывов определяется по формуле [62]

$$D_N\left(R, \frac{L}{2}\right) = ND_1(R, 0) \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot 2 \frac{\sigma_l}{L} \Phi\left(\frac{L}{2\sigma_l}\right), \quad (46)$$

где D_1 — доза от одиночного взрыва; $\Phi(L/2\sigma_l)$ — интеграл вероятности.

При $(L/2\sigma_l) < 1$ с ошибкой меньше 17% можно записать

$$D_N\left(R, \frac{L}{2}\right) \cong ND_1(R, 0). \quad (47)$$

При выводе этой формулы предполагалось, что доля продуктов, выброшенных в атмосферу при групповом взрыве, равна доле при одиночном взрыве, и взаимодействие облаков от различных взрывов отсутствует. На самом деле, как показали опыты меченых химических взрывов в аллювии, эта доля возрастает по крайней мере вдвое, но она, конечно, не является линейной функцией числа взрывов [67]. В работе [21] показано, что эта доля практически не увеличивается при групповом подземном ядерном взрыве.

Описанная выше схема прогноза ближних выпадений может быть использована и для прогноза изотопного состава на следе. В этом случае в формулу (41), используемую теперь для отыскания поверхностной плотности загрязнения $\sigma_i(R, l)$ i -тым изотопом, вместо q подставляется q_i — количество изотопа, выпавшего на ближнем следе, вместо $N(\omega)$ — функция распределения активности i -того изотопа по скоростям падения частиц $N_i(\omega)$. В случае если фракционирование в направлении, перпендикулярном оси

следа, не очень велико, можно положить, что $\sigma_{Ii} \approx \sigma_i$ — дисперсия поперек оси следа для i -того изотопа такая же, как и для суммы изотопов. Имея достаточные экспериментальные данные по зависимости q_i и $N_i(w)$ от параметров взрыва, можно использовать описанную выше схему для прогноза изотопного состава радиоактивных выпадений на ближнем следе.

На рис. 39 в качестве примера приведена зависимость $\Phi_i(w) = w^3 N_i(w)$ для ряда изотопов при взрыве 1003. Из графика видно, что эта зависимость аналогична зависимости $\Phi(w)$.

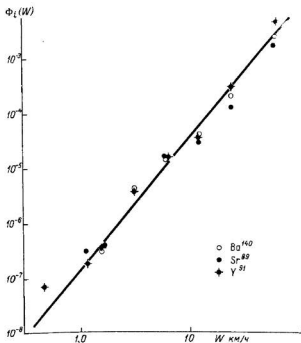


Рис. 39. Зависимость $\Phi_i(w)$ для различных изотопов на следе взрыва 1003.

В связи с тем что не имеется достаточного количества экспериментальных данных по изотопному составу радиоактивных выпадений на ближних следах, сделаем попытку рассчитать $\sigma_i(r)$ или $\sigma_i(w)$ с использованием особенностей фракционирования радионуклидов, т. е. попытаемся построить схему прогноза выпадений при условии, что известна только зависимость коэффициентов фракционирования от размеров частиц.

Для суммы поверхностных плотностей загрязнения различными изотопами в зоне ближних выпадений можно записать

(в дальнейшем индексы «э» будут относиться к экспериментальным величинам, «р» — к расчетным или теоретическим):

$$\frac{\Sigma \sigma_i^3(r, t)}{\sigma_{95}^3(r, t)} = \frac{\sigma_z^3(r, t)}{\sigma_{95}^3(r, t)},$$

где σ_i , σ_{95} , σ_z — поверхностные плотности загрязнения i -тым изотопом, Zr^{95} и суммой продуктов деления на расстоянии R_r от места взрыва, соответствующем месту выпадений частиц с радиусом r , на момент времени t . Можно записать также

$$\frac{\sigma_i^p(t)}{\sigma_{95}^p(t)} = \frac{Y_i \lambda_i e^{-\lambda_i t}}{Y_{95} \lambda_{95} e^{-\lambda_{95} t}}, \quad (48)$$

где Y_i , Y_{95} — выходы i -того изотопов и Zr^{95} при делении соответственно, λ_i , λ_{95} — их постоянные распада.

Но коэффициент фракционирования по определению может быть записан как

$$\frac{\sigma_i^3(r, t)}{\sigma_{95}^3(r, t)} : \frac{\sigma_i^p(t)}{\sigma_{95}^p(t)} = f_{i, 95}(r, t). \quad (49)$$

Из формул (48) и (49)

$$\sigma_i^3(r, t) = \sigma_{95}^3(r, t) \frac{Y_i \lambda_i e^{-\lambda_i t}}{Y_{95} \lambda_{95} e^{-\lambda_{95} t}} \cdot f_{i, 95}(r, t). \quad (50)$$

Таким образом,

$$\sigma_z^3(r, t) = \Sigma \sigma_i^3(r, t) = \frac{\sigma_{95}^3(r, t)}{Y_{95} \lambda_{95} e^{-\lambda_{95} t}} \Sigma Y_i \lambda_i e^{-\lambda_i t} f_{i, 95}(r, t), \quad (51)$$

$$\frac{\sigma_z^3(r, t)}{\sigma_z^3(r, t)} = \frac{Y_i \lambda_i e^{-\lambda_i t} f_{i, 95}(r, t)}{\Sigma Y_i \lambda_i e^{-\lambda_i t} f_{i, 95}(r, t)}. \quad (52)$$

Отсюда, так как из формулы (40)

$$\sigma_z^3(r, t) = \frac{1}{c} P^3(R_r, t), \quad (53)$$

то

$$\sigma_i^3(r, t) = \frac{1}{k} P^3(R_r, t) \frac{Y_i \lambda_i e^{-\lambda_i t} f_{i, 95}(r, t)}{\Sigma Y_i \lambda_i e^{-\lambda_i t} f_{i, 95}(r, t)}, \quad (54)$$

где $P^3(R_r, t)$ — мощность дозы у земной поверхности в точке R_r , соответствующей выпадению частиц со средним радиусом r на момент времени t , k — постоянная, зависящая от единиц измерений.

Таким образом, если известны зависимости коэффициентов фракционирования от размера частиц и известна схема прогноза мощности дозы гамма-излучения от суммы осколков (или плотности загрязнения суммы осколков $\sigma_z^2(r)$), то можно рассчитать ожидаемую плотность загрязнения любым изотопом i в данной точке следа. Интересно, что, пренебрегая изменением фракционирования в направлении, перпендикулярном оси следа, можно записать

$$\frac{\sigma_i(R_r, t)}{\sigma_z(R_r, t)} = \frac{\int \sigma_i(R_r, t) dt}{\int \sigma_z(R_r, t) dt} = \frac{q_i(t) N_i(r)}{q(t) N(r)}, \quad (55)$$

отсюда

$$\frac{q_i N_i(r)}{q N(r)} = \frac{Y \dot{\nu} e^{-\lambda_i t} f_{i, 95}(r, t)}{\sum Y \dot{\nu} e^{-\lambda_i t} f_{i, 95}(r, t)}. \quad (56)$$

Таким образом, для прогностического расчета $\sigma_i(r, t)$ или $\sigma_i(R_r, t)$ необходимо знать либо зависимость $f_{i, 95}(r, t)$, либо $q_i(t)$ и $N_i(r)$, либо $q_i(t)$ и $N_i(w)$. Коэффициенты фракционирования могут быть получены или из эксперимента, или расчетным путем. Опыт указывает на незначительное фракционирование при подземных взрывах в ближней зоне выпадений.

Прогноз дальних выпадений. Для оценки концентрации радиоактивных продуктов в дальних выпадениях в соответствии с данными работы [104] можно принять, что распределение концентрации в облаке описывается трехмерным нормальным распределением.

Выражение для максимальной концентрации при таком распределении записывается в виде

$$C_{\max} = \frac{Q_{06}}{\pi^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z}, \quad (57)$$

где Q_{06} — количество радиоактивных продуктов, распространяющихся с облаком на далекие расстояния; σ_x , σ_y , σ_z — дисперсии распределения примеси по соответствующей оси.

По Ричардсону [104], $\sigma_i^2 = 2k_i t$ ($i = x, y, z$), где k_i — коэффициент турбулентной диффузии в соответствующем направлении. По Сэттону [103], $\sigma_i^2 = c_i^2 (vt)^{2-n}$, где c_i — виртуальные коэффициенты диффузии, n — показатель стабильности атмосферы.

Для расчета C_{\max} на больших расстояниях можно принимать эффективные значения для $k_x = k_y$ равными $10^8 \div 10^{10}$ см²/с [105]. Величина k_z значительно меньше; в работе [106] k_z принято равным $2 \cdot 10^5$ см²/с, распространение по вертикали продуктов ограничено слоем мощностью около 1000 м.

Следовательно (без учета распада),

$$C(t) \cong \frac{Q_{06}}{2 \sqrt{2} \pi^{3/2} t^{3/2} \sqrt{k_x k_y k_z}}, \quad (58)$$

или

$$C(t) \cong \frac{Q_{05}}{k_x k_y k_z (vt)^{3/2}} \quad (59)$$

(показатель степени может несколько меняться в зависимости от метеорологических условий), или, если известна концентрация C_1 на каком-либо рубеже или в момент времени $t_1 = R_1/v$, на другом рубеже или в другой момент времени

$$C_2 = C_1 \left(\frac{t_1}{t_2} \right)^{3/2}, \quad (60)$$

или

$$C_2 = C_1 \left(\frac{t_1}{t_2} \right)^{3/2} \quad (61)$$

(с учетом распада показатели степени равны 2,7 и 3,7 соответственно).

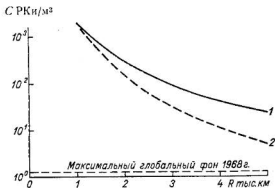


Рис. 40. Изменение рассчитанных концентраций радиоактивных продуктов в воздухе на больших расстояниях от взрыва. $v = 30$ км/ч.
1 — режим «3/2», 2 — режим «5/2».

На рис. 40 показано изменение $C(R)$ на больших расстояниях от взрыва с выбросом грунта на килотонну делящегося материала ($R = t/v$). За основу взяты данные концентраций радиоактивных продуктов при взрыве «Седан» на расстоянии около 1000 км от места взрыва [94].

Плотность выпадений можно оценить, если известен период полувыведения (T) радиоактивных продуктов из нижнего слоя тропосферы, изменяющийся в зависимости от дисперсности аэрозолей и мощности слоя, из которого происходят выпадения.

Для нижнего слоя атмосферы T составляет несколько суток.

При определении $C(t)$ величины $Q_{об}$ и $Q_{вып}$ (количество выпавшей активности) либо определяются по кривым в зависимости от приведенной глубины взрыва [92], либо берутся из экспериментальных работ [62, 106]. Для дальних выпадений можно положить $Q_{об} \approx Q_{вып}$. Для изотопов, имеющих газообразных предшественников, как Ba^{140} , Sr^{89} , Sr^{90} и Cs^{137} , можно считать, что величины $Q_{об}$ и $Q_{вып}$ составляют около 10% образовавшейся активности этих изотопов, а для суммы осколков примерно 0,6% [62, 106].

В работах [62, 106] для оценки концентраций радиоактивных продуктов на больших удалениях рассмотрен случай диффузии примеси в стационарном плоскопараллельном потоке воздуха над

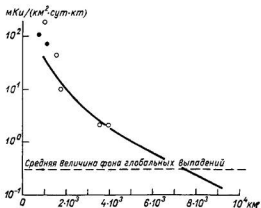


Рис. 41. Зависимость плотности радиоактивных выпадений от расстояния для взрыва мощностью 1 кт.

плоской, горизонтальной однородной поверхностью. Принимая из опыта значения $\sigma_x = \sigma_y$ равными 0,08х, (в соответствии с законом $\sigma_i \sim t$), в этих работах определили концентрации и плотности выпадения радиоактивных продуктов на расстояниях их распространения в несколько суток.

На рис. 41 приведена вычисленная в этих работах кривая изменения величины плотности радиоактивных выпадений с увеличением расстояния от эпицентра взрыва мощностью 1 кт при скорости ветра $v = 40$ км/ч. Точками показаны экспериментальные значения плотности радиоактивных выпадений, зафиксированные при подземных ядерных взрывах [106].

В дальних выпадениях при подземных взрывах с частичным выбросом в атмосферу, так же как и при наземных взрывах, наблюдается «обратное» фракционирование. В работе [91] показано, что коэффициенты обогащения летучих изотопов (по отношению к Na^{147}) в облаке от подземного ядерного взрыва достигают весьма значительных величин.

Считая, что в дальние выпадения (на расстояния нескольких тысяч километров от места взрыва) попадут именно те продукты, которые находятся в облаке через несколько часов после взрыва, в работе [107] автор оценил изотопный состав дальних выпадений.

Доля i -того изотопа в дальних выпадениях в этом случае составит

$$\alpha_i = \frac{a_i c_i}{\sum_i a_i c_i}, \quad (62)$$

где a_i — доля i -того изотопа в нефракционированной смеси продуктов взрыва; c_i — коэффициент обогащения i -того изотопа.

Значения α_i , полученные таким образом [107], хорошо совпадают с экспериментальными значениями.

Таблица 8

Относительное содержание изотопов (в процентах)
в дальней зоне распространения облака от взрыва

Изотоп	Расчет	Воздушные пробы	Пробы выпадений
Sr ⁸⁹	40	43	18
Sr ⁹⁰ (+ Y ⁹⁰)	0,35	0,25	0,2
Zr ⁹⁵	—	0	0
Y ⁹¹	—	3,4	2,8
Ru ¹⁰³	—	4,0	2,9
Ru ¹⁰⁹	—	0,9	0,8
Cs ¹³⁷	0,3	0,8	0,45
Ba ¹⁴⁰	24	24	33
La ¹⁴⁰	28	24	33
Ce ¹⁴¹	—	0	4,9
Ce ¹⁴⁴	—	0	0,8
Mo ⁹⁹	—	0,4	1,0

В табл. 8 приведены данные по изотопному составу продуктов в пробах воздушных фильтров и в пробах выпадений при взрыве «Седан» на расстоянии около 1000 км от места взрыва. Данные взяты из работы [94], они осреднены по семи пробам, отобранным с пяти станций, и приведены (с учетом распада) к моменту времени через 15 дней после взрыва, когда в смеси остаются только перечисленные в таблице продукты.

Из таблицы видно удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных данных.

Указанный способ может быть использован для примерного прогноза изотопного состава в дальних выпадениях.

Из табл. 8 видно, что в дальних выпадениях через 5—15 дней после взрыва (на время выпадения) основную долю активности выпадений составляют Sr⁸⁹ и Ba¹⁴⁰. Основной вклад в дозу для населения, проживающего в зоне дальних выпадений, будут со-

ставлять во внешнем облучении Ba^{140} (La^{140}) и Cs^{137} , во внутреннем облучении Sr^{89} и особенно Sr^{90} .

С другой стороны из табл. 8 видно, что изотопный состав воздушных проб не совпадает полностью и с изотопным составом проб выпадений. Это обусловлено различным фракционированием изотопов в частицах разных размеров, что при сухих или влажных выпадениях приводит к указанному эффекту. При этом в сухих и влажных выпадениях этот эффект может быть несколько различным, так как вымывание частиц различного размера происходит с эффективностью, отличающейся от эффективности выведения изотопов из атмосферы при сухих выпадениях.

ПОЛЕ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ РАДИОАКТИВНЫХ ВЫПАДЕНИЙ, ОБЛАКА И СТРУИ РАДИОАКТИВНЫХ ГАЗОВ



Появление радиоактивных продуктов в атмосфере при подземных ядерных взрывах или их выпадение на земную поверхность влечет за собой возникновение полей ядерных излучений. Наибольшую опасность представляет поле гамма-излучения, особенно в приземном слое атмосферы, где обитает большинство живых организмов, требующее в связи с этим тщательного изучения.

Возникающее гамма-поле содержит информацию об излучателях и их распределении; сведения, полученные на основании измерений параметров поля, помогут составить представление о количестве радиоактивных продуктов, попавших в атмосферу, условиях их образования, а следовательно, и непосредственно об источнике загрязнения. В конечном счете это дает возможность построить схему прогноза распространения радиоизотопов и радиоактивных выпадений, а также соответствующих им полей излучений.

§ 1. Гамма-поле в радиоактивном облаке и в струе радиоактивных газов

При распространении радиоактивных продуктов в атмосфере возникает поле гамма-излучения.

Известно [68, 108], что в однородном объемном источнике с равномерным распределением гамма-излучателя поглощенная в единичном объеме энергия излучения (а значит, и поглощенная доза излучения) равна энергии, испускаемой излучателями в этом же объеме.

Следовательно, в случае равномерного загрязнения атмосферы связь между мощностью дозы P и концентрацией радиоактивных продуктов σ в воздухе для случая бесконечной воздушной среды может быть записана в виде формулы

$$P = k \sigma \frac{\rho_0}{\rho}, \quad (63)$$

где k — постоянная, зависящая от выбора единиц измерения,

ρ_0 и ρ — плотность воздуха на уровне моря и высоте измерения соответственно.

Полагая, что σ выражается в МэВ/(см³·с), P — в Р/ч, получим $k = 5,09 \cdot 10^{-2} \frac{P/\text{ч}}{\text{МэВ}/(\text{см}^3 \cdot \text{с})}$, или $P = 1,88 \cdot 10^3 \sqrt{\sigma \rho_0 / \rho}$, если σ выражается в Ки/м³, ν — интенсивность гамма-излучения на один распад, в МэВ/расп., P — в Р/ч.

Это же соотношение может быть записано в виде [109] (при $\rho_0/\rho = 1$)

$$P = \frac{4\pi k_1 \sigma}{\sigma_a}, \quad (64)$$

где k_1 — гамма-постоянная излучателя, Р·см²/ (МКи·ч); σ — удельная активность источника, МКи/г; σ_a — массовый коэффициент поглощения энергии в воздухе, см²/г.

Однако при ядерных взрывах редко возникает относительно равномерное загрязнение атмосферы. Обычно зоны загрязнения характеризуются значительными градиентами загрязнения. Наиболее типичными зонами загрязнения при подземных взрывах является радиоактивное облако и базисная волна или струя радиоактивных газов, образующаяся при вентилируемых подземных взрывах.

Радиоактивное облако практически представляет собой сферический (иногда вытянутый по вертикали) источник с гауссовским распределением гамма-излучателя, симметричным относительно центра [110].

Струя радиоактивных газов может быть представлена цилиндрическим источником с гауссовым распределением гамма-излучателя, симметричным относительно оси [111].

Таким образом, для концентрации излучателей $\sigma(l)$ на расстоянии l от центра (или оси) может быть записано:

$$\sigma(l) = \sigma_0 e^{-l^2/\epsilon^2}, \quad (65)$$

где σ_0 — концентрация излучателя в центре (на оси); ϵ^2 — дисперсия, характеризующая распределение излучателя в источнике.

В рассматриваемых случаях очевидно, что в центре или на оси источника излучается энергии больше, чем поглощается, и, наоборот, в периферических зонах поглощается больше, чем излучается. Таким образом, для этих случаев формулы (63) и (64) перестают быть справедливыми.

В работах [110 и 111] нами произведен расчет мощности дозы гамма-излучения (в воздухоэквивалентной среде) для сферического и цилиндрического источников с гауссовым распределением гамма-излучателя.

Мощность дозы в воздухе, обусловленная излучением от

элемента объема dV , для точки наблюдения, находящейся на расстоянии l от центра источника, составит

$$dP = \frac{k\sigma_a\sigma(x)e^{-\mu r}B(\mu r, E)dV}{4\pi r^2}, \quad (66)$$

где k — постоянная, зависящая от выбора единиц измерения; r — расстояние от точки наблюдения до элемента объема dV (в полярных координатах $dV = r^2 \sin\theta d\theta d\varphi dr$); σ_a , μ — линейные коэффициенты поглощения энергии в воздухе и ослабления гамма-излучения в среде источника соответственно; $B(\mu r, E)$ — дозовый фактор, учитывающий многократное рассеяние γ -квантов с первичной энергией E .

Тогда для сферического источника расстояние от центра источника до элемента объема dV $x = \sqrt{r^2 + l^2 - 2rl \cos\theta}$, где за начало координат принята точка наблюдения.

Автором применяется в расчетах аналитическая форма дозового фактора $B(\mu r, E)$, принятая в работе [104] для воздуха в интервале энергий 0,5—2 МэВ:

$$B(\mu r, E) = 1 + \mu r + \frac{(\mu r)^2}{7E^{2.4}}. \quad (67)$$

Эта аппроксимация удобна тем, что энергия гамма-излучения входит в нее в явном виде, и для малых расстояний (до $\mu r = 1 + 1,5$) более точна, чем широко распространенная аппроксимация [112]

$$B(\mu r, E) = A_1 e^{-\alpha_1 \mu r} + (1 - A_1) e^{-\alpha_2 \mu r}, \quad (68)$$

где A_1 , α_1 , α_2 — константы, вычисленные для различных сред, расстояний и энергий.

Для больших расстояний точность аппроксимации обеими формулами практически одинакова.

Подставляя в формулу (66) значения для x , dV и σ и интегрируя ее по всему пространству, получим для сферического источника

$$\frac{P(l, z)}{P_{\text{равн}}(l)} = \frac{\sigma_a z^2 \sqrt{\pi}}{2l} \left[F(q_2) - F(q_1) + \frac{\mu z}{\sqrt{2}} (e^{q_1^2} \operatorname{erfc} q_1 - e^{q_2^2} \operatorname{erfc} q_2) + \right. \\ \left. + \frac{\mu^2 z^2}{7E^{2.4}} (q_2 e^{q_2^2} \operatorname{erfc} q_2 - q_1 e^{q_1^2} \operatorname{erfc} q_1) \right], \quad (69)$$

где

$$q_1 = \frac{\mu z}{\sqrt{2}} - \frac{l}{\sqrt{2}}, \quad q_2 = \frac{\mu z}{\sqrt{2}} + \frac{l}{\sqrt{2}} \\ F(x) = \int_0^x e^{\psi^2} \operatorname{erfc} \psi d\psi, \quad (70)$$

а $P_{\text{равн}}(l)$ — мощность дозы, вычисленная по формуле (63) для равномерного загрязнения при концентрации, равной $\sigma_0 e^{-l^2/2a^2}$ на удалении l от центра.

Интеграл $F(x)$ не выражается в элементарных функциях, его приближенное значение может быть определено путем почленного интегрирования подынтегральной функции, разложенной

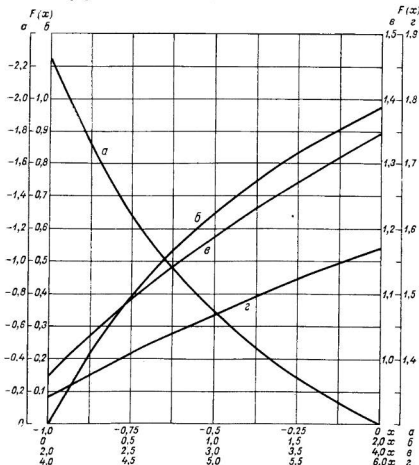


Рис. 42. График функции $F(x)$.

в ряд. График функции $F(x)$ для $-1,0 \leq x \leq 6,0$ приведен на рис. 42 [110].

Мощность дозы в центре источника ($l=0$) выражается формулой

$$P(0, \varepsilon) = K \sigma_a \sigma_0 \varepsilon \left\{ \sqrt{\frac{\pi}{2}} e^{\frac{\mu^2 \varepsilon^2}{2}} \operatorname{erfc} \frac{\mu \varepsilon}{\sqrt{2}} [1 - \mu^2 \varepsilon^2 + \frac{\mu^2 \varepsilon^2}{7E^{2,4}} (1 + \mu^2 \varepsilon^2)] + \mu \varepsilon \left(1 - \frac{\mu^2 \varepsilon^2}{7E^{2,4}} \right) \right\}. \quad (71)$$

Таблица 9

Поправочные коэффициенты для вычисления мощности дозы гамма-излучения в сферическом источнике по отношению к мощности дозы, вычисленной для однородной среды

μz	l/ϵ					
	0	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5
5,0	0,95	0,96	0,97	1,0	1,03	1,10
3,0	0,82	0,83	0,87	0,93	1,03	1,22
1,0	0,45	0,48	0,53	0,62	0,83	1,32

В табл. 9 приведены значения $P(l, \epsilon)/P_{\text{равн}}(l)$, вычисленные по формуле (69) для сферического источника при энергии первичного гамма-излучения, равной 1,0 МэВ, различных μz и расстояний l/ϵ .

Для цилиндрического источника мощность дозы гамма-излучения получим после подстановки значений r , σ и $dV = x(x+1)\sec^2\psi dx d\varphi d\psi$ в формулу (66) и интегрирования ее по всему пространству.

Выражение для мощности дозы в случае цилиндрического источника весьма громоздко, оно приведено в работе [111].

В предельном случае равномерного распределения концентрации ($\epsilon = \infty$) мощность дозы гамма-излучения выразится формулой

$$P_{\text{равн}} = \frac{2K\sigma_a^{20}}{\mu} \left(1 + \frac{1}{7E^{2,4}}\right), \quad (72)$$

что практически совпадает с формулой (63).

На рис. 43 показана зависимость отношения $P(l, \epsilon)/P_{\text{равн}}(l)$ от значений l/ϵ для различных μz и энергии γ -квантов $E = 1$ МэВ для цилиндрического источника (кривые 1). При этом значения $P(l, \epsilon)$ рассчитывались по формуле для цилиндрического источника, а за $P_{\text{равн}}(l)$ была взята та же величина, что и в формуле (69).

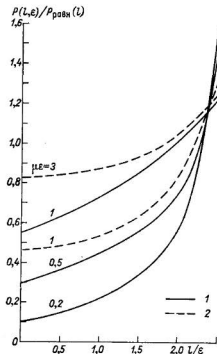


Рис. 43. Зависимости величины $P(l, \epsilon)/P_{\text{равн}}(l)$ от расстояния l/ϵ для цилиндрического (1) и сферического (2) источников.

Для сравнения на рис. 43 даны значения $P(l, e)/P_{\text{равн}}(l)$ для сферического источника (кривые 2).

Из рисунка ясно, в каких случаях при приближенных расчетах можно пользоваться формулой для равномерного загрязнения. Для цилиндрического источника таким критерием является $\mu e \geq 1,5 \div 2,0$ и $l/e \leq 2,5$; для сферического $\mu e \geq 3,0$ и $l/e \leq 2,5$ (ошибка при этом не будет превышать 25%).

Спектр гамма-излучения в объемном источнике характеризуется его значительной деформацией за счет многократно рассеянных γ -квантов. В необходимых случаях он может быть рассчитан [68] путем численного интегрирования спектров гамма-излучения от точечного источника в однородном воздухоэквивалентном материале (например, воде или воздухе) по всему пространству.

§ 2. Гамма-поле над следом радиоактивного облака. Расчет мощности дозы

В результате радиоактивных выпадений (как ближних, так и дальних) образуется поверхностное загрязнение местности.

Постепенно в течение первых недель или месяцев под влиянием различных процессов радиоактивные продукты начинают проникать в глубь почвы (грунта) либо вместе с частицами-носителями, либо при смыве с поверхности этих частиц, либо их разрушении. В результате образуется объемное загрязнение верхнего слоя почвы толщиной в несколько сантиметров. По данным различных авторов (например, [68]), в верхнем слое 5—6 см содержится 80—95% всей активности. Исключение составляет навал грунта в зоне эпицентра, где объемный источник радиоактивности [62] образуется сразу.

Логично предположить, что гамма-поле над радиоактивным следом в первое время после выпадений совпадает с гамма-полем плоского изотропного источника.

Для мощности дозы P на высоте h над бесконечным плоским изотропным источником, если использовать аналитическую форму представления дозового фактора, учитывающего многократное рассеяние, в виде формулы (67), запишем [113]:

$$P(h) = \frac{k\sigma_a}{2} \left[E_1(\mu h) + \frac{e^{-\mu h}}{7E^{2,4}} (1 + 7E^{2,4} + \mu h) \right], \quad (73)$$

где k — постоянная, зависящая от единиц измерения; σ_a , μ — линейные коэффициенты поглощения и ослабления гамма-излучения в воздухе соответственно; E — энергия первичного гамма-излучения; $E_1(x)$ — интегральная показательная функция.

Укажем, что численное значение k принимается (см. § 1) равным $5,09 \cdot 10^{-2} \frac{\text{Р/ч}}{\text{МэВ/см}^3 \cdot \text{с}}$.

Приведем осредненные значения пересчетного высотного коэффициента $K_H(h) = P(h)/P(H)$ для энергий в интервале 0,255 — 2 МэВ и H , равного 1 и 100 м:

h м	1	10	25	50	100	200
$K_1(h)$. . .	1	0,57	0,41	0,29	0,17	0,07
$K_{100}(h)$	5,8	3,3	2,4	1,7	1,0	0,40

В указанном интервале энергий высотные пересчетные коэффициенты изменяются незначительно (менее 20%).

Интенсивность нерассеянного гамма-излучения над плоским изотропным источником, покрытым монохроматическим излучателем, запишется в виде

$$I(h) = \frac{\sigma E_1(\mu h)}{2}. \quad (74)$$

Отсюда

$$\sigma = 2\mu \int_0^{\infty} I(h) dh. \quad (75)$$

Интегрируя спектрально-угловую функцию излучения плоского изотропного источника либо по направлению, либо по энергии, нетрудно получить угловое или спектральное распределение излучения.

В ряде работ приводятся данные по указанным распределениям [68, 114].

В работе [115] приведены обширные данные по спектрально-угловому распределению гамма-излучения над местностью, загрязненной продуктами подземного ядерного взрыва.

Мощность дозы $P^V(h)$ на высоте h над бесконечным объемным источником (слоем), концентрация которого $\sigma_V(z)$ убывает в глубину z по экспоненте (например, при загрязнении почвы радиоактивными продуктами взрыва), может быть определена по следующей формуле [68]:

$$P^V(h) = \frac{k\sigma_V^0 a}{2m} \left\{ E_1(\mu h) - e^{-(\beta-1)\mu h} E_1(\beta\mu h) + \frac{\beta-1}{\beta} e^{-\mu h} \times \right. \\ \left. \times \left[1 + \frac{1}{7E^{2,4}} \left(1 + \mu h + \frac{1}{\beta} \right) \right] \right\}, \quad (76)$$

где

$$\sigma_V(z) = \sigma_V^0 e^{-mz},$$

σ_V^0 — объемная концентрация поверхностного слоя; $\beta = 1 + m/\mu_0$; μ_0, μ — линейные коэффициенты поглощения гамма-излучения с энергией E в грунте и воздухе соответственно.

Интенсивность нерассеянного излучения в этом случае выразится формулой

$$I^V(h) = \frac{\sigma_V^0}{2m} [E_1(\mu h) - e^{-(\beta-1)\mu h} E_1(\beta\mu h)]. \quad (77)$$

§ 3. Влияние реальных природных условий на гамма-поле радиоактивного следа

Поле гамма-излучения над местностью, загрязненной радиоактивными изотопами, отличается от гамма-поля идеализированного плоскостного изотропного источника, находящегося в бесконечной воздушной среде.

Это различие обусловлено:

- влиянием вещества подстилающей поверхности, отличающейся по плотности и атомному составу от воздуха;
- наличием неровностей подстилающей поверхности;
- наличием растительного покрова;
- изменением плотности воздуха в зависимости от температуры, давления и влажности в реальных условиях, а также наличием осадков (дождя и снега).

В ряде работ автора [68, 113, 116, 117] рассмотрено влияние перечисленных факторов на поле гамма-излучения над загрязненной местностью в естественных условиях в предположении, что источник остается поверхностным. В настоящей работе будут только кратко изложены наиболее важные практические результаты.

Результаты экспериментальных работ и расчеты показывают, что отличие атомного номера грунта от атомного номера воды (воздуха) практически не сказывается на распределении мощности дозы гамма-излучения в воздухе от плоского изотропного источника, находящегося на границе раздела этих сред.

Влияние микрорельефа на поле гамма-излучения поверхностного загрязнения обусловлено экранировкой выступами почвы излучения, приходящего из зон, не видимых из точки наблюдения.

Нами выполнено подробное экспериментальное изучение влияния микрорельефа на поле гамма-излучения поверхностного загрязнения местности в различных климатических зонах [116, 117]. Результаты работ показали, что микрорельеф влияет на поле гамма-излучения (уменьшает его) лишь на малых высотах, а на высоте более 10 м этим влиянием можно пренебречь. При измерениях на высоте 1 м для практических расчетов можно принять следующие поправочные коэффициенты: 0,75—0,80 — для очень ровных участков, 0,7 — для степи, 0,5—0,6 — для пашни.

Если радиоактивные продукты выпали в районе, покрытом растительностью, то через некоторое время под влиянием ветра и дождей образуется поверхностный источник загрязнения под пологом растительного покрова. В этом случае растительный покров будет экранировать гамма-излучение загрязнения местности. Эта экранировка будет особенно заметна в зоне лесных насаждений.

Поглощающие свойства насаждений определяются главным образом распределением биомассы в пространстве. Количество биомассы леса, рассчитанное на единицу площади, для данного вида насаждений зависит от условий его произрастания (бони-

тета), полноты и возраста [118]. Для наиболее распространенных видов насаждений запас биомассы q приведен в работе [119].

В связи с тем что древесина состоит в основном из органических соединений, всю систему поглощающих сред (почву, биомассу леса, воздух) можно с некоторым приближением рассматривать как воздухоэквивалентную среду. Если в расчетах пренебречь анизотропией поглощающей среды (что не приводит к большим ошибкам [120]), то коэффициент экранировки лесным (растительным) покровом для мощности дозы гамма-излучения составит

$$f(q) = \frac{P(\mu_1 H)}{P \left[\mu_1 H + \left(\frac{\mu_2}{\kappa} \right) q \right]} \quad (78)$$

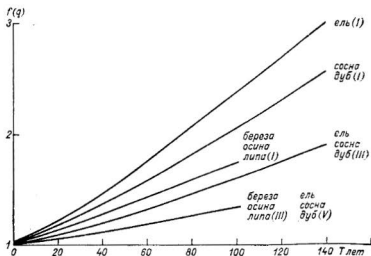


Рис. 44. Коэффициенты экранировки для различных лесных насаждений.

Здесь μ_1 — линейный коэффициент ослабления гамма-излучения для воздуха; μ_2/κ — массовый коэффициент ослабления в древесине, где κ — удельный вес древесины; H — высота измерения ($H > h$, где h — высота насаждения); q — запас биомассы, г/см².

На рис. 44 приведена зависимость коэффициента $f(q)$ для различных лесных насаждений от их возраста T и бонитета (бонитет проставлен в скобках: I — лучший, III — средний и V — худший). Для расчета экранирующего влияния леса при $H < h$ необходимо в формулу (78) подставить количество биомассы, заключенное в слое от поверхности земли до высоты H .

Расчеты в предыдущих разделах производились для однородной атмосферы и нормальных условий, т. е. для атмосферы,

плотность которой постоянна по высоте и составляет $\rho_0 = 1,293$ г/л, т. е. при $t = 0^\circ \text{C}$ и давлении 760 мм рт. ст. Известно, что плотность стандартной атмосферы изменяется с высотой; это изменение хорошо описывается барометрической формулой.

Нетрудно показать [113], что для стандартной атмосферы коэффициент пересчета мощности дозы излучения с высоты 200 м на поверхность земли K_{200} (1) будет отличаться от коэффициента, рассчитанного нами для однородной атмосферы, не более чем на 2% (для интенсивности нерассеянного гамма-излучения — не более чем на 4%). Для меньших высот это изменение будет еще меньшим.

Изменение температуры T , давления p (но не влажности W) воздуха отражается на величине пересчетных коэффициентов более существенно.

Так, K_{100} (1) для мощности дозы несущественно изменяется при изменении влажности воздуха (густому туману соответствует $1 \cdot 10^{-6}$ г/см³, проливному дождю — значение $4 \cdot 10^{-6}$ г/см³). Изменение температуры от -30 до $+30^\circ \text{C}$ приводит к изменению K_{100} (1) примерно на 20%, изменение давления на 50 мм рт. ст. — приблизительно на 5%. Изменения этого коэффициента для интенсивности первичного гамма-излучения еще более существенны.

Пересчетные коэффициенты $K_h [H]$ для реальных условий определяются по формуле

$$K_h [H] = K_{h_0}(H_0), \quad (79)$$

где

$$h_0 = h \frac{p(T, p, W)}{p_0} \text{ и } H_0 = H \frac{p(T, p, W)}{p_0},$$

а $K_{h_0}(H_0)$ — пересчетный коэффициент для однородной атмосферы.

§ 4. Зондирование облака и струи самолетами

Из соотношений, связывающих мощность дозы P и объемную плотность загрязнения σ в атмосфере (см. § 1 настоящей главы), можно на основании рентгенометрических измерений с самолета, пересекающего облако или струю, определить распределение радиоактивных продуктов. В случае равномерного загрязнения это можно сделать по простой формуле (63), в облаке и струе — по формулам (69) и данным рис. 43. Уже было сказано, что в облаке при $\epsilon \geq 3,0/\mu$ и $l \leq 2,5\epsilon$ (А), а в струе при $\epsilon \geq (1,5 \div 2,0)/\mu$ и $l \leq 2,5\epsilon$ (Б) можно также приближенно пользоваться формулой (63). Для других значений l и ϵ с помощью данных рис. 43 и табл. 9 можно отыскать поправочные коэффициенты к значениям мощности дозы, определенным по формуле (63).

Отметим, что поставленные выше условия А и Б соблюдаются почти во всех практических случаях (на высоте 5000 м $3,0/\mu \approx \approx 700$ м, на уровне земли $2,0/\mu \approx 250$ м, а ϵ для облака и струн, очевидно, больше указанных величин).

Кроме того, следует указать, что наиболее распространенный источник ошибок при определении σ по измеренной мощности дозы P обусловлен «невоздухоэквивалентностью» приемника гамма-излучения.

Поправочный множитель ξ на невоздухоэквивалентность рентгенометрического прибора может быть определен по формуле [68]

$$\xi(E_0) = \frac{\int_0^{E_0} I(E_0, E) \zeta(E) \sigma_a(E) dE}{\int_0^{E_0} I(E_0, E) \sigma_a(E) dE}, \quad (80)$$

где $I(E_0, E)$ — спектральный состав гамма-излучения в точке измерений; $\zeta(E)$ — «ход с жесткостью» приемника излучений; E_0 — первичная энергия гамма-излучения.

§ 5. Аэрогамма-съемка следа. Определение суммарной поверхностной плотности загрязнения местности по измеренной мощности дозы

По измеренной мощности дозы P на некоторой высоте h (например, с самолета или вертолета во время гамма-съемки следа) можно определить мощность дозы P_H на земной поверхности (на высоте $H = 1$ м):

$$P_H = P(h) K_H(h) \eta_{in}(h) \eta_{la}(h) \eta_p(h) \eta_t(h) \eta_w(h), \quad (81)$$

где $K_H(h)$ — пересчетный высотный коэффициент с высоты H на высоту h для идеальной ровной поверхности и стандартной атмосферы; $\eta_i(h)$ — поправочные коэффициенты, учитывающие влияние реальных условий: $\eta_n(h)$ — неровностей земной поверхности, $\eta_{\pi}(h)$ — растительного (главным образом лесного) покрова, $\eta_p(h)$ — давления, $\eta_t(h)$ — температуры, $\eta_w(h)$ — влажности воздуха.

Как было показано в предыдущих разделах, величина $K_H(h)$ для $1 \text{ м} \leq H \leq 200 \text{ м}$ слабо зависит от первичной энергии гамма-излучения в интервале энергий излучения продуктов ядерных взрывов. Его средние значения приведены на стр. 102.

Значения поправочных коэффициентов $\eta_i(h)$ приводятся в предыдущих разделах; большинство из них (η_p , η_t и η_w) близки к единице.

⁽¹⁾ Формулы, связывающие поверхностную плотность загрязнения местности σ с мощностью дозы P , также приведены в предыдущих параграфах.

Поверхностная концентрация гамма-излучателя σ , выраженная в энергетических единицах, приближенно может быть определена по известной мощности дозы P на высоте $h \sim 200$ м при неизвестном спектральном составе гамма-излучателя (в указанном интервале энергий) по формуле (73) с точностью до 20—25 %.

Для экспериментального определения численного значения коэффициента, связывающего P с σ в формуле (73), можно использовать данные наземных измерений поверхностной плотности загрязнения σ .

Однако можно обойтись без определения этого коэффициента. Как показано в работе [113], приближенно можно записать

$$\int_0^{\infty} P(h) dh = \frac{Kz}{2}. \quad (82)$$

Из формулы (82) и формулы

$$P(h) = P(H) K_H(h) \quad (83)$$

следует, что

$$\sigma = \frac{2}{k} \int_0^{\infty} P(h) dh = \frac{2P(H)}{k} \int_0^{\infty} K_H(h) dh. \quad (84)$$

Следовательно, для определения численного значения коэффициента, связывающего σ с $P(H)$ в формуле (84), достаточно знать лишь зависимость $P(h)$ над излучающей плоскостью.

На основании формулы (84) можно записать

$$\sigma = L_H P(H), \quad (85)$$

где

$$L_H = \frac{2}{k} \int_0^{\infty} K_H(h) dh. \quad (86)$$

Разброс величин L_H , определенных расчетным путем для различных энергий E в интервале 0,09—3,0 МэВ, является наименьшим для высот $H = 100 \div 150$ м. Поэтому интервал высот 100—150 м является наилучшим для определения σ по величине $P(h)$ при неизвестном спектральном составе первичного гамма-излучения.

$$\text{Для } H = 100 \text{ м } L_H = 1,2 \cdot 10^6 \frac{\text{МэВ}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}} \bigg/ \frac{P}{q}.$$

Обозначив

$$M_H = \int_0^{\infty} K_H(h) dh, \quad (87)$$

получим для $H = 100$ м $M_H = 318$ м ($\pm 7\%$).

Для $H = 1$ м $L_H = 2,1 \cdot 10^5 \frac{\text{МэВ}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}} \bigg/ \frac{P}{q}$ и $M_H = 55$ м (для идеально ровной поверхности).

При определении общего количества вещества на участке загрязненной местности можно использовать полученные выше зависимости.

Если радиоактивные продукты распределялись по площади неравномерно, с переменной концентрацией, как это бывает на ближних следах ядерных взрывов, то интегрирование вещества на местности можно провести по формуле [92]

$$Q_{\text{ср}} = \int_{S_1}^{S_2} P(H) dS, \quad (88)$$

где S_1 и S_2 — площади, ограниченные изолиниями максимальной и минимальной мощностей доз, а интегрирование ведется по площадям, заключенным между соседними изолиниями, $P(H)$ — мощность дозы на некоторой фиксированной высоте. Проинтегрировав поле выпадений и зная $L_H(M_H)$, нетрудно определить общее количество вещества (в энергетических единицах) на любом заранее выбранном участке. Естественно, при этом необходимо учесть влияние реальных условий, вводя соответствующие поправки.

Практически все указанные выше поправки удобнее всего вводить при определении окончательного значения M_H . Так, для $H = 1$ м учет микрорельефа приводит к величине $M_H = 80$ м (для идеализированного источника $M_H = 55$ м).

Подсчет количества вещества в энергетических единицах особенно удобен для определения доли выпавшего вещества (от всего образовавшегося количества радиоактивности) на том или ином участке следа (или на следе в целом), так как количество вещества в МэВ/с, образовавшегося при делении любого типа, на любой момент времени хорошо известно.

При определении поверхностной плотности загрязнения по измеренной мощности дозы следует помнить о возможных приборных ошибках, самая существенная из которых связана с неэквивалентностью детектора гамма-излучения. Поэтому при аэрогамма-съемке следа правильнее всего применять воздушноэквивалентный детектор (например, органический кристалл или специально сконструированный счетчик). Применение таких детекторов, как кристалл иодистого натрия, может привести к значительным ошибкам, поскольку его показания сильно зависят от спектрального состава излучения (см. формулу (80)), а следовательно, от времени после взрыва, высоты полета и т. п. Так, на высоте 1 м он искажает мощность дозы в 1,5—2,0 раза.

§ 6. Аэрогамма-съемка следа. Определение поверхностной плотности загрязнения местности отдельными изотопами

Определение загрязнения местности отдельными изотопами может быть проведено либо путем лабораторного анализа отобранных со следа проб (см., например, [136]), либо с помощью гамма-

спектрометрической аппаратуры, установленной на самолете или вертолете [68, 127]. Последний способ позволяет провести съемку загрязненной местности быстро и на большой площади, но обладает тем недостатком, что с его помощью очень трудно получить достоверные данные об изотопах с энергией гамма-излучения, меньшей 0,3 МэВ.

Схема гамма-спектральной съемки такова: над зоной радиоактивных выпадений снимается (за короткий интервал времени — в несколько секунд) приборный гамма-спектр, который с помощью обратной матрицы [68] превращается в истинный спектр, по которому вычисляется загрязнение местности отдельными изотопами. Однако этот путь сложен, так как еще имеется много неясностей и неопределенностей при таком способе определения загрязнения.

Обычно пользуются более простым способом: в приборном гамма-спектре выделяют фотопик, принадлежащий i -тому изотопу, подсчитывают его площадь $S(\mu_0 h, E)$, т. е. скорость счета (интенсивность) фотопика, и, пользуясь некоторым пересчетным коэффициентом $b(h_0, E_0)$, находят поверхностную плотность загрязнения местности данным изотопом σ_i [68].

Коэффициент $b(h_0, E_0)$ представляет собой отношение величины интенсивности фотопика с энергией E_0 на высоте h_0 к плотности поверхностного загрязнения местности изотопом, имеющим гамма-линию с энергией E_0 и квантовый выход, равный единице.

Таким образом,

$$\sigma_i = \frac{S(\mu, h, E_0) F(h, h_0, E_0)}{k_{iE_0} b(h_0, E_0)}, \quad (89)$$

где $F(h, h_0, E_0)$ — коэффициент приведения величины интенсивности фотопика с высоты h к высоте h_0 , k_{iE_0} — квантовый выход гамма-линии с энергией E_0 i -того изотопа.

Зависимость $b(h_0, E_0)$ может быть определена при измерениях над искусственно созданной «эталонной» площадкой, моделирующей радиоактивное загрязнение местности.

Именно такой способ был описан в нашей работе [68], где приведены данные по спектрам гамма-излучения над площадками, искусственно загрязненными изотопами Cr^{51} ($E = 0,32$ МэВ), Sb^{124} ($E = 0,603; 1,69$ и $2,09$ МэВ) и Co^{60} ($E = 1,17$ и $1,33$ МэВ).

В заключение интересно указать на способ выделения эффектов поверхностного загрязнения на фоне излучающего объемного источника. Такой случай может встретиться, например, при съемке следа и наличии струи радиоактивных газов или остатков (шлейфа) облака. Конечно, проще всего подождать ухода облака или прекращения (или разворота) струи.

Обычно аэрогамма-съемку следа можно вести и при наличии объемного источника. Для этого нужно иметь два детектора излучения: изотропный и направленный. Последний экранирован таким образом, чтобы регистрировать только излучение, приходящее снизу. Путем сравнения эффектов от этих детекторов можно определить долю эффекта, обусловленную поверхностным загрязнением.

**МИГРАЦИЯ И БИОЛОГИЧЕСКАЯ ДОСТУПНОСТЬ
РАДИОАКТИВНЫХ
ПРОДУКТОВ ВЗРЫВА**



Радиоактивные продукты, попавшие в окружающую среду при подземных ядерных взрывах в результате различных природных процессов, мигрируют, перераспределяются между различными зонами. Радиоактивные изотопы распространяются с поверхностными и подземными водами, переносятся ветром.

Радиоактивные продукты проникают в растительность, в животных и по пищевым цепочкам могут попасть в организм человека.

Вторичные процессы миграции и перераспределения радиоактивных изотопов связаны главным образом с растворимостью, т. е. способностью этих изотопов переходить из частиц выпадений в водные растворы.

Вопросам миграции и биологической доступности продуктов ядерных взрывов посвящено большое число работ. Некоторые наиболее специфические особенности отражены в работах [121, 122, 137]. Значительно меньше работ посвящено растворимости, миграции и биологической доступности продуктов подземных ядерных взрывов.

Однако именно этот вопрос в связи с возможностью мирного использования ядерных взрывов представляется нам особенно важным.

**§ 1. Растворимость и биологическая доступность
продуктов подземных
ядерных взрывов**

При ряде подземных ядерных взрывов (советском 1003, американском «Седан») растворимость отдельных изотопов изучалась в полевых и лабораторных условиях. Наиболее обширные данные по указанному вопросу приведены в отечественной работе [62].

В этой работе приведены данные, полученные при взрыве 1003. Для изучения растворимости отдельных изотопов пробы выпадений, отобранные на ближнем следе и из облака, обрабатыва-

лись дистиллированной водой и частицы отделялись путем центрифугирования. Затем с помощью радиохимических и гамма-спектрометрических методов определялся изотопный состав воды и твердой фазы.

Коэффициент перехода в воду суммы изотопов с поверхности частиц (в первые дни после взрыва), выпавших в различных зонах загрязненной местности, неодинаков. Коэффициент перехода в воду для следа пылевого столба и облака составляет 3—12% общей активности проб. Это количество постепенно увеличивается по мере удаления от эпицентра взрыва, а в зоне базисных выпадений составляет 11—24% общей активности частиц на десятый—двадцатый день после взрыва (степень перехода радиоактивных продуктов с поверхности частиц в 1%-ный раствор соляной кислоты и желудочный сок примерно в 2—3 раза больше, чем в воду). Увеличение степени перехода в воду радиоактивных продуктов с частиц выпадений из базисной волны по сравнению с частицами со следа пылевого столба и облака взрыва можно объяснить неодинаковым соотношением между частицами различного типа, выпадающими в этих зонах.

Для частиц различного типа степень перехода в воду радиоактивных продуктов различается: с частиц, имеющих объемное распределение активности, переходит всего около 1—4% их общей активности, в то время как с частиц, имеющих поверхностное загрязнение, — до 60—80%.

Степень перехода суммы радиоизотопов с частиц радиоактивного облака в воду и 20%-ную соляную кислоту на седьмой день после взрыва ($D+7$) составляет 70—90% общей активности пробы. Степень перехода отдельных изотопов в раствор неодинакова. Так, степень перехода иода-131, теллура-132, рутения-103 и цезия-141 примерно одинакова и составляет 60—70%, а для бария-140 достигает 90%.

При обработке водой проб, отобранных с ближнего следа, в ней были обнаружены изотопы Sr^{89} и Sr^{90} , Ba^{140} , Ru^{103} и Sb^{125} , т. е. те же изотопы, которые переходят в воду из проб, отобранных в зоне воронки и полости. Изотопный состав такой воды характеризуется преобладанием Sr^{89} (на период $D+150$) и практически не зависит от места расположения пункта отбора пробы.

Результаты определения коэффициента растворимости радиоизотопов представлены на рис. 45, где показана зависимость этих коэффициентов от расстояния по оси следа. В начале следа растворимость Sr^{89} и Sr^{90} возрастает практически линейно, а затем устанавливается равной 70—80% и мало меняется с расстоянием. Поведение Ba^{140} и Ru^{103} подобно поведению изотопов стронция: начиная с некоторого расстояния от эпицентра их растворимость равна соответственно 20—30 и 5—7%.

Как показали исследования, растворимость изотопов стронция, бария-140 и рутения-103 на следе базисной воды в несколько раз больше, чем на таких же расстояниях по оси следа облака.

Исследования показали, что растворимость изотопов в значительной степени определяется их физико-химическими свойствами и схемой образования (в цепочках распада) при ядерных взрывах. Наибольшей способностью к переходу в водные растворы обладают изотопы, у которых имеются газовые или летучие предшественники в массовых цепочках. К моменту формирования частиц эти изотопы находятся преимущественно в газовой фазе и впослед-

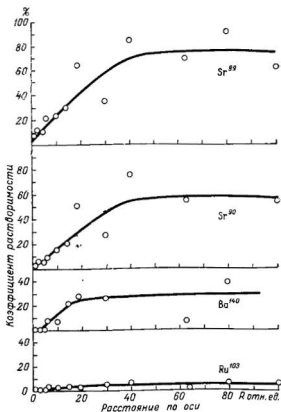


Рис. 45. Изменение коэффициентов растворимости изотопов с изменением расстояния по оси следа.

ствии сорбируются на поверхности частиц. Растворимость изотопов, не имеющих газовых предшественников, оказалась весьма низкой.

Имеется определенная корреляция между коэффициентами фракционирования изотопов (см. главу VI) и растворимости.

Можно написать следующий ряд относительной растворимости (в воде воронки взрыва):

$$\begin{aligned} \text{Sr}^{89} > \text{Sr}^{90} > \text{Sb}^{125} > \text{Ba}^{140} > \text{Ru}^{103}, \text{Ru}^{106} > \text{Cs}^{137} > \\ 1,25: 1,0: 0,3: 0,24: 0,1: 0,04: 0,02: \\ > (\text{Cs}^{134}, \text{Ce}^{141}) > (\text{Ce}^{144}, \text{Y}^{91}, \text{Zr}^{95}, \text{Mn}^{54}, \text{Co}^{60}). \\ 0,02: \qquad \qquad \qquad 0,01 - 0,001 \end{aligned}$$

Под членами ряда поставлены относительные значения коэффициентов растворимости изотопов, при этом коэффициент растворимости Sr^{90} принят за единицу.

Стронций-89 переходит в воду несколько лучше, чем стронций-90.

Биологическая доступность изотопов стронция является важной характеристикой радиоактивного загрязнения. Под биологически доступным стронцием понимается та часть стронция, которая способна в результате процессов вымывания переходить из части выпадений в почву и в дальнейшем включаться в цепочку почва—растения—животное—человек. В работе [123] предложено считать мерой биологической доступности стронция переход его в 1 н раствор соляной кислоты из выпадений. Коэффициент биологической доступности i -того изотопа в этой работе определяется как частное от деления величины относительного накопления биологической системой этого изотопа, заключенного в радиоактивных частицах взрыва, на величину относительного накопления изотопа из раствора. Изучение перехода радионуклидов в соляную кислоту из проб выпадений с близких расстояний показало, что коэффициенты биологической доступности изотопов стронция лежат в пределах 0,3—0,8.

Аналогично может быть определена биологическая доступность и других радионуклидов. Как уже говорилось в главе VI, получив данные о коэффициентах фракционирования и биологической доступности ряда радионуклидов при подземных ядерных взрывах и убедившись, что эти коэффициенты соответствуют аналогичным коэффициентам при поверхностных взрывах со значениями $t_f \sim 40$ с (что соответствует мощности около 1 Мт), можно прогнозировать коэффициенты биологической доступности для различных изотопов и размеров частиц описанным ранее способом.

Изучение перехода радионуклидов из проб шлака и загрязненных грунтов из воронки подземного ядерного взрыва (1003) в лаборатории проводилось для растворов смеси хлоридов кальция, магния и натрия, раствора солей кислоты, дистиллированной воды с различными значениями pH и растворов комплексообразователей (ЭДТА) [62]. Это изучение проводилось при различном количестве последовательных обработок и различном (от 2 до 200) весовом соотношении водной и твердой фаз. Время взаимодействия равнялось 10 суткам.

В период времени $D + (150 \div 250)$ в воду (минерализация 1,3 г/л) переходят изотопы Sr^{89} , Sr^{90} , Ru^{103} , Ru^{106} , Sb^{128} . Переход изотопов в воду из шлака примерно на порядок ниже, чем из загрязненной породы.

При последовательной обработке образцов водой количество радиоизотопов, переходящих в раствор, уменьшается. Это уменьшение носит экспоненциальный характер. При этом для изотопов стронция наблюдается иногда эффект «первой обработки», когда в воду переходит относительно более высокое по сравнению с другими изотопами количество изотопов. Изотопы, имеющие летучих или газовых предшественников, в значительной степени связаны с поверхностным слоем загрязненных пород и при взаимодействии с водной средой переходят в воду в первую очередь.

В случае обработки аналогичных проб 1 н HCl, помимо изотопов Sr, Ru и сурьмы, в раствор переходят также цирконий-95, кобальт-60, марганец-54, европий-155, 152 и 154, церий-141 и 144 и цезий-134, причем практически все вымываемое кислотой количество изотопов (кроме цезия) переходит в первую порцию кислоты. Переход изотопа Sr^{90} при весовом соотношении фаз 20—200 имеет практически одинаковый характер; при соотношении, равном 2, пропадает эффект первой обработки, что снижает величину коэффициента растворимости. Рутений-106 ведет себя аналогичным образом.

При исследовании зависимости величины перехода радиоизотопов в воду от степени ее минерализации было установлено, что изменение минерализации раствора смеси хлоридов кальция, магния и натрия в пределах 0,13—13 г/л не оказывает практически никакого влияния на величину и характер вымывания радиоизотопов.

Исследовался переход радиоизотопов в водные растворы в широком диапазоне pH из образца соли, отобранного из полости камуфлетного взрыва в соляном пласте. Эти исследования проводились в период $D + (60 \div 150)$. Обработка соли водой производилась при комнатной температуре в течение 2 ч при соотношении фаз, равном 60.

Растворимость цезия-137, который не образует труднорастворимых соединений в широком диапазоне значений pH, практически не зависит от pH и лежит в пределах 80—100%. Четкую зависимость растворимости от pH среды имеют изотопы, соли которых гидролизуются с образованием труднорастворимых гидроокисей. К ним относятся церий-144, рутений-106 и цирконий-95, растворимость которых резко падает уже при pH, равном 4÷5.

При взрыве «Седан», который характеризовался иным изотопным составом загрязненного грунта, чем взрыв 1003, изучалось выщелачивание радиоактивных изотопов из выпадений растворами комплексообразующих соединений в HCl и H_2O [124]. При взрыве «Седан» было обнаружено большое количество изотопов наведенной активности, особенно изотопов вольфрама.

В водных суспензиях выпадений количество растворимых изо-

топов увеличивалось в течение 7 дней, тогда как при суспендировании в HCl оно уменьшалось. Этот эффект объясняется пониженной растворимостью изотопов вольфрама в кислых растворах. В растворах комплексообразователей по сравнению с водой количество растворенных радиоактивных изотопов было несколько больше, чем в воде.

При изучении колонок почвы в фильтрах при выщелачивании водой были обнаружены Ru^{103} и I^{131} , при выщелачивании комплексообразователями, кроме этих изотопов, в фильтре были найдены Ba^{140} и Ce^{141} . Миграция изотопов вольфрама в колонках почвы существенно зависела от типа почвы.

§ 2. Миграция радионуклидов с подземными водами

Известные опасения при осуществлении подземных ядерных взрывов может вызвать возможность распространения радионуклидов с подземными водами, которые могут вступить в контакт с продуктами взрыва, захороненными в районе котловой полости. Известно, что основная часть радиоактивных продуктов взрыва в этой зоне связана с затвердевшим расплавом грунта и не подвержена вымыванию, однако небольшая доля изотопов может перейти в водную фазу.

При взрыве 1003 для изучения миграции радиоизотопов с подземными водами была подготовлена сеть наблюдательных скважин [62], находившихся на расстояниях 200—250, 300—350 и 500—700 м от скважины 1003. Глубина скважин была в пределах 26—50 м в зависимости от залегания водоносных горизонтов. Все наблюдательные скважины полностью сохранились после эксперимента. Систематические гидрогеологические наблюдения, которые начались через два месяца после эксперимента, показали, что образовавшаяся депрессионная воронка сохранилась и через год после взрыва; понижение уровня воды в скважинах составило 0,7—1,3 м. Эти измерения показывают, что в течение первого года после данного взрыва происходила фильтрация подземных вод в воронку взрыва. Регулярные контрольные измерения удельной активности воды подтверждают отсутствие радиоактивного загрязнения подземных вод в наблюдательных скважинах и через несколько лет после взрыва. При подземном взрыве образуется депрессионная воронка, отсюда поток воды в течение ряда лет направлен внутрь, к месту взрыва. При этом, очевидно, тритий движется с той же скоростью, что и вода, другие нуклиды, например стронций-90, связываются частицами породы [9].

Около 99,5% радионуклидов закрепляются в расплаве и становятся нерастворимыми, т. е. сам взрыв влечет закрепление радиоактивности [9, 125]. Частицы почвы или пород могут приобретать ионообменную емкость либо путем удержания заряженных ионов за счет поверхностного электрического притяжения, либо путем

непосредственного внутреннего ионного обмена. Для многих минералов имеют место оба механизма. Удельная емкость минералов с размерами частиц, характерными для глин, составляет 1—150 мэкв/100 г.

Если учесть, что при взрыве 1 Мт за счет деления образуется 10^6 мэкв продуктов деления, которые распределяются примерно в $5 \cdot 10^{11}$ г горной породы, будет ясно, что даже при минимальных значениях (1 мэкв/100 г) удельной ионообменной емкости будет использоваться только $2 \cdot 10^{-4}$ общей емкости породы. При таких условиях химическими эффектами продуктов деления можно пренебречь. В связи с тем что в зоне взрыва порода измельчена на мелкие частицы, можно ожидать, что механизм ионного обмена (при данных характеристиках) будет реализован.

Интересно определить, какая же доля радиоактивных продуктов останется при этом в воде за пределами расплавленной породы.

Записывая уравнения для ионного обмена, определим константу реакции, а затем постоянную K_d , названную коэффициентом распределения, обозначающую отношение ионов, находящихся в связанном состоянии в твердой фазе, к их числу в водном растворе. Значения K_d для разных минералов и изотопов меняются примерно в пределах 10^1 — 10^5 . Среди нуклидов наименьшими коэффициентами K_d обладает рутений, затем стронций, цезий, церий и плутоний. Средние значения K_d составляют для изотопов рутения 10^2 — 10^3 , стронция 10 — $2 \cdot 10^3$, цезия 10^2 — 10^4 (в отдельных случаях 10^5), церия в основном 10^4 — $2 \cdot 10^5$. Средние значения K_d для смеси продуктов деления с возрастом около года оцениваются как 370. Очевидно, что для трития $K_d = 0$ [125].

Ионообменные процессы, таким образом, уменьшают потенциальную опасность возникновения загрязнения подземных вод за счет, во-первых, уменьшения скорости переноса ионов по сравнению со скоростью потока воды и, во-вторых, уменьшения концентрации при миграции.

Скорость потока вещества данного типа с подземными водами F_a может быть выражена следующей формулой:

$$F_a = \frac{F_b}{1 + \rho K_d}, \quad (90)$$

где F_b — скорость потока воды, ρ — отношение веса минерала к весу воды на единицу объема данного минерала; обычно $\rho = 4 \div 5$.

Из этой формулы видно, что скорость потока ионов данного вида с водой в сотни и тысячи раз меньше скорости потока воды. Даже при относительно больших скоростях F_b (около 10 м/сутки) миграция Sr^{90} на расстояние 1 км продлится десятки лет.

Формула (90) определяет среднюю скорость потока ионов данного вещества. На самом деле происходит размытие фронта движущегося вещества, и некоторое количество вещества может двигаться быстрее или медленнее. При этом скорость небольшого количества вещества (составляющего единицы процента от пере-

носимого) может в 1,5—2,0 раза превосходить среднюю скорость. Однако за счет этого эффекта максимальная концентрация данной примеси в зоне, характеризующейся средней скоростью, будет значительно ниже.

Так, при 1000 ионообменных циклах ($c = K_d/F_a$, где F_a — скорость в фут/сутки) максимальная концентрация снижается до 12%, при $c = 10^4$ — до 5—6% за счет рассеяния [9, 125].

При неустановившихся процессах наблюдающиеся концентрации будут еще меньше указанных.

Четыре особенности движения загрязненных подземных вод и миграции радионуклидов с этими водами: 1) образование при взрыве депрессионной воронки, из-за которой в первые годы после взрыва поток воды направлен к месту взрыва, 2) переход в раствор лишь очень небольшой доли радиоактивных продуктов из расплава в зоне взрыва, 3) более медленное движение радионуклидов за счет ионообменных реакций по сравнению с движением потока воды, 4) уменьшение концентрации радионуклидов в воде за счет рассеяния при движении, — делают опасность, связанную с загрязнением подземных вод, практически несущественной.

Оценка стока радиоактивности при переносе продуктов ядерного взрыва с поверхностными водами с использованием такого же подхода, как при миграции их с подземными водами, по нашему мнению, неправилен. Таким образом, расчет стока радиоактивности с загрязненной местности с использованием приведенных выше коэффициентов распространения, проведенный авторами работы [126], дает, по-видимому, заниженные значения.

§ 3. Радиоактивность в воде искусственных водохранилищ

Применение подземных ядерных взрывов с выбросом для сооружения искусственных водохранилищ выдвигает ряд специфических гидрологических проблем, решить которые можно, изучая поведение радиоактивных изотопов, образующихся при ядерных взрывах. Изучение поведения изотопов при таких ядерных взрывах необходимо также для решения вопроса безопасного использования таких водохранилищ.

В зависимости от способа заполнения водой аккумулирующей емкости, созданной с помощью ядерного взрыва, различают несколько типов водохранилищ [49].

К первому относятся водоемы, образующиеся путем заполнения воронки взрыва фильтрующимися подземными водами.

Водоемы второго типа образуются при заполнении воронки паводковыми водами через канал, соединяющий воронку с руслом реки.

Водоемы третьего типа образуются за счет создания плотины подпорного действия, которая перекрывает русло реки.

В Советском Союзе в результате подземного ядерного взрыва небольшой мощности (взрыв 1003 мощностью около 1 кт) создана модель водохранилища. Взрыв был проведен в трещиноватых песчаниках на глубине 48 м. При взрыве образовалась воронка, часть которой в дальнейшем была заполнена водой; диаметр ее видимой части на уровне поверхности земли составлял 110 м, наибольшая глубина 31 м [10а].

Было проведено тщательное изучение [62] распределения радиоактивных продуктов в зоне взрыва и основных свойств радиоактивных частиц и распределения в них изотопов. Оказалось, что образовалось значительное количество радиоактивных продуктов, большая часть которых сорбировалась расплавленной горной породой в полости. При прорыве полости часть радиоактивных продуктов (газообразных и тугоплавких с мелкими частицами расплавленной породы) была выброшена в атмосферу, остальная часть перераспределилась в зоне взрыва (в захороненной расплавленной породе), в зоне воронки и навала грунта вокруг воронки.

В связи с тем что формирование различных радиоактивных частиц и шлаковых образований происходило в сложных температурных условиях, неодинаковых в разных зонах взрыва, переход радионуклидов в расплавленную породу происходил неравномерно. В зонах высоких температур изотопы распределились в основном по объему расплавленной породы, в более холодных — в основном на поверхности частиц. Это повлияло в значительной степени на растворимость продуктов. Как показали исследования при взрыве 1003, в первом случае частицы были обеднены легколетучими изотопами (йод-131, теллур-132) и изотопами, имеющими газообразных предшественников (стронций-89, барий-140). Во втором случае частицы, наоборот, обогащены этими изотопами. Зона воронки взрыва характеризуется в основном частицами с объемным распределением изотопов; избыточное количество шлака. Правда на поверхности земли могут осесть частицы второго типа из базисной волны и верхнего облака, но их относительное количество будет незначительно. Куски шлака, отобранные из воронки взрыва, обеднены изотопами, имеющими летучих предшественников. Именно эта особенность, по-видимому, в последующем приводит к тому, что вода в образованной взрывом воронке загрязняется относительно слабо. Кроме того, следует учесть, что радиоактивность в зоне навала (и бортов воронки) очень быстро уменьшается с глубиной грунта.

Радиоизотопный состав воды водоемов формируется в процессе взаимодействия ее с загрязненными грунтами в зоне воронки и навала.

После взрыва 1003 изучались режим радиоактивного загрязнения воды и миграция радиоизотопов с подземными водами. В течение года после взрыва воронка заполнялась за счет подземных вод, общий объем воды в воронке составил около 500 м³. Исследование режима радиоактивного загрязнения такого водоема в воронке представляет большой интерес, так как в данном случае процессы загрязнения воды относятся к одному из возможных

вариантов заполнения воронки водой, приводящему к наибольшему загрязнению воды, и показывают роль подземных вод при создании искусственных водохранилищ.

Представленные на рис. 46 данные об изотопном составе воды и его изменении со временем показывают, что загрязнение воды в течение длительного периода после взрыва обусловлено в основном изотопами стронция и рутения. Кроме указанных изотопов, в воде обнаружены сурьма-125 и цезий-137. Изменение содержания стронция-89 и рутения-103 в воде связано главным образом с их распадом; содержание стронция-90 оставалось в течение года практически на одном уровне. Поведение рутения-106 в грубом приближении можно считать аналогичным поведению стронция-90, однако разброс концентрации рутения-106 был значительно большим.

Концентрация радиоактивных продуктов в воде воронки такова, что при пересчете на объем большой (10^6 м³) воронки (при сходном взаимодействии загрязненной породы с водой через поверхность воронки) становится сравнимой (и более низкой) с предельно допустимыми концентрациями.

Важное значение имеет исследование химического состояния радиоизотопов, переходящих в воду при заполнении воронки или полости подземных ядерных взрывов, поскольку форма состояния радиоизотопов в воде определяет их поведение и миграцию в природных условиях. Поведение радиоизотопов в растворах определяется их химическими свойствами. Элементы первых трех групп таблицы Менделеева в большинстве случаев присутствуют в растворах в виде катионов, элементы V—VIII групп — обычно в виде анионных комплексов. Состав этих комплексов, их заряд, устойчивость и другие параметры, определяющие поведение элементов в растворе, в значительной степени зависят от содержания органических и минеральных составных частей растворов.

Для исследования химического состояния радиоизотопов использовались методы диализа, электродиализа, экстракции и ионного обмена.

Результаты исследования показывают, что изотопы стронция и цезия, как и следовало ожидать, исходя из их химических свойств, находятся в растворах практически целиком в виде катионов. Наиболее сложное поведение наблюдается у рутения-106, причем полученное распределение практически одинаково у растворов различного происхождения. То обстоятельство, что большая часть ионного рутения присутствует в виде анионов, указывает на наличие комплексных соединений рутения.

К числу основных гидрологических и гидрогеологических проблем, возникающих при сооружении искусственных водохранилищ с помощью подземных ядерных взрывов с выбросом, можно отнести следующие [49]:

- 1) проницаемость дна и стенок водохранилища;
- 2) обмен между водами подземными и водохранилищ;

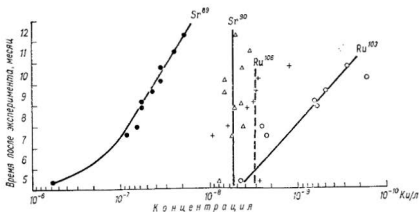


Рис. 46. Изменение изотопного состава воды со временем в воронке взрыва 1003.

3) перемешивание при поступлении в водохранилище «неактивных» вод, поверхностных или подземных;

4) изменение гидрологического режима в условиях интенсивного испарения.

Как уже отмечалось, решить эти проблемы возможно путем изучения поведения изотопов, возникающих при таких взрывах.

Первые две проблемы могут решаться только с помощью такого трассера, как тритий. Несмотря на пониженную по сравнению с другими осколочными и наведенными изотопами сорбционную способность Sr^{90} и Ru^{106} , при фильтрации «меченых» подземных вод вследствие многократно повторяющихся актов сорбции—десорбции скорость миграции этих трассеров становится меньше скорости движения воды.

Для трития $K_d = 0$, поэтому скорость его движения полностью определяется скоростью движения воды.

Третья проблема может решаться с использованием как трития, так и стронция-90 или рутения-106.

Для решения четвертой проблемы лучше использовать стронций-90 или рутений-106, которые при испарении остаются в воде водохранилища.

§ 4. Радиоактивное загрязнение растительного покрова; возможность попадания продуктов взрыва в организм животных и человека

Вторичная ветровая миграция и перераспределение радиоактивных продуктов играют существенную роль в загрязнении растительного покрова. Было проведено изучение содержания радиоизотопов в растительном покрове на следе подземного ядерного взрыва с выбросом грунта в зоне сухих степей (при взрыве 1003 [62]).

Радиоизотопный состав растительности отличается от состава изотопов в почве, особенно в ближней зоне, где растительность обеднена изотопами Zr^{95} , Ce^{144} и обогащена Sr^{90} , Ru^{106} .

Содержание радиоизотопов в растениях зависит от строения их надземных органов. Растения с сильно расчлененной и шероховатой поверхностью стебля и листьев загрязнены в несколько раз больше, чем растения с гладкой поверхностью листьев и малой величиной отношения их поверхности к биомассе. Так, загрязнение растительности на пастбищах примерно на порядок выше, чем на сенокосных участках.

В основном радиоизотопы в растения (в первый год после взрыва) в зоне сухих степей попадают с их надземных органов; вклад корневого поступления из почвы незначителен.

Изучался переход изотопов в растительность, возвращенную на почву из навала грунта взрыва «Седан» [72]. Растения сильно концентрируют изотопы вольфрама через корневую систему, в меньшей степени изотопы Sc^{46} , Mn^{54} и Y^{88} , а также осколки деления Sr^{89} , Sr^{90} , Zr^{95} , Ru^{106} , Sb^{125} , Cs^{137} и Ce^{144} . Растения, произраставшие около воронки, имели несколько иное изотопное загрязнение, так как там имел место еще и внекорневой источник загрязнения (через листву).

Общий переход изотопов в растения в целом незначителен. При выращивании растительности на загрязненных почвах Sb^{124} и W^{185} концентрируются в основном в листьях, Ta^{182} в стеблях; Sb^{124} и W^{185} растения поглощают больше, чем Sc^{46} и Ta^{182} , хотя в общем это поглощение невелико.

Поглощение было меньше в кислой почве, чем в нейтральной или щелочной.

В работе [78] более полно исследовалось поведение продуктов взрыва на ближнем следе взрыва «Седан». В этой работе был проведен корреляционный анализ с целью исследования соотношений между начальными мощностями доз гамма-излучения P_0 и начальными концентрациями Sr^{89} и I^{131} в растениях a_0 , между a_0 и максимальными концентрациями I^{131} в содержимом желудков (S_0) и в щитовидной железе (b) кроликов и концентрациями Sr^{89} в золе костей кроликов (c).

Коэффициент захвата f_D растениями изотопа определялся из уравнения

$$f_D = \frac{a_p}{a_s}, \quad (91)$$

где a_p — количество изотопа, осевшее на растения; a_s — то же, но на ровную поверхность.

Величина a_s определялась на основании теоретического расчета (доля, определенная по мощности дозы без учета фракционирования изотопов). Величина a_p определялась с использованием экспериментальных данных для фиксированных значений R_0 и корреляционных соотношений:

$$a_0 = \bar{a}_0 + d_{xy}(\bar{P}_0 - \bar{a}_0), \quad (92)$$

где \bar{a}_0 и \bar{P}_0 — средние значения; d_{xy} — коэффициенты регрессии a_0 по отношению к P_0 .

Зависимости $a(t)$, $c(t)$ и $b(t)$ от a_0 и доли поглощенных изотопов Sr^{89} (f_c) и I^{131} (f_b) могут быть представлены в виде:

$$a(t) = a_0 e^{-\lambda_a t}, \quad (93)$$

$$c(t) = \frac{a_0 \omega_a f_c}{\lambda_c - \lambda_a} (e^{-\lambda_a t} - e^{-\lambda_c t}), \quad (94)$$

$$b(t) = \frac{a_0 \omega_a f_b}{\lambda_b - \lambda_a} (e^{-\lambda_a t} - e^{-\lambda_b t}), \quad (95)$$

где ω_a — вес сухого загрязненного растительного материала, потребляемого одним кроликом в день; $a(t)$ — концентрация Sr^{89} и I^{131} в растениях; $c(t)$ и $b(t)$ — количество радиоактивности на весь скелет и всю щитовидную железу; λ_a , λ_c , λ_b — константы, связанные с эффективными периодами полувыведения (T_i) изотопов Sr^{89} и I^{131} из растений λ_a , Sr^{89} из скелета и I^{131} из щитовидной железы соответственно ($\lambda_i = 0,693/T_i$).

Установлены корреляционные зависимости между P_0 и a_0 , a_0 и b и c . Например, для Sr^{89}

$$a_0 = 83,75P_0 + 335. \quad (96)$$

Для I^{131}

$$a_0 = 0,405P_0 + 0,147, \quad (97)$$

$$b = 12,76a_0 + 122. \quad (98)$$

Здесь P_0 — в мР/ч на период (Ч + 24) и для $h = 1$ м; a_0 — для Sr^{89} в пКи/г (при $t = 0$); a_0 — для I^{131} в нКи/г; b — в нКи (при $t = 5$ дней).

Коэффициенты корреляции оказались достаточно высокими — от 0,626 до 0,835.

Если из экспериментов известны a_0 , S_0 , $c(t)$ и $b(t)$, то, зная ω_a , f_c и f_b , можно определить T_a , T_c и T_b (или в других сочетаниях). Некоторые из исходных данных (например, ω_a) известны из литературы. Средний период полувыведения для Sr^{89} от (Д + 5) до (Д + 30) составлял 18 дней; $c(t)$ — концентрация Sr^{89} в костях — росла до Д + 30, затем (до Д + 60) определялась распадом Sr^{89} . T_c оценивалось равным 20 дням (по T_a и скорости накопления Sr^{89} в костной золе). Далее на основании решения уравнений определялось f_c , оно составляло 0,0575.

Среднее значение f_p оказалось равным $(3 \div 4) \cdot 10^{-3}$, T_a для I^{131} составило 5—5,5 дня. Средние концентрации I^{131} в щитовидной железе достигали максимальных значений к Д + 5. Значения T_b и f_b известны из литературы, они равны 1,5—2,5 и 0,16—0,29 соответственно; результаты, полученные в настоящей работе, подтверждают данные для T_a , значение f_b оказалось равным 0,18—0,26. Основные уравнения (93)—(95) удовлетворительно описывают

начальную кинетику пищевых цепочек по Sr^{89} и I^{131} в растениях, костях и щитовидной железе кроликов от $D + 5$ до $D + 60$, если использовать даже средние значения ω_a , f_c , f_b , T_a , T_c и T_b .

Конечно, такой подход может привести и к ошибкам в результате неучета фракционирования, неточности измерений мощности дозы с воздуха, изменения распределения частиц, неточности учета захвата и удержания растениями частиц различных размеров (разные значения f_p), влияния плотности насаждений на величины f_p .

Некоторые элементы можно улучшить, используя модель фракционирования.

В общем эффективный период полувыведения из растений данного изотопа $T_{\text{эф}i}$ можно вычислить по формуле

$$T_{\text{эф}i} = \frac{T_i T_k}{T_i + T_k}, \quad (99)$$

где T_k — период выведения изотопа за счет влияния окружающей среды, T_i — период его полураспада.

В работе [78] рассмотрена также цепочка радиоактивные выпадения — трава — молоко — человек. Если обозначим концентрацию изотопа в траве через $A(t)$, в молоке $M(t)$, в ткани или в критическом органе человека $H(t)$, то

$$A(t) = A_0 e^{-\lambda_a t}, \quad (100)$$

$$M(t) = \frac{P_0 I_m f_m}{\lambda_m - \lambda_a} (e^{-\lambda_a t} - e^{-\lambda_m t}), \quad (101)$$

$$H(t) = P_0 I_m f_m I_h f_h \left[\frac{e^{-\lambda_a t}}{(\lambda_m - \lambda_a)(\lambda_h - \lambda_a)} + \frac{e^{-\lambda_m t}}{(\lambda_a - \lambda_m)(\lambda_h - \lambda_m)} + \frac{e^{-\lambda_h t}}{(\lambda_a - \lambda_h)(\lambda_m - \lambda_h)} \right], \quad (102)$$

где I_m — сухой вес потребляемых растений на единицу объема молока за день; I_h — объем молока, потребляемый на единицу веса органа (или ткани) человека; f_m — доля поглощенного изотопа, выделившаяся в молоко; f_h — то же, отложившаяся в критическом органе; $\lambda_i = 0,693/T_i$; T_a , T_m и T_h — эффективные периоды полувыведения изотопа из растений, молока и критического органа. Индекс «0» относится к нулевому моменту времени. Суммарная доза в органе (от $t=0$ до $t>0$) составит

$$D(t) = A_0 I_m f_m I_h f_h K_r \left[\frac{1 - e^{-\lambda_a t}}{\lambda_a (\lambda_m - \lambda_a) (\lambda_h - \lambda_a)} + \frac{1 - e^{-\lambda_m t}}{\lambda_m (\lambda_a - \lambda_m) (\lambda_h - \lambda_m)} + \frac{1 - e^{-\lambda_h t}}{\lambda_h (\lambda_a - \lambda_h) (\lambda_m - \lambda_h)} \right], \quad (103)$$

где K_r учитывает энергию излучения и поглощенную дозу на единицу активности и относительную биологическую эффективность (ОБЭ).

В работе [78] приводятся наблюдаемые и гипотетические кривые $A(t)$, $M(t)$, $H(t)$ для Sr^{89} и I^{131} при некоторых фиксированных значениях исходных величин.

У детей доза облучения щитовидной железы (вес 2 г) составляет 0,5 рад при потреблении 1 л молока в день, когда молоко содержит I^{131} 2800 пКи/л (по Джеймсу) и 1850 пКи/л (по Мартину), для Sr^{89} — аналогично 4500 пКи/л [78].

Можно сделать заключение, что загрязнение при подземном взрыве I^{131} более опасно, чем Sr^{89} [78].

Для того чтобы оценить вклад каждого из образующихся при подземных взрывах изотопов в возможное облучение человека, необходимо проследить за их движением — от выхода и распространения этих изотопов в природных средах до их проникновения по биологическим цепочкам в животных и человека.

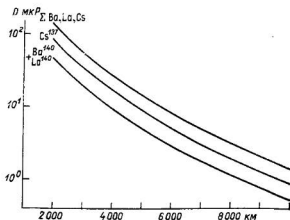


Рис. 47. Зависимость дозы внешнего облучения для изотопов $\text{Ba}^{140} + \text{La}^{140}$ и Cs^{137} от расстояния при взрыве мощностью 1 кт.

Возможное облучение складывается из внешнего и внутреннего облучений. Доза внешнего облучения зависит от плотности загрязнения данным изотопом земной поверхности, концентрации этого изотопа в приземном слое воздуха, времени прохождения облака и физических характеристик (энергии излучения, периода полураспада) данного изотопа.

В качестве примера приведем результаты расчета, произведенного в работе [106], дозы внешнего облучения на открытом воздухе на дальнем следе подземного взрыва с выбросом грунта малой мощности (1 кт).

Внешняя доза гамма-облучения на расстоянии в несколько тысяч километров будет обуславливаться в основном $\text{Ba}^{140} + \text{La}^{140}$ и Cs^{137} , вклад которых в общую активность дальних выпадений на пятый день после взрыва составит соответственно 50 и 0,6%. Такие изотопы, как Mo^{99} , Te^{132} и другие, присутствующие в выпадениях в

незначительных количествах, могут давать заметную дозу лишь на относительно небольших расстояниях от места взрыва, где выпадения формируются сразу после взрыва.

На рис. 47 приведены кривые изменения дозы внешнего гамма-облучения (в течение одного года для $Ba^{140} + La^{140}$ и в течение 30 лет для Cs^{137}) с расстоянием от эпицентра взрыва мощностью 1 кт. Для Cs^{137} принято уменьшение дозы на фактор 0,7 за счет заглубления его в почву.

Вклад в общую дозу внешнего облучения дозы за счет прохождения облака от взрыва будет пренебрежимо малым.

Фактическая доза внешнего облучения будет меньше рассчитанной для открытой местности за счет экранировки ее жилыми постройками, растительностью и т. п.

Относительный вклад любого изотопа во внутреннее облучение зависит от доли биологически доступного изотопа, попадающего в критический орган, скорости поступления изотопа, критического органа, биологического периода полувыведения изотопа, эффективной энергии излучения и физического периода его полураспада.

Поступление изотопов внутрь человека возможно с воздухом (ингаляционное поступление), водой и пищей.

Ингаляционное поступление зависит от концентрации изотопов в воздухе, времени вдыхания, физической формы изотопа (связанной с газами или аэрозолями разных размеров).

При поступлении изотопов с водой и пищей необходимо учитывать конкретные источники водоснабжения, способы ведения хозяйства в этом районе (сельское хозяйство, животноводство и т. д.).

Скорость поступления изотопа в организм человека в этом случае зависит прежде всего от степени загрязнения окружающей среды этим изотопом, способности к переходу его в водные растворы, а следовательно, в биологические цепочки (биологическая доступность), количества стабильного изотопа-носителя, связанного с радионуклидом и биологической доступностью этого стабильного изотопа.

В общем случае содержание i -того радионуклида A_i в критическом органе (исключая желудочно-кишечный тракт) может быть записано в виде формулы

$$A_i = \frac{\sigma_i b_i a_i}{\lambda_{ai} - \lambda_i} (e^{-\lambda_i t} - e^{-\lambda_{ai} t}), \quad (104)$$

где σ_i — поверхностная плотность загрязнения местности (или продуктов) данным изотопом; c_i — коэффициент биологической доступности (коэффициент, характеризующий переход изотопа в водные растворы); b_i — коэффициент, характеризующий долю попадающего изотопа внутрь человека в единицу времени по отношению к среднему загрязнению земной поверхности или продуктов биологически доступной частью изотопа; a_i — доля изотопа, достигающая критического органа (от общего количества поступающе-

го); λ_i — постоянная распада данного изотопа; λ_{ai} — постоянная, характеризующая убывание изотопа в критическом органе за счет распада и выведения.

В данном случае величина b_i предполагалась для простоты постоянной, хотя она может меняться во времени. Доза, получаемая данным критическим органом в интервале времени (t_1, t_2) , определяется формулой

$$D_i(t_1, t_2) = \frac{k \varepsilon_i \sigma_i c_i b_i a_i}{m (\lambda_{ai} - \lambda_i)} \left[\frac{e^{-\lambda_i t_1} - e^{-\lambda_i t_2}}{\lambda_i} - \frac{e^{-\lambda_{ai} t_1} - e^{-\lambda_{ai} t_2}}{\lambda_{ai}} \right], \quad (105)$$

где k — постоянная, зависящая от выбора единиц, ε_i — эффективная энергия изотопа, m — масса критического органа.

Формулы (104) и (105) в случае $\lambda_i = \lambda_{ai}$ несколько упрощаются.

Для желудочно-кишечного тракта, где изотопы не накапливаются, доза в этом же интервале времени составит

$$D_i(t_1, t_2) = \frac{k \varepsilon_i \sigma_i c_i b_i e^{-\lambda_i t_3}}{2m \lambda_i} (e^{-\lambda_i t_1} - e^{-\lambda_i t_2}), \quad (106)$$

где t_3 — время пребывания изотопа в критическом органе тракта (желудок, тонкая кишка, верхняя или нижняя часть толстой кишки), t_4 — время между поглощением и попаданием изотопа в критический орган (для желудка t_4 практически равно нулю, для тонкой кишки $t_4 \approx 1$ ч и т. д.).

Необходимо отметить, что расчеты, выполненные для различных изотопов, загрязняющих местность при подземных ядерных взрывах с выбросом грунта, показали, что наибольший вклад в дозу внутреннего облучения дают Cs^{137} (все тело), Sr^{89} и Sr^{90} (кости) и I^{131} (щитовидная железа).

В заключение необходимо отметить, что детальное знание вопросов миграции и биологической доступности продуктов подземных ядерных взрывов позволит принять оптимальные меры для защиты окружающей природной среды при этом новом направлении мирного использования атомной энергии.

**ЗАКЛЮЧЕНИЕ. ПОДХОД К ВОПРОСАМ РАДИАЦИОННОЙ
БЕЗОПАСНОСТИ ПРИ МИРНЫХ ЯДЕРНЫХ ВЗРЫВАХ,
ОБЕСПЕЧИВАЮЩИХ ЭФФЕКТИВНУЮ ЗАЩИТУ
ОКРУЖАЮЩЕЙ ПРИРОДНОЙ СРЕДЫ**



Как уже было сказано в начале книги, энергия подземных ядерных взрывов в недалеком будущем может с успехом применяться в мирных целях. Очевидно, что остаточная радиоактивность, какой бы малой она ни была, является фактором, мешающим использовать ядерные взрывы с этой целью. Конечно, развитие техники позволяет свести к минимуму радиоактивность при взрывах, однако учет влияния радиоактивности является обязательным условием осуществления программы мирных взрывов.

В связи с этим возникают вопросы: какие меры безопасности необходимо принимать при осуществлении проектов мирного использования ядерных взрывов и какие уровни загрязнения природных сред можно считать допустимыми и при каких условиях?

Очевидно, самое главное, что необходимо учитывать при проведении промышленных взрывов, — это чтобы любое облучение, даже вполне допустимое по существующим нормам, было связано с определенной пользой от осуществления проектов. Таким образом, должно быть соответствие между извлекаемой пользой и влиянием радиоактивности, если последняя имеет место. При этом должно учитываться влияние радиоактивности на окружающую природную среду в целом, с учетом и отдаленных экологических последствий.

Должны быть приняты все меры для безопасности населения в районе взрыва, включая даже самые маловероятные аварийные случаи (например, прорыв при камуфлетных взрывах). Для этого знание загрязнения природных сред и прогноз таких загрязнений при взрывах должны быть чрезвычайно надежными, чтобы гарантировать, что существующие нормы или ограничения не будут превышены.

Взрывы должны проводиться при оптимальной метеорологической обстановке и максимально возможном для данных целей заглублении.

Таким образом, распространение радиоактивных продуктов при мирном использовании ядерных взрывов требует самого пристального внимания как в зоне ближних выпадений, где заметному облучению могут подвергнуться отдельные лица, так и в зоне дальних выпадений, где незначительному облучению может подвергнуться большой контингент населения. Ни в одной из указанных зон ни при каких обстоятельствах не должны повышаться как допустимые пределы доз облучения для отдельных лиц, так и генетические для всего населения, установленные компетентными органами.

Нормирование выброса, а также оптимизация условий с учетом всех перечисленных факторов для каждого отдельного взрыва или серии взрывов (а каждый взрыв может проводиться на новом месте) должны производиться в зависимости от конкретных условий — расположения населенных пунктов, возможностей временного выселения людей, типов построек, характера ведения хозяйства (сельское хозяйство, пастбищное животноводство), наличия растительности, открытых источников водоснабжения и многих других факторов — и в пределах национальных и общепризнанных международных норм безопасности при защите населения от излучения.

Существующие общепризнанные рекомендации, разработанные Международной комиссией по радиологической защите (МКРЗ) и направленные на обеспечение безопасности населения земного шара в период бурно развивающейся атомной техники, предусматривают, что при работах, связанных с атомной энергией, доза облучения не должна превышать 5,0 бэр (на поколение) от всех источников в дополнение к дозе, полученной за счет медицинских процедур и естественного фона. Средний воспроизводительный возраст, за который можно получить каждому лицу указанную дозу, принят в рекомендациях равным 30 годам [128]. В рекомендациях приводится пример возможного распределения генетически значимой дозы между различными группами населения [129]. В этом примере для облучения отдельных лиц из населения отведено 0,5 бэра за 30 лет. Это означает, например, что либо 3,3% всего населения могут получать дозу 0,5 бэра в год (15 бэр за 30 лет), либо 33% населения могут получать дозу облучения 0,05 бэра в год.

В рекомендациях также установлено, что пределы доз для отдельных лиц из населения составляют 0,1 от пределов доз для профессиональных работников, т. е. 0,5 бэра в год для всего тела, гонад и красного костного мозга. Для других органов эти дозы выше.

В соответствии с указанными пределами доз для отдельных лиц из населения в «Основных нормах безопасности при защите от излучения» [130] рассчитаны годовые предельно допустимые поступления (ПДП) изотопов через органы дыхания и пищеварения. Такой же подход рассмотрен в «Нормах радиационной безопасности», принятых недавно в СССР [131]. Предельно допустимые поступления изотопов, рассчитанные для отдельных лиц из населения, годятся для всего населения с коэффициентом 0,3 (коэффи-

циент безопасности) при условии, что не превышает предельно допустимую генетически значимая доза для всего населения.

Таким образом, главной считается величина поступающей радиоактивности в организм человека (за год), а не величина ее концентрации в воздухе или воде.

Такой подход ведет к строгому учету всех возможных путей поступления изотопов, к соблюдению радиационной безопасности, и, с другой стороны, не ставит излишних, часто ненужных ограничений в использовании атомной энергии в мирных целях.

Безусловно, при этом нужно учитывать возможный ущерб и для других живых организмов, который впоследствии косвенно может оказать влияние и на человека.

Как уже было указано, обеспечение радиационной безопасности при мирных ядерных взрывах — это обеспечение эффективной защиты окружающей природной среды в целом с учетом разнообразных, в том числе и самых отдаленных, экологических последствий.

1. Переговоры завершены — «Правда», № 107, 17 апреля 1969 г.
- 1а. О советско-американских технических переговорах по использованию ядерных взрывов в мирных целях. — «Правда», № 52, 21 февраля 1970 г.
- Об использовании ядерных взрывов в мирных целях. — «Правда», № 44, 13 февраля 1970 г.
2. Петросяни А. М. Мирная профессия ядерного взрыва. — «Комсомольская правда», № 256, 1 ноября 1969 г.
3. IAEA. Peaceful Nuclear Explosions. Proceedings of a Panel Vienna, 2—6 March 1970.
4. Кедровский О. Л. Применение подземных ядерных взрывов в промышленности и строительстве. IAEA-PL-388/19, 20, 21. Peaceful Nuclear Explosions. Proceedings of a Panel Vienna, 2—6 March 1970, pp. 17—21, 163—184, 377—404.
5. Hamburger R. United States of America, Statements on National programs. IAEA-PL-388/13. Peaceful Nuclear Explosions. Proceedings of a Panel Vienna, 2—6 March 1970, pp. 27—34.
6. Родионов В. Н. Методы моделирования выброса с учетом силы тяжести. IAEA-PL-388/23. Peaceful Nuclear Explosions. Proceedings of a Panel Vienna, 2—6 March 1970, pp. 405—414.
- 6а. Родионов В. Н. Механическое действие подземных ядерных взрывов. IAEA-PL-388/24. Peaceful Nuclear Explosions. Proceedings of a Panel Vienna, 2—6 March 1970, pp. 187—197.
7. Израэль Ю. А. Радиоактивность при камуфлетных подземных ядерных взрывах. IAEA-PL-388/22. Peaceful Nuclear Explosions. Proceeding of a Panel Vienna, 2—6 March 1970, pp. 231—240.
8. Докучаев М. М., Родионов В. Н., Романов А. Н. Взрыв на выброс. М., Изд-во АН СССР, 1963.
9. Teller E. e. a. The Constructive Uses of Nuclear Explosives. N. Y., 1968.
10. Нифонтов Б. И. и др. Подземные ядерные взрывы. М., Атомиздат, 1965.
- 10а. Атомные взрывы в мирных целях. Под ред. И. Д. Морохова. М., Атомиздат, 1970.
11. Johnson G. W., Higgins G. H. Engineering applications of nuclear explosives: project Plowshare. — Rev. Geophys., 1965, v. 13, N 3, pp. 365—385.
12. Nordyke M. Peaceful Uses of Nuclear Explosions. IAEA-PL-388/12. Peaceful Nuclear Explosions. Proceedings of a Panel Vienna, 2—6 March 1970, pp. 49—107.
13. Peaceful Uses of Nuclear Explosions, Bibliographical Series, N 38, Vienna, 1970, IAEA.
14. Stratton J. H. Sea-level canal: how and where. — Foreign Affairs, 1965, v. 43, N 3, pp. 513—518.
15. Korver J. A. Fluid from nuclear chemneys. — Water Resources Res. 1966, v. 2, N 2, p. 297.
16. Graves E. Nuclear excavation of a sea-level, Isthmain canal. — Proc. Third Plowshare Symp., TID-7695, 1961.

17. Johnson G. W. Excavating with nuclear explosives. — *Discovery*, 1964, v. 25, N 11, p. 16.
18. Vortman L. J. Nuclear excavation of a sea-level Isthmain canal. — *J. of Waterways and Harbours Division*, 1964, v. 90, p. 27.
19. Hughes B. Nuclear Excavation Design of a Transisthmain Sea-level Canal. *Nucl. Appl. and Technol.*, v. 7, N 3, pp. 305—327.
20. Kruger P. *Nucl. Eng., Techn. Rep.*, N 115, 1969. Staaf. California.
21. Израэль Ю. А., Тер-Сааков А. А., Казаков Ю. Е. Особенности радиоактивного загрязнения атмосферы и местности при одиночных и групповом подземных ядерных взрывах с выбросом грунта. — В кн.: *Атомные взрывы в мирных целях*, М., Атомиздат, 1970, с. 103.
22. Williamson M. M. Plowshare cratering applications. *Proc. Symp. on Public Health Aspects of Peaceful Uses of Nuclear Explosions*. — *US. Publ. Health Serv.*, 2, 1969.
23. Todd D. K. Nuclear craters for resources development and management. — *Civil. Eng.* 35 (6), 1965.
24. Кнох J. Nuclear Excavation: Theory and Applications. — *Nuclear Applic. and Technol.*, v. 7, N 3, 1969, pp. 189—231.
25. Saperstein L. e. a. *Proceedings of a Symposium on Engineering with Nuclear Explosives*, January 14—16 1970, Las Vegas, Nevada, p. 918.
26. Hansen S. Summaries. *Symposium on Engineering with Nuclear Explosives*, January 14—16 1970, Las Vegas, Nevada, p. 62.
27. Prentice H. C. e. a. TID-7695, 1964.
28. *Eng. News. Rec.*, 171, 52 (1963).
29. *Southwest Builder and Contractor*, 1964, v. 142, N 2, p. 51.
30. Ery J. G. e. a. *Highway Res. Rec.*, 50 Publ., 1963, p. 1172.
31. *Nucl. Inform.* v. 3, N 4—7, 1961 p. 1.
32. Hess W. N. New horizons in resource development. The role of nuclear explosions. — *Geophys. Rev.*, v. 12, N 1 (1962).
33. Isaacs J. D. Explosively created Harbors. TID-7695, 1964.
34. Johnson G. *Phys. Today*, 1969, v. 16, N 38.
35. Watkins W. Hydrocarbon Production with Nuclear Explosives. *Symposium on Engineering with Nuclear Explosives*, January 14—16 1970, Las Vegas, Nevada, p. 567.
36. Reynolds N. e. a. Project Rulison: Preliminary report. *Ibid.*, p. 597.
37. Rosenbaum B. e. a. In-situ Recovery of Copper from Sulfide or Bodies Following Nuclear Fracturing. *Ibid.*, p. 877.
38. Evans E. e. a. The Use of Rubble Chimney for Denitrification of Irrigation Return Waters. *Ibid.*, p. 1222.
39. Nordyke N. On the use of nuclear explosives for stimulation of geothermal heat. *Ibid.*, p. 138.
40. Higgins G. Water conservation with nuclear explosives. UCRL-6588, 1961. TID 3522, 1965.
41. Cohen P. IAEA-PL-388/7. Peaceful Nuclear Explosions. *Proceedings of a Panel Vienna*, 2—6 March 1970, pp. 199—209.
42. Heckman R. Thermonuclear Neutron Sources — A New Isotope Production Technology. *Proceedings of a Symposium on Engineering with Nuclear Explosives*, January 14—16 1970, Las Vegas, Nevada, p. 1295.
43. Carpenter H. C. e. a. Oil Shale Research Related to Proposed Nuclear Projects. *Ibid.*, p. 1364.
44. Eccles S. F. Production of Heavy Nuclides in Nuclear Devices. *Ibid.*, p. 1269.
45. Gerber C. R. Industrial and scientific application for nuclear explosives. — *J. Br. Nucl. Energy Soc.*, 1967, v. 6, N 24.
46. Cowan G. e. a. The present status of scientific application of Nuclear Explosives. *Proceedings of a Symposium on Engineering with Nuclear Explosives*, Las Vegas, Nevada, January 14—16 1970, p. 216.
47. Hoff e. a. The Recovery and Study of Heavy Nuclides Produced in a Nuclear Explosions — The Hutch Event. *Ibid.*, p. 1283.
48. Eccles S. e. a. UCRL-50767.

49. Израэль Ю. А., Ровинский Ф. Я. Использование изотопов — продуктов подземных ядерных взрывов в гидрологии. IAEA-SM-129/59. Isotope Hydrology, Proceedings of a Symposium Vienna, 9—13 March 1970.
50. Butkovich T. R. Calculation of the shock wave from an underground nuclear explosions in granite. — J. Geophys. Res., 1965, v. 70, N 4, 885.
51. Чедвик П. и др. Механика глубинных подземных взрывов. М., «Мир», 1966.
52. Khoх J. B., Terhune R. W. Calculation of explosion — produced craters — high-explosive sources. — J. Geophys. Res., 1965, v. 70, N 10, 2377.
53. Terhune R. W. et al. Nuclear cratering from a digital computer, IAEA-PL-388/17, Peaceful Nuclear Explosions. Proceedings of a Panel Vienna, 2—6 March 1970, pp. 415—440.
54. Toman J. Results of cratering experiments. IAEA-PL-388/16, Peaceful Nuclear Explosions. Proceedings of a Panel Vienna, 2—6 March 1970, pp. 345—375.
55. Израэль Ю. А. Условия образования частиц радиоактивных выпадений и фракционирование изотопов при подземном ядерном взрыве с выбросом грунта. — ДАН СССР, 1966, т. 169, № 3, с. 573—576.
56. Johnson G. W., Higgins G. H., Violet C. E. Underground nuclear detonations. — J. Geoph. Res., v. 6, N 10, 157 (1959).
57. Higgins G. H., Butkovich T. R. Effect of water content, yield, medium and depth of burst on cavity radii. UCRL-50203, 1967.
58. Зельдович Я. Б. и Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
59. Chemical Reactions Induced by Underground Nuclear Explosions, UCRL-5882, 1960.
60. Boardman C. R. et al. Contained Nuclear Detonations in Four Media Geological Factors in Cavity and Chimney Formation, TID-7695, 1964.
61. Olsen C. W. Time history of the cavity pressure and temperature following a nuclear detonation in alluvium. — J. Geophys. Res., 1967, v. 72, N 20, p. 5037.
62. Израэль Ю. А. и др. Радиоактивное загрязнение природных сред при подземных ядерных взрывах и методы его прогнозирования. Л., Гидрометеониздат, 1970.
63. Cherry J. T. Computer calculations of explosion — produced craters. Intern. — J. Rock. Mech. Min. Sci., 1967, N 1.
64. Рябинин Ю. Н. Газы при больших плотностях и высоких температурах. М., 1959.
65. Воргафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М., Физматгиз, 1963.
66. Ferber G. J., List R. J. Bio-Science, v. 19, N 3, 23 (1969).
67. Нокс Дж. — В кн.: Радиоактивные выпадения от ядерных взрывов. М., «Мир», 1968, с. 159.
68. Израэль Ю. А., Стукин Е. Д. Гамма-излучение радиоактивных выпадений. М., Атомиздат, 1967.
69. Лейпунский О. И. Гамма-излучение атомного взрыва. М., Атомиздат, 1959.
70. Essington E. H., Nishita H., Steen A. J. Release and movement of radionuclides in soils contaminated with fallout material from an underground thermonuclear detonation Health Phys., 1965, v. 11, N 8, p. 689.
71. Lane W. B. Some radiochemical and physical measurements of debris from an underground nuclear detonation. (Project 62.90 of Project Sedan. PNE-229P) Aug. 1962, NSA, 17, 23551.
72. Romney E. M., Rhoads W. A. Neutron activation products from project Sedan in plants and soils. Proc. Soil. Soc. Amer. v. 30, N 6, 770 (1966).
73. Израэль Ю. А. и др. Изотопы вольфрама в свежих радиоактивных выпадениях в декабре 1968 г. — «Атомная энергия», 1970, т. 30, вып. 4, с. 377.
74. Nuclear Applic. and Technol., v. 7, Sept. 1969.
75. Hubbell J. H. Rev. Sci., Instrum., v. 29, N 1, 65 (1958).
76. Project Sedan, PNE-201F, 1962.
77. Project Sedan, PNE-225P, May 1963.

78. Мартин У. — В кн.: Радиоактивные выпадения от ядерных взрывов. М., «Мир», 1968, с. 311.
79. Yook C. Ng, UCRL-129, 1965.
80. Виноградов А. П. «Геохимия», № 1, 52, 1956.
81. Radiolog. Health Data, 1969.
82. Wahl e. a. — Phys. Rev., v. 126, N 3, 1112 (1962).
83. Гречушкина М. П., Израэль Ю. А. — В кн.: Радиоактивные изотопы в атмосфере и их использование в метеорологии. М., Атомиздат, 1965.
84. Cohen P. IAEA-PL-388/9. Peaceful Nuclear Explosions. La radioactivite et son fractionnement au cours des tirs souterrains en milieu granitique, Proceedings of a Panel Vienna, 2—6 March 1970, pp. 211—229.
85. Holzer F. Summary of results of underground engineering experience. Proceedings of a symposium on Public Health Aspects of Peaceful Uses of Nuclear Explosives, Las Vegas, Nevada, April 7—11 1969.
86. Martell E. A. Radioactive fallout from cratering shots; remarks on paper by M. D. Nordyke and W. Wray, cratering and radioactivity results from a nuclear cratering detonation in basalt. — J. Geophys. Res., 1964, v. 69, N 1, p. 3043.
87. Martell E. A. Iodine-131 fallout from underground tests. — Science, 1964, v. 143, p. 126.
88. Martell E. A. Iodine-131 fallout from underground tests. — Science, 1956, v. 148, p. 1756.
90. Higgins G. Nuclear explosion data for underground engineering applications. IAEA-PL-388/1, 1970.
91. Bonner N. A. Miskel J. A. Radioactivity: distribution from cratering on basalt. UCRL-14211. — Science, 1965, v. 150, N 3695, p. 89.
92. Nordyke M. D., Wray W. Cratering and radioactivity results from a nuclear cratering detonation in basalt. — J. Geophys. Res. 1964, v. 69, N 4675.
93. Кедровский О. Л. и др. — В кн.: Атомные взрывы в мирных целях. М., Атомиздат, 1970, с. 5.
94. Крей Ф., Фрид Р. В кн.: Радиоактивные выпадения от ядерных взрывов. М., «Мир», 1968, с. 64.
95. Miskel I. A. Release radioactivity from Nuclear Cratering URCL-14778, 1966.
96. Tewes H. A. Results of the Cabriole Excavation Experiment; Toman I. Profect Buggy: a Nuclear Row-Excavation Experiment. Nuclear Applic. and Technol., v. 7, Sept. 1969, pp. 232—242, 243—252.
97. Adams C. E. e. a. Geoch. et Cosmoch. Acta, 1960, v. 18, N 1/2, p. 2.
98. Edwardson K. e. a. Nature, 1959, v. 18, N 701, p. 1771.
99. Freiling E. C. — Science, 1961, v. 133, N 3469, p. 1991.
100. Freiling E. C. — Science, 1963, v. 139, N 3559, p. 1058.
101. Израэль Ю. А. Об определении коэффициентов фракционирования и биологической доступности продуктов ядерных взрывов в радиоактивных выпадениях. — ДАН СССР, 1965, т. 161, № 2, с. 343.
102. Петров В. Н., Прессман А. Я. ДАН СССР, 1962, т. 146, № 1.
103. Sutton O. G. The Problem of Diffusion in the Lower Atmosphere. Quart. — J. Roy., Meteorol., Soc., 1947, 73, 267.
104. Холленд. Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. М., ИЛ, 1958, с. 339.
105. Метеорология и атомная энергия. Пер. с англ. под ред. Е. К. Федорова. М., ИЛ, 1959.
106. Израэль Ю. А., Петров В. Н. Распространение радиоактивных продуктов подземных ядерных взрывов на большие расстояния. — В кн.: Атомные взрывы в мирных целях. М., Атомиздат, 1970, с. 87.
107. Израэль Ю. А. — В кн.: Исследование процессов самоочищения атмосферы от радиоактивных изотопов. Вильнюс, «Минтис», 1958, с. 57.
108. Коган Р. М. — Изв. АН СССР, сер. геофиз. 1959, № 7, с. 988.
109. Гусев Н. Г. и др. Защита от излучений протяженных источников. М., Госатомиздат, 1961.
110. Израэль Ю. А. К расчету мощности дозы внутри сферического источника с гауссовым распределением гамма-излучателя. — Атомная энергия, 1963, т. 14, в. 3, с. 317.

111. Израэль Ю. А., Руженцова И. Н. Связь концентрации радиоактивных веществ с параметрами гамма-поля в приземном слое атмосферы при различных выбросах радиоактивных продуктов в атмосферу. В сборнике работ по вопросам дозиметрии и радиометрии ионизирующих излучений. М., Атомиздат, 1966.
112. Гольдштейн Г. Основы защиты реакторов. М., Госатомиздат, 1961.
113. Израэль Ю. А. Поле гамма-излучения поверхностного радиоактивного загрязнения местности в приземном слое атмосферы. — Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1964, № 7, с. 1103.
114. Коган Р. М., Фридман Ш. Д. — Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1960, № 4, с. 530.
115. Mather R. L. e. a. Health Phys., 1962, v. 8, N 3, p. 245.
116. Израэль Ю. А. Влияние микрорельефа земной поверхности на распространение гамма-излучения в приземном слое атмосферы. Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1963, № 5, с. 818.
117. Израэль Ю. А. Влияние неровностей почвы на гамма-поле над местностью, загрязненной радиоактивными выпадениями. — «Атомная энергия», 1964, т. 17, вып. 2, № 8, с. 137.
118. Тюрин А. В. Таксация леса. М., Гослестехиздат, 1945.
119. Третьяков Н. В. и др. Справочник таксатора. М., Гослесбумиздат, 1962.
120. Израэль Ю. А. и др. Деформация гамма-поля в приземном слое атмосферы, обусловленная лесным покровом. — Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1962, № 8, с. 1126.
121. Алексахин Р. М. Радиоактивное загрязнение почвы и растений. М., Изд. АН СССР, 1963.
122. Эйзенбад М. Радиоактивность внешней среды. М., Атомиздат, 1967.
123. Brayant E. A. e. a. Science, v. 132, N 3423, p. 327, 1960.
124. Higgins G. H. Evaluation of the ground water contamination hazard from underground nuclear explosions. UCRL-5538, 1959.
125. Stead F. W. Tritium distribution in ground water around large underground fusion explosions. — Science, 1963, v. 12, p. 1163.
126. Charnell R. L. e. a. Proceedings of a Symposium Vienna, 9-13 March 1970. IAEA-SM-129/51. Isotope Hydrology.
127. Коган Р. М. и др. Основы гамма-спектрометрии природных сред. М., Атомиздат, 1969.
128. Recommendations of the International Commission on Radiological Protection (Publ. 9). Oxford—London, Perg. Press, 1967.
129. Летавет А. А. и др. — «Атомная энергия», 1970, т. 28, в. 3, 225.
130. Основные нормы безопасности при защите от излучения. Виз. МАГАТЭ, 1968.
131. Нормы радиационной безопасности. М., Медгиз, 1970.
132. Механический эффект подземного взрыва. Под ред. М. А. Садовского. Л., Недра, 1971.
133. Израэль Ю. А., Теверовский Е. Н. Возможность широкого мирного использования атомной энергии при обеспечении радиационной безопасности населения. Peaceful Uses of Atomic Energy, v. 11, UN New York, IAEA, Vienna, 1972.
134. Израэль Ю. А. Изотопный состав радиоактивных выпадений. Л., Гидрометеоздат, 1973.
135. Anderson A. D. J. Meteorol., v. 18, N 4, 1961, p. 431.
136. Ровинский Ф. Я. и др. Методы радиоизотопного анализа продуктов нейтронной активации и деления. М., Атомиздат, 1973.
137. Радиоэкология. Под ред. В. М. Клечковского и др. М., Атомиздат, 1971.

Предисловие	3
Глава I. Введение. Возможности использования подземных ядерных взрывов в мирных целях	6
§ 1. Использование ядерных взрывов наружного действия в строительстве и промышленности (7). § 2. Применение камуфлетных ядерных взрывов в промышленности (10). § 3. Примеры использования ядерных взрывов для научных исследований (11).	
Глава II. Общая картина подземного ядерного взрыва	13
§ 1. Развитие полости и температурный режим при камуфлетном ядерном взрыве (14). § 2. Развитие полости и температурный режим во время фазы газового ускорения и прорыва полости (19). § 3. Формирование облака и базисной волны (25).	
Глава III. Радиоактивные продукты подземного ядерного взрыва	29
§ 1. Характеристики радиоактивных изотопов, образующихся при ядерном взрыве (29). § 2. Роль наведенной активности (31).	
Глава IV. Распределение радиоактивности при камуфлетных взрывах	42
§ 1. Активация расплавленной породы и частиц в полости взрыва (42). § 2. Радиоактивность при экспериментальных камуфлетных взрывах (46). § 3. Возможное загрязнение продуктов (47).	
Глава V. Вход радиоактивных продуктов в атмосферу при подземных ядерных взрывах	49
§ 1. Выход радиоактивности при камуфлетном взрыве (49). § 2. Выход радиоактивных продуктов в атмосферу при взрывах с выбросом грунта (51). § 3. Классификация подземных ядерных взрывов (54).	
Глава VI. Распространение в атмосфере и осаждение на местности продуктов ядерных взрывов	55
§ 1. Характеристики основных взрывов с выбросом грунта (55). § 2. Радиоактивное облако (59). § 3. Загрязнение в зоне навала грунта и на следе облака (62). § 4. Фракционирование радионуклидов (73). § 5. Фракционирование радиоактивных продуктов при подземных ядерных взрывах (77). § 6. Прогноз радиоактивного загрязнения местности при подземном ядерном взрыве (81).	
Глава VII. Поле гамма-излучения радиоактивных выпадений, облака и струи радиоактивных газов	96
§ 1. Гамма-поле в радиоактивном облаке и в струе радиоактивных газов (96). § 2. Гамма-поле над следом радиоактивного облака. Расчет мощности дозы (101). § 3. Влияние реальных природных условий на гамма-поле радиоактивного следа (103). § 4. Зондирование облака и струи самолетами (105). § 5. Аэрогамма-съемка следа. Определение суммарной поверхностной плотности загрязнения местности по измеренной мощности дозы (106). § 6. Аэрогамма-съемка следа. Определение поверхностной плотности загрязнения местности отдельными изотопами (108).	
Глава VIII. Миграция и биологическая доступность радиоактивных продуктов взрыва	110
§ 1. Растворимость и биологическая доступность продуктов подземных ядерных взрывов (110). § 2. Миграция радионуклидов с подземными водами (115). § 3. Радиоактивность в воде искусственных водохранилищ (117). § 4. Радиоактивное загрязнение растительного покрова; возможность попадания продуктов взрыва в организм животных и человека (121).	
Глава IX. Заключение. Подход к вопросам радиационной безопасности при мирных ядерных взрывах, обеспечивающих эффективную защиту окружающей природной среды	127
Литература	130

ИЗРАЭЛЬ ЮРИЙ АНТОНИЕВИЧ
МИРНЫЕ ЯДЕРНЫЕ ВЗРЫВЫ
И ОКРУЖАЮЩАЯ СРЕДА

Редактор Л. В. Царькова
Художник А. В. Рапопорт
Художественный редактор В. В. Костырев
Техн. редактор Л. М. Шишкова
Корректор Г. С. Макарова

Сдано в набор 13/XII 1973 г. Подписано к печати
21/VI 1974 г. М-06362. Формат 60 X 90^{1/16}, бумага
тип. № 1. Печ. л. 8,5. Уч. изд. л. 8,87. Тираж
2000 экз. Индекс МЛ-31. Заказ № 1081.
Цена 90 коп.

Гидрометеиздат. 199053.
Ленинград. 2-я линия, 23.

Типография им. Котлякова издательства
«Финансы» Государственного комитета Совета
Министров СССР по делам издательства,
полиграфии и книжной торговли.
191023, Ленинград, Д-23, Садовая, 21.

