

ДАЛЬНОСТЬ ПОРАЖЕНИЯ ПРИ ЯДЕРНОМ ВЗРЫВЕ В КОСМОСЕ

О. Прилуцкий, С. Родионов

ВВЕДЕНИЕ

Указанная проблема связана с использованием ядерных взрывов в космическом пространстве для задач противоракетной обороны (ПРО). Разработка и создание ядерных противоракет получили максимальное развитие в конце 60-х – начале 70-х гг., когда были созданы система «Сейфгард» в США (оборонявшая стартовые площадки баллистических ракет в штате Северная Дакота) и советская система ПРО вокруг Москвы. В этот же период был подписан советско-американский Договор ПРО (1972 г.), ограничивающий как полное количество противоракет у каждой стороны, так и места их базирования. Вскоре американская система ПРО «Сейфгард» была демонтирована (последнее испытание противоракеты «Спартан», на которой предполагалось устанавливать ядерную боеголовку мощностью 4 мегатонны, прошло в 1971 г.). В течение почти 30 последующих лет ядерные противоракеты космического использования серьезно на рассматривались в США. Тем не менее, советская (российская) система ПРО вокруг Москвы существует до настоящего времени. В нее, как считается, входят ракеты с боеголовками мегатонного класса, предназначенными для поражения атакующих враждебных баллистических ракет на подлетном участке их траектории (за пределами атмосферы или в самых верхних ее слоях).

В последние годы Соединенные Штаты провели значительные исследования по разработке перехватчиков, разрушающих предназначенные для них цели без потребности в любой взрывчатке, а только в результате механического поражения при прямом соударении с вражескими ракетами на баллистическом участке их траектории. Более того, такая концепция была объявлена основной для будущей системы национальной ПРО США. Но проведенные испытания продемонстрировали ряд очевидных трудностей, присущих подобному подходу к созданию надежной системы ПРО. Поэтому появление в апреле 2002 г. статьи «Изучаются перехватчики с ядерными боеголовками (Рамсфелд воскрешает отвергнутую концепцию ПРО)» в газете «Вашингтон Пост»¹ не показалось неожиданным. Отметим, что возможность подобного поворота событий предсказывалась в российской печати² еще за месяц до появления статьи в «Вашингтон Пост».

Как говорится в статье, министр обороны США Доналд Рамсфелд приоткрыл дверь для возможного использования перехватчиков с ядерными боеголовками в системе национальной ПРО и вдохнул тем самым новую жизнь в идею, которая была отвергнута руководством США почти тридцать лет тому назад как технически проблематичная и потенциально неприемлемая. Председатель Совета по обороне при МО США Уильям Шнайдер сообщил, что Рамсфелд поддержал исследование этой идеи в рамках предстоящего изучения альтернативных подходов к перехвату вражеских ракет. Отмечается, что подобное изучение альтернатив имело место и в первые месяцы президентства Буша и там также рассматривались ядерные перехватчики, но это направление не попало в список программ, заслуживающих отдельного финансирования. (Да и сейчас Конгресс США принял решение не финансировать никакие работы по ядерной ПРО, по крайней мере, в течение 2003 финансового года.)

В этой же статье сообщается, что российская сторона не собиралась отказываться от противоракетного ядерного щита вокруг Москвы, поскольку российские военные специалисты не верили в осуществимость американской программы кинетического поражения ракет противника на баллистическом участке их траектории и были убеждены, что и американская сторона в конечном итоге вернется к ядерному варианту.

Как считается, одним из аргументов в пользу ядерного перехвата послужила очевидная

¹ "Nuclear-tipped Interceptors Studied. Rumsfeld Revives Rejected Missile Defense Concept", *The Washington Post*, April 11, 2002.

² В.С.Колтунов, "Американские противоракеты могут иметь ядерные боеголовки", *Независимая газета*, 5 марта 2002 г.

трудность выделения истинной боеголовки на фоне многочисленных ложных целей. Предполагается, что мощный ядерный взрыв в космосе способен очистить близлежащее пространство от ложных целей, вывести из строя взрывной механизм ядерных боеголовок противника и даже уничтожить полезную нагрузку в виде биологического оружия (например, споры сибирской язвы). Правда, остаются вопросы о необходимой мощности взрыва, а также дальности поражения боеголовок противника и ложных целей.

В данной статье рассматриваются различные механизмы поражения при ядерных взрывах в космосе (нейтронное и рентгеновское излучение, а также поток плазмы от остатков конструкции ядерной боеголовки). Кроме того, в статью включены два приложения. В первом приложении приводится перечень высотных и космических ядерных взрывов, проводившихся США и СССР до 1963 г., а втором обсуждается воздействие различных факторов таких взрывов на земной поверхности.

МЕХАНИЗМЫ ПОРАЖЕНИЯ

Механизм поражения ядерными боеголовками в космосе обсуждался в открытой печати достаточно давно. В марте 1968 г. журнал «Сайнтифик Америкен» опубликовал статью известных ученых-ядерщиков Ганса Бете и Ричарда Гарвина о создававшейся в те времена противоракетной системе США на основе перехватчиков с ядерными боеголовками.³ Как уже сказано, в дальнейшем эта система была демонтирована.

В статье говорится о двух основных продуктах ядерного взрыва за пределами атмосферы – это быстрые нейтроны и мягкий рентген. Сильно проникающее нейтронное излучение достаточно легко проходит практически через любое вещество, с которым оно встречается. В частности, нейтроны не только пройдут через атаковую боеголовку, но будут взаимодействовать с ядерными материалами, вызывая в них деление, которое сопровождается значительным высвобождением энергии, приводящим к нагреванию урана или плутония. Если подобный нагрев окажется значительным, делящийся материал может размягчиться и потерять тщательно установленную заранее форму, после чего ядерный взрыв окажется невозможным. Как упомянуто в статье, дальность действия нейтронного излучения зависит главным образом от конструкции атакующей боеголовки и мощности взрыва ядерного перехватчика, но конкретные цифры не приводятся. Конечно, нападающая сторона может попытаться защитить делящийся материал от поражения нейтронами, но масса экранирующего вещества окажется значительной.

Мягкий рентген, как правило, несет основную часть энергии ядерного взрыва. При падении на поверхность боеголовки он разогревает и испаряет поверхностный защитный слой, причем пары покидают поверхность с большой скоростью, передавая ей значительный импульс отдачи. Поскольку длительность рентгеновского импульса для большинства конструкций ядерного оружия очень коротка (речь идет о десятке наносекунд), подобный «тепловой удар» создаст сильную ударную волну в поверхностном слое, которая разрушает теплозащиту и может проникнуть во внутреннюю структуру боеголовки, вызвав там повреждения конструкции ядерного заряда. Радиус поражения для мегатонных боеголовок противоракет может достигнуть нескольких километров. Но нападающая сторона может со своей стороны заранее повысить радиационную стойкость боеголовки. В принципе, защищающаяся сторона не узнает о степени поражения налетающей боеголовки, пока та не войдет в атмосферу. Если налетающая боеголовка серьезно поражена (см. рис.1), она может разрушиться или даже сгореть в атмосфере. Если этого не произойдет, следует ввести в действие дополнительный слой противоракетной обороны.

³ R.L.Garwin and H.A.Bethe, "Anti-Ballistic-Missile Systems", *Scientific American*, v.218, no.3, March 1968, pp. 21-31.



Рис. 1. Головная часть Mk-12 ракеты «Минитмен», поврежденная при воздействии рентгеновского излучения в подземном ядерном испытании (Defense Special Weapons Agency, 1947-1997. The First 50 Years of National Service, 1997). На рисунке видно, что значительная часть теплозащитного покрытия головной части отвалилась.

НЕЙТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Проведем теперь количественную оценку воздействия нейтронного компонента ядерного взрыва. Прежде всего, определим количество делений в ядерном заряде налетающей боеголовки (конкретно, речь может идти об уране-235 или плутонии-239) в результате прохождения нейтронного импульса. Эта величина N пропорциональна т.н. нейтронному флюенсу Φ (нейтрон/см²), сечению деления нейтронами σ и числу ядер делящегося материала в мишени μ (удобно вести расчеты для одного моля – тогда $\mu = 6 \cdot 10^{23}$):

$$N = \Phi \sigma \mu$$

При каждом делении выделяется энергия, часть которой Q приводит к нагреванию делящегося материала. В результате изменяется его энтальпия (теплосодержание) $H(T)$, которая обычно выражается в единицах кДж/моль (в наших расчетах для одного моля энтальпия будет просто выражаться в кДж). Отсюда вытекает очевидное равенство

$$NQ = \Delta H = H(T) - H(T_0)$$

или

$$6 \cdot 10^{23} Q \Phi \sigma = \Delta H$$

Теперь легко определить нейтронный флюенс, приводящий к нагреванию делящегося материала до температуры T .

$$\Phi = \frac{\Delta H}{6 \cdot 10^{23} Q \sigma} \quad (1)$$

При ядерном взрыве выделяются нейтроны деления с энергией в диапазоне 1-3 МэВ, нейтроны от (d,d)-реакции с энергией 2,4 МэВ и нейтроны от (d,t)-реакции с энергией 14 МэВ. Оказывается, что сечения деления урана и плутония в этом диапазоне энергий (1-14 МэВ) мало отличаются друг от друга и к тому же незначительно изменяются с энергией.⁴ Для разумных оценок вполне можно принять значение величины σ , равное $2 \cdot 10^{-24}$ см². Энергия, за-

⁴ Справочник по ядерной физике (под редакцией Л.А.Арцимовича), М.: ГИФМЛ, 1963, стр.283, рис.10-10.

траченная на тепловой нагрев материала (уран или плутоний), составляет около 170 МэВ (или $2.7 \cdot 10^{-11}$ Дж) для каждого акта деления.

В таблице 1 приведены данные об изменении энтальпии плутония и урана в процессе нагревания (учтены затраты энергии на соответствующие фазовые переходы).

Табл.1: Изменение энтальпии плутония и урана с температурой.⁵ В первой строке указана абсолютная температура, а во второй – значение энтальпии $H(T)$ в кДж.

Плутоний		
Т в К	300	913 (плав.)
$H(T)$ в кДж	6,9	38
Уран		
Т в К	300	1408
$H(T)$ в кДж	6,4	64,4

Следует также определить начальную температуру, при которой находилась боеголовка до облучения нейтронным импульсом. Вопрос в том, насколько изменится эта температура за время полета ракеты. Мы рассматриваем два варианта: боеголовка успевает охладиться до температуры окружающего пространство (примерно 200К) или боеголовка сохраняется при стартовой температуре (считаем ее близкой к комнатной, то есть 300К). Вообще говоря, второй вариант кажется более предпочтительным, но в любом случае различие между значениями $H(200)$ и $H(300)$ не столь велико по сравнению со значениями $H(\text{плав})$. В дальнейшем для определенности мы будем использовать значение $T_0 = 300\text{К}$.

Теперь нам известны все величины, входящие в формулу (1). Рассмотрим два механизма нарушения запала боеголовки: плавление плутония и плавление урана. Соответствующие значения ΔH составят 31,1 кДж и 58 кДж. Тогда минимальные значения нейтронного флюенса равны, примерно, 10^{15} и $2 \cdot 10^{15}$ (в единицах нейтрон/см²).

Чтобы оценить дальность поражения нейтронным импульсом, необходимо иметь представление о полном количестве нейтронов, испущенных при ядерном взрыве. Эта величина существенно зависит от конкретной конструкции ядерного устройства и может быть оценена только для предельных упрощенных случаев.⁶

С одной стороны, рассмотрим чистый термоядерный взрыв, когда практически вся выделившаяся энергия определяется (d,t)-реакцией, в результате которой образуются быстрые нейтроны с энергией около 14 МэВ и альфа-частицы с энергией 3.6 МэВ. Таким образом, нейтроны уносят 80% всей энергии, а оставшаяся часть энергии делится между тепловым рентгеновским излучением (16%) и кинетической энергией быстрых атомов материала конструкции боеголовки (4%). Энергетический эквивалент взрыва мощностью в одну мегатонну соответствует $4.2 \cdot 10^{15}$ Дж, а при единичной (d,t)- реакции выделится 17.6 МэВ ($2.8 \cdot 10^{-12}$ Дж). Отсюда следует, что при термоядерном взрыве с мощностью W (Мт) выделяется примерно $N_0 = 1.5 \cdot 10^{27} W$ быстрых нейтронов.

С другой стороны, рассмотрим взрыв, где вся выделившаяся энергия определяется исключительно процессом деления. На долю нейтронов при этом приходится около 7 МэВ, что составляет 4% от используемой во взрыве энергии деления (170 МэВ). На долю теплового рентгена уходит 80% энергии взрыва и остаток (16%) падает на кинетическую энергию потока атомов (скорее, ионов) материала боеголовки. Поскольку энерговыделение на единичный акт деления на порядок величины превышает удельное энерговыделение при синтезе, количество реакций деления при такой же полной мощности взрыва в соответствующее число раз меньше. Но при делении выделяется около трех нейтронов. Правда, один нейтрон тратится на поддержание цепной реакции. Поэтому полное число нейтронов, выделяющихся при взрыве на процессе деления, в пять раз меньше, чем при термоядерном взрыве, то есть, оно составит $N_0 = 3 \cdot 10^{26} W$.

⁵ Термодинамические характеристики индивидуальных веществ, т.4, кн.2. М.: Наука, 1978.

⁶ D.Petrov, Ya.Kandiyev, G.Malashkin, O.Shubin, "The effect upon asteroid by the neutron radiation of nuclear explosion". Proceedings of the Planetary Defense Workshop, Lawrence Livermore National Laboratory (Livermore, California), May 22-26, 1995.

www.llnl.gov/planetary/pdfs/interdiction/04-Petrov.pdf

Теперь, когда известны флюенс и полное число нейтронов, можно перейти к оценке дальности поражения, воспользовавшись очевидным соотношением (напомним, что оно подразумевает сферически симметричный разлет нейтронов):

$$R = (N_0/4\pi\Phi)^{1/2} \quad (2)$$

Тогда дальность поражения нейтронами термоядерного взрыва при плавлении плутония – $3.6W^{1/2}$ км, а при плавлении урана – около $2.5W^{1/2}$ км. Для нейтронов деления соответствующая дальность будет примерно в 2.2 раза меньше.

Быстрые нейтроны способны выделять энергию в веществе не только в результате деления ядер урана или плутония. Протоны отдачи в водороде (в результате упругого рассеяния) также будут обладать значительной энергией, среднее значение которой равно половине энергии нейтронов. Естественно, что нейтроны термоядерного взрыва с энергией 14 МэВ лучше подходят для подобных задач, нежели нейтроны деления (их средняя энергия составляет 2-3 МэВ). Одним из возможных применений такого нагрева могло бы стать уничтожение компонентов бактериологического оружия (например, спор сибирской язвы) непосредственно в космическом пространстве. Не имея конкретных данных о радиационной стойкости тех или иных спор (или микробов), попытаемся провести косвенные оценки. Допустим, что эти споры растворены в воде. Тогда для их нейтрализации может оказаться необходимым (и достаточным) просто подогреть воду до температуры кипения.

Расчеты по своей сути аналогичны тому, что было проведено ранее. Но в данном случае удобнее проводить их для одного грамма воды. Число протонов в одном грамме воды составит $6 \cdot 10^{23}/9 = 7 \cdot 10^{22}$. Полное сечение упругого (n,p)-рассеяния равно $7 \cdot 10^{-25}$ см², а средняя энергия протонов отдачи составит 7 МэВ (около 10^{-12} Дж). Соответствующее энерговыделение равно $5 \cdot 10^{-14}$ Дж/нейтрон. Однако, необходимо еще учесть взаимодействие быстрых нейтронов с ядрами кислорода. Существует много механизмов, приводящих к дополнительному энерговыделению: кинетическая энергия ядра отдачи при упругом рассеянии, реакции типа (n,α), (n,p), (n,d), неупругое рассеяние с возбуждением ядерных уровней и испусканием гамма-квантов и т.п. Проведенные оценки показывают, что для воды энерговыделение вырастет на 25%. С другой стороны, теплоемкость воды велика – это около 4 Дж·г⁻¹·град⁻¹ – значит, надо потратить 400 Дж на нагрев. Согласно формуле (1) находим, что пороговое значение нейтронного флюенса составит, примерно, $3 \cdot 10^{15}$ см⁻². Это в полтора раза выше, чем для плавления урана, так что соответствующая дальность поражения составит чуть более двух км (для мегатонного взрыва). Как представляется, проведенные нами оценки в отношении дальности поражения имеют определенный смысл, на что указывает следующий пример.

Касаясь возможности применения ядерного взрыва в космосе для уничтожения компонентов биологического оружия, Р. Гарвин отметил¹, что «потребуется очень крупная боеголовка – более мегатонны -, чтобы уничтожить споры сибирской язвы внутри кассетных боеголовок, которые могут находиться в пределах области размером до пяти км или более...».

Заметим, что аналогичные рассуждения можно применить, по крайней мере, к некоторым типам взрывчатки, которые использовались в ядерном запале (по крайней мере, в прошлом). Например, тринитротолуол (тротил, ТНТ) разлагается при температурах выше 150 °С. Его теплоемкость (если воспользоваться сведениями о близком к ТНТ тетриле) составляет около 1 Дж·г⁻¹·град⁻¹. Правда, молекулярная формула ТНТ имеет вид C₇H₅O₆N₃. Оценки взаимодействия нейтронов с ядрами углерода, азота и кислорода приводят к тому, что нейтронный флюенс для тротила оказывается практически таким же, что и для воды. Впрочем, мы не обладаем сведениями о ВВ, применяемых в современных конструкциях ядерного запала.

Нам остается рассмотреть еще одну проблему – возможную защиту атакующей боеголовки от нейтронного излучения ядерного взрыва боеголовки противоракеты.

Можно указать два очевидных механизма для этого. Первый связан с поглощением нейтронов ядрами обычного урана (урана-238). Дело в том, что в боеголовках, работающих по принципу деление-синтез-деление, последний этап реализуется в цилиндрической оболочке из обычного урана, окружающей блок ядерного запала (в западной литературе его называют primary) и термоядерный блок (secondary). И эта оболочка поглощает часть внутреннего потока быстрых термоядерных нейтронов, что вызывает дополнительные деления и повышает энерговыделение при взрыве. Подобный цилиндр может быть использован для решения об-

ратной задачи – ослабления внешнего потока нейтронов. Но толщина уранового цилиндра (иными словами, его ослабляющая эффективность) будет определяться, в первую очередь, его массой. Вряд ли с точки зрения конструкции боеголовки и мощности разгонной ракеты масса уранового цилиндра может быть выше тонны. Для оценки примем ее равной 500 кг, а габариты уранового цилиндра определим следующим образом: длина – 50 см и внутренний диаметр – 50 см. Тогда толщина стенки цилиндра составит около 3 см. Коэффициент ослабления потока термоядерных нейтронов равен по определению $\exp\{-n\sigma\}$, где n – плотность ядер урана-238, равная $3 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ($6 \cdot 10^{23} \cdot 19/238$, где $19 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ – удельный вес урана, а 238 г – вес его грамм-молекулы), а σ – сечение деления урана-238 нейтронами с энергией 14 МэВ (около $1.2 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$). Если подставить все численные значения, получим величину коэффициента ослабления, равную примерно 0.9. Кстати, это значит, что около 10% нейтронов от термоядерного блока вызвали дополнительные деления, что может быть достаточно удовлетворительным результатом с точки зрения увеличения мощности ядерного взрыва. Но, с другой стороны, это значит, что поток быстрых нейтронов от внешнего источника останется практически неизменным. Таким образом, рассмотренный сценарий не годится для защиты атакующей боеголовки.

Остается другой вариант – применение эффективного замедлителя быстрых нейтронов и последующее поглощение медленных нейтронов, которые представляют еще более высокую опасность, так как с понижением энергии нейтронов резко возрастает сечение деления ими урана-235 или плутония-239. Подобные системы часто применяются для экранирования нейтронных детекторов, например, в космических полетах, от фона быстрых нейтронов. Экраны изготавливаются в виде набора полиэтиленовых пластинок толщиной около 10 см, разделенных тонкими (порядка мм) слоями кадмия, эффективно поглощающего замедлившиеся нейтроны. Мы не будем касаться вопросов замедления, поскольку наша основная задача – ослабление потока первичных нейтронов с энергией 14 МэВ. Коэффициент ослабления выражается в привычном виде: $\exp\{-n\sigma\}$. Поскольку химическая формула полиэтилена имеет вид $(\text{CH}_2)_n$, а его удельный вес составляет $0.9 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, в единице объема находится $6 \cdot 10^{23} \cdot 0.9 \cdot 2/16 = 6.8 \cdot 10^{22}$ протонов (а плотность ядер углерода в два раза меньше). Полное сечение взаимодействия нейтронов (при энергии 14 МэВ) с водородом совпадает с полным сечением упругого рассеяния, равным, как уже указывалось выше, $7 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$. Полное сечение взаимодействия таких нейтронов с ядрами углерода составляет $1.27 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$. Теперь можно определить характерную толщину полиэтиленовой защиты L , при которой поток нейтронов с энергией 14 МэВ ослабляется в e раз: $n_H \sigma_H + n_C \sigma_C = L^{-1}$. С учетом представленных выше значений получаем, что $L = 11 \text{ см}$.

Вернемся к той же геометрии защиты, которую мы рассматривали для урана, и к тому же максимальному весу (0.5 тонны). При таких условиях толщина защитного слоя должна быть равной 38 см (около $3.5 L$), то есть, поток термоядерных нейтронов ослабнет примерно в 30 раз (а соответствующая дальность поражения уменьшится в пять-шесть раз). Этот результат сам по себе не носит определяющего характера и соответствует все-таки скорее достаточно умеренной, нежели достаточно эффективной защите. К тому же, внешний размер защитного слоя оказался значительным (внешний диаметр около 1.3 м), что может стать нежелательным с конструктивной точки зрения.

РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Перейдем теперь к рассмотрению воздействия теплового рентгеновского излучения ядерного взрыва. В свое время, мы рассматривали «тепловой удар», вызываемый импульсными химическими лазерами с длиной волны, которая соответствует энергии фотонов в несколько эВ, для разрушения тонкостенных топливных баков первой ступени баллистических ракет в случае противоракетной обороны на активном участке.⁷ Полученные энергетические флюенсы соответствовали десяткам $\text{кДж} \cdot \text{см}^{-2}$. Но там же было отмечено, что при переходе к рентгеновским лучам картина резко усложняется и получение сколь либо достоверных оценок порога поражения на основе достаточно простых оценок не представляется возможным.

⁷ Космическое оружие: дилемма безопасности / Под ред. Е.П.Велихова, Р.З.Сагдеева, А.А.Кокошина. М.: Мир, 1986, стр.26-28.

Как уже указывалось выше³, дальность поражения рентгеновским импульсом может составить несколько километров. Для мегатонной боеголовки энергия рентгеновского излучения может составить около $3 \cdot 10^{15}$ Дж. Тогда при дальности поражения 3 км пороговый флюенс равен нескольким кДж·см⁻². Но и этот порог можно понизить путем повышения радиационной стойкости изделия. Такой процесс носит прежде всего эмпирический характер.

Приведем имеющее прямое отношение к рассматриваемому вопросу высказывание мощника главного научного советника по ядерным вопросам в министерстве обороны Великобритании Пола Роупера на международном семинаре «Противоракетная оборона и будущее Договора ПРО», проведенном 13-15 марта 2000 г. в Пекине.⁸

«Английские подлодки «Полярис» несли по 16 ракет с тремя головными частями (ГЧ), содержащими ядерные боеголовки, на каждой. Эти ГЧ не наводились на цели по отдельности и оставались на достаточно близком расстоянии друг относительно друга во время баллистического полета. Более того, боеголовки были относительно уязвимы к близким ядерным взрывам (если использовать технический жаргон, они обладали малой радиационной стойкостью). Поэтому мы сильно обеспокоились тем, что в том же самом году, когда «Полярисы» вступили в строй, Советский Союз развернул систему ПРО вокруг Москвы. В советскую систему входили крупные внеатмосферные перехватчики; по оценкам, на каждом находилась ядерная боеголовка мегатонного класса, так что подрыв боеголовки на одной ракете мог привести к уничтожению всех трех ГЧ от одной ракеты «Полярис»....

Английский ответ свелся к тому, что после развертывания «Полярисов» мы начали в большом секрете проработку возможности серьезного повышения качества своих боеголовок, чтобы противостоять обороне советского типа. Эта программа включала в себя разработку новых ГЧ с боеголовками, способными выдержать близкое прохождение около ядерной противоракеты (мы называли это повышением радиационной стойкости), чтобы одна советская ракета могла выбить не более одной ГЧ. Возобновление подземных ядерных испытаний Англией после моратория в течение 9 лет с середины 60-х гг. до середины 70-х гг. было вызвано прежде всего этой программой....

В конечном итоге мы добились технического успеха, но он оказался более трудным по сравнению с начальными оценками из-за задержек и крупных перерасходов. Возможно, если знать заранее о реальных затратах на проект, мы могли бы выбрать другой путь...»

Повторим еще раз, что мы не претендуем на получение численной оценки поражения атакующей боеголовки рентгеновским импульсом и ограничиваемся уже имеющимися эмпирическими данными. Но существует другой класс задач, для которых поражение рентгеновским импульсом может быть оценено достаточно точно.

В первую очередь, речь пойдет о сжигании ложных целей в виде тонкостенных баллонов. Такие баллоны, как считается, могут сотнями выводиться одновременно с реальными целями и заполнять области пространства размерами порядка сотен километров по направлению полета и в поперечных направлениях. Очищение значительного объема космического пространства от ложных целей могло бы резко облегчить задачу поражения реальных боеголовок другими средствами ПРО (если эти боеголовки окажутся вне области прямого поражения первичным ядерным взрывом).

Для дальнейших оценок будем считать для определенности, что стенки баллона состоят из двух слоев – майларового слоя толщиной 2.5 мкм и напыленного на него алюминиевого слоя толщиной 1 мкм. Вообще говоря, с точки зрения атакующей стороны желательно иметь минимальный вес отдельных ложных целей (чтобы повысить их численность), то есть предусмотреть минимально допустимую толщину стенок баллона. Указанные толщины представляются технически реализуемыми. Впрочем, любое другое сочетание параметров может быть оценено такими же методами, как и те, что мы продемонстрируем в дальнейшем.

С учетом плотности материала эффективная толщина майлара составит всего $3.5 \cdot 10^{-4}$ г·см⁻², а алюминия – $2.7 \cdot 10^{-4}$ г·см⁻² (10^{-5} моль·см⁻²). Теплостойкость майлара близка к 1 Дж·г⁻¹·град⁻¹, а температура его плавления равна 250°C. Если принять, что начальная температура майлара составляет около -100°C (наиболее суровые начальные условия), то для плавления майларовой сферы потребуется поглощение в ней энергии около 0.12 Дж·см⁻². Изменение теплосодержания алюминия при переходе точки плавления составит примерно 31

⁸ *Peace* (журнал Китайской ассоциации за мир и разоружение), выпуск 55, июнь 2000 г., стр.61-62.

кДж·моль⁻¹ (при той же начальной температуре), что будет соответствовать поглощению энергии около 0.31 Дж·см⁻² в пленке принятой толщины.

Для оценки полного энергетического флюенса следует разобраться в особенностях поглощения рентгеновского излучения тонкими пленками. Прежде всего, рентгеновское излучение ядерного взрыва не является монохроматическим, а занимает значительный диапазон электромагнитного спектра, причем характеристики этого диапазона определяются температурой. При взрыве первой атомной бомбы «Толстяк» температура достигала $6 \cdot 10^7$ К.⁹ В таких условиях плотность энергии излучения, находящегося в равновесии с горячим веществом, будет значительно превышать плотность тепловой энергии вещества. Плотность энергии равновесного излучения с температурой T определяется выражением:¹⁰

$$U = 7.57 \cdot 10^{-15} \cdot T^4 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3}$$

При $T = 6 \cdot 10^7$ К плотность энергии равна $9.8 \cdot 10^{16}$ эрг·см⁻³, что значительно превышает внутреннюю тепловую энергию вещества при той же температуре. Это подтверждается типичными значениями указанных величин при взрыве ядерного заряда:¹¹

- Плотность энергии излучения – 10^{16} эрг·см⁻³.
- Плотность тепловой энергии вещества – $10^{14} \div 10^{15}$ эрг·см⁻³.

Таким образом, сразу же после взрыва ядерного заряда образуется область, заполненная равновесным излучением с очень высокой температурой в десятки миллионов градусов или даже больше. Дальнейшая судьба теплового излучения определяется распространением тепла через вещество в процессе нелинейной лучистой теплопроводности и с передачей кинетической энергии веществу в процессе гидродинамического движения.¹² Не вдаваясь в детали этого сложного процесса, к тому же сильно зависящего от конструкции ядерного боеприпаса, можно привести грубую оценку температуры выходящего излучения, приравнявая энергию равновесного теплового излучения в сферическом объеме энергии теплового излучения взрыва (такую оценку можно обосновать тем, что в замкнутом объеме температура выравнивается достаточно быстро):

$$\frac{\pi}{6} d^3 U = \varepsilon W$$

или

$$T = 5.68 \cdot 10^7 \left(\frac{\varepsilon W}{d^3} \right)^{0.25},$$

Здесь ε - доля энергии, оставшаяся у теплового излучения при выходе на поверхность разлетающегося вещества ядерного боеприпаса, W (Мт) – выделение энергии при взрыве, а d (м) - диаметр занятой излучением области в момент отрыва от вещества ядерного боеприпаса. При $\varepsilon = 0.5$, $W = 1$ и $d = 3$ можно получить, что $T = 2.1 \cdot 10^7$ К, или около 1.9 кэВ. Эта оценка приблизительно соответствует приведенным параметрам номинального космического ядерного взрыва мощностью 1 Мт: «в импульсе теплового рентгеновского излучения продолжительностью около 1 мкс выделяется приблизительно 50% общей энергии взрыва, а большая часть излучения обладает температурой более 1 кэВ».¹³

Итак, температура рентгеновского излучения при мегатонном ядерном взрыве составит

⁹ S.T.Cohen, J.O.Hirshfelder, N.Hull, J.L.Magee, *Crossroads Handbook of Explosion Phenomena*, Los Alamos Scientific Laboratory, LA-550: D-15, I-2, 1946, p.2.

¹⁰ Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, М., Наука, 1966, стр.104.

¹¹ *The effect of nuclear weapons*, S.Glasston and P.J.Dolan, Eds., Third edition, U.S. Government Printing Office, Washington, 1977, p.24.

¹² Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, М., Наука, 1966, стр.506.

¹³ Argo, H.Hoerlin, C.L.Longmire, Petschek, Skumanich, "Nuclear Explosions in Space for Scientific Purposes," Secomd Plowshare Symposium, San Francisco, May 13-15, 1959; H.Hoerlin, "Artificial Aurora and Upper Atmospheric Shock Produced by Teak", Los Alamos Scientific Laboratory, LAMS-2536, 1961, p.2.

около 2 кэВ, а при понижении мощности взрыва она будет уменьшаться примерно как $W^{1/4}$ (то есть, при $W = 50$ кт температура понизится примерно до 1 кэВ).

Табл.2: Распределение излученной энергии в планковском спектре излучения. В первой строке приведены интервалы энергии (в единицах температуры Т). Во второй строке приводится доля излученной энергии, соответствующая данному интервалу (в процентах).

$\Delta E/T$	δE (%)	$\Delta E/T$	δE (%)
0 – 1	3,5	6 – 7	6,4
1 – 2	14,7	7 – 8	3,6
2 – 3	21,2	8 – 9	2,0
3 – 4	20,1	9 – 10	1,1
4 – 5	15,8	> 10	0,8
5 – 6	10,6		

Видно, что в диапазоне $T = 6T$ выделяется более 80% всей энергии рентгеновского излучения. Это достаточно широкий диапазон (приблизительно 2-12 кэВ для мегатонного взрыва). В таком диапазоне сечения поглощения рентгена в майларе и алюминии изменяются с энергией очень существенно.

Главный вывод из представленных данных вполне очевиден: рассматриваемые нами пленки алюминия и особенно майлара прозрачны для той части спектра, где находится основная часть тепловой энергии рентгеновского импульса с температурой 2 кэВ (в диапазоне 4-12 кэВ). Напомним, что доля поглощенной энергии равна по определению $\{1 - \exp(-d\tau)\} \approx d\tau$ (при малых значениях этого параметра).

Приведенные данные позволяют провести оценку доли полной энергии рентгеновского импульса, поглощенной в алюминии и майларе для выбранной геометрии (сначала идет поглощение в алюминии). Полученные значения составляют 18% и 6%, соответственно (для температуры 2 кэВ). С понижением температуры эти относительные доли возрастают, но абсолютное значение полной энергии рентгеновского импульса падает гораздо сильнее.

Выше были приведены абсолютные значения плотности поглощенной энергии, приводящие к процессу плавления в майларе ($0.12 \text{ Дж}\cdot\text{см}^{-2}$) и алюминии ($0.31 \text{ Дж}\cdot\text{см}^{-2}$). Проведенные оценки показывают, что алюминий начнет плавиться чуть раньше, когда энергетический флюенс превысит величину $1.72 \text{ Дж}\cdot\text{см}^{-2}$ (порог для майлара слегка выше – $2 \text{ Дж}\cdot\text{см}^{-2}$). Нетрудно подсчитать, что это произойдет на расстоянии около 125 км от точки ядерного взрыва мощностью 1 Мт (при доле рентгена 80%).

Остается существенный вопрос: приведет ли мгновенное плавление оболочки (за которым последует не столь мгновенное, но достаточно быстрое охлаждение и застывание) к механическому разрушению оболочки, после которого можно будет сразу определить, что содержалось внутри баллона?

Напомним, что рассматриваемая нами оболочка – это двухслойная структура, причем ее компоненты отличаются как по тепловым, так и по механическим характеристикам. Утверждается¹⁴, что в первом приближении для качественного описания физических процессов при импульсном нагреве достаточно единственного параметра γ - отношения максимальной концентрации выделившейся в оболочке энергии к величине энергии сублимации материала. (Для алюминия энергия сублимации близка к $330 \text{ кДж}\cdot\text{моль}^{-1}$, а это на порядок величины больше теплоты плавления. К сожалению, у нас нет данных по параметру, аналогичному энергии сублимации, для майлара. Но его значение из общих соображений может оказаться более низким по сравнению с указанной для алюминия величиной.)

Табл.3: Поглощение рентгеновских лучей в майларе и алюминии^{15,16}. Приведены массовые коэффициенты ослабления τ_m в единицах $\text{см}^2\cdot\text{г}^{-1}$ и значения $d\tau_m$ (d - толщина пленки в единицах $\text{г}\cdot\text{см}^{-2}$). Это показатель реальной доли поглощения рентгеновских лучей в пленке.

¹⁴ Физика ядерного взрыва, ЦФТИ МО РФ, т.2, 2000, стр.132-133.

¹⁵ <http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/ComTab/mylar.html>

¹⁶ <http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/ElemTab/z13.html>

E, кэВ	Майлар		Алюминий	
	τ_m	$d\tau_m$	τ_m	$D\tau_m$
1	2900	1,15	1180	0,32
1.5	950	0,33	400	0,11
2	419	0,14	2200	0,59
3	128	0,04	770	0,21
4	54	0,02	354	0,10
5	27	0,01	190	0,05
6	15,6	< 0,01	113	0,03
7	11	< 0,01	84	0,02
8	6,4	< 0,01	49	0,01
9	4,8	< 0,01	37	0,01
10	3,2	< 0,01	25	0,01
11	2,8	< 0,01	22	< 0,01
12	2,4	< 0,01	18	< 0,01

В общем случае, при $\gamma < 1$ механическое воздействие рентгеновского импульса не представляет реальной опасности, но тепловое воздействие, например, неравномерный нагрев компонентов, может способствовать изменению их прочностных свойств.

При $\gamma = 0.1-0.9$ в оболочке формируются волновые процессы и развиваются пластические деформации. Возможно появление откольных разрушений.

При $\gamma = 0.9 - 1.1$ в зоне максимальной концентрации энергии начинаются фазовые переходы вещества из конденсированного состояния в парообразное. Образующаяся смесь жидкости и пара беспрепятственно разлетается в открытое пространство навстречу излучению, создавая при этом испарительный механический импульс давления (т.н. «тепловой удар»), который представляет серьезную опасность для оболочки.

Значение $\gamma = 1$ принято считать порогом разрушения оболочки из-за теплового удара.

Из приведенных выше численных значений параметров следует, что соответствующая дальность поражения составит около 40 км для взрыва мощностью 1 Мт. (Это обусловлено тем, что энергия сублимации в алюминии в десять раз превышает теплоту плавления, а в дальность поражения входит квадратный корень из порогового значения соответствующей энергии.)

Таким образом, при расстоянии до точки взрыва (с мощностью 1 Мт) менее 40 км механическое разрушение оболочки выбранной нами конструкции баллона представляется неизбежным, а в диапазоне 40-125 км вероятность поражения постепенно понижается и практически обращается в нуль на расстояниях свыше 125 км. Повторяем, что при этих рассуждениях рассматривался только алюминиевый слой.

Учет условий для развала майларового слоя, скорее всего, сузит указанный диапазон неопределенности 40-125 км за счет повышения его нижней границы.

ПОТОК ПЛАЗМЫ ОТ ОСТАТКОВ КОНСТРУКЦИИ

Третий компонент продуктов ядерного взрыва помимо нейтронов и рентгена – это поток плазмы материалов, из которых изготовлена бомба. Как уже упоминалась, такой поток несет от 5% до 15% всей энергии взрыва, так что его вклад должен быть оценен. Проведем оценки основных параметров этого компонента. Масса типичной боеголовки мегатонного диапазона лежит в пределах от нескольких сотен кг до нескольких тонн (в зависимости от времени разработки, главным образом).¹⁷ Для определенности примем ее равной 500 кг. В эту массу входят атомы большинства известных химических элементов, начиная от водорода и кончая ураном. Принято считать, что средняя атомная масса составляет $4.5 \cdot 10^{-23}$ г, что соответст-

¹⁷ T.B.Cochran, W.A.Arkin, M.M.Hoenig, "Nuclear Weapons Databook, Volume 1: U.S. Nuclear Forces and Capabilities", (Ballinger Publishing Company: Cambridge, Mass., 1984), pp. 38-80.

вует атому алюминия.¹⁸ Тогда полное количество частиц в плазме взрыва будет равняться 10^{28} .

Примем для простоты, что энергия взрыва распределяется равномерно (до известной степени) между всеми частицами. Это значит, что для мегатонного взрыва, при котором в поток плазмы уходит в среднем $4 \cdot 10^{14}$ Дж, на отдельную частицу приходится $4 \cdot 10^{-14}$ Дж, или 250 кэВ. Интересно сравнить этот результат с параметрами мегатонного ядерного взрыва в космосе¹⁷: «Вещество ядерного боеприпаса расширяется со скоростью около 10^8 см·с⁻¹; поверхностные слои движутся несколько быстрее и для атомов железа кинетическая энергия на поверхности может достигать 2 МэВ». Проведенные нами грубые оценки можно считать достаточно близкими к представленным цифрам.

Разлет плазмы ядерного взрыва приводит к образованию искусственных радиационных поясов в земной магнитосфере. Мы не касаемся этого явления, так как нас интересует начальная фаза разлета на расстояния порядка сотни км, где влияние магнитного поля Земли еще не успевает проявиться.

Особенности потока плазмы ядерного взрыва по сравнению с рентгеновским импульсом связаны прежде всего с тем, что в рентгене заключено в несколько раз больше энергии, чем в плазме. Правда, в ряде случаев, как было показано выше, эффективность поглощения энергии рентгеновского излучения понижается, а поток плазмы поглощается практически полностью любой преградой. Но плазменный поток распространяется достаточно медленно и, кроме того, он сильно растянут во времени. Действительно, в соответствии с принятой нами моделью равномерного распределения энергии скорость протона с энергией 250 кэВ составит около $6 \cdot 10^8$ см·с⁻¹, а скорость атома урана – примерно в 15 раз меньше (около $4 \cdot 10^7$ см·с⁻¹). Поэтому, например, расстояние 10 км (10^6 см) протон пройдет за 1.6 мс, а атом урана – за 25 мс. На расстоянии 100 км длительность потока частиц составит почти четверть секунды. За такое время боеголовка противника пройдет около 2 км, но все-таки параметры потока частиц (и характер их воздействия на боеголовку) практически не изменятся. Напомним, что длительность рентгеновского импульса не меняется с расстоянием и составляет около 10 нс

Но плазменный поток может оказать определенное воздействие на характер движения отдельных целей в космосе в результате передачи импульса. Хотя суммарный вектор импульса расширяющегося плазменного потока равен нулю, абсолютное значение импульса P связано с кинетической энергией потока E хорошо известным соотношением $E = P^2/2M$, где M – полная масса взрывной плазмы (то есть, боеголовки противоракеты). Так, при полной энергии $4 \cdot 10^{14}$ Дж и массе 500 кг полный импульс потока будет равен, примерно, $6 \cdot 10^8$ кг·м·с⁻¹ (при массе плазмы в потоке 500 кг это соответствует направленной радиальной скорости порядка 10^6 м·с⁻¹, что согласуется с другими данными¹⁷).

Интересно сравнить с полученным значением импульс, который несет рентгеновский импульс. Хорошо известно, что для излучения $P = E/c$, где c – скорость света ($3 \cdot 10^8$ м·с⁻¹). Поэтому при $E = 3 \cdot 10^{15}$ Дж (максимальная энергия рентгеновского компонента при мегатонном взрыве) $P = 10^7$ Дж·кг·с⁻¹.

Что касается нейтронного компонента, то он обладает большой проникающей способностью и вряд ли передаст преграде значительную часть своего импульса. Как указывалось выше, при мегатонном взрыве максимальное число нейтронов составит примерно $1.5 \cdot 10^{27}$, то есть, полная масса всех нейтронов оказывается равной около 2.5 кг (масса нейтрона – $1.675 \cdot 10^{-27}$ кг). Скорость нейтронов с энергией 14 МэВ составляет примерно $5 \cdot 10^7$ м·с⁻¹. Таким образом, максимальный нейтронный импульс слегка превышает 10^8 кг·м·с⁻¹.

Итак, переносимый плазменным компонентом ядерного взрыва импульс оказывается наибольшим по сравнению с импульсами нейтронного и рентгеновского компонентов.

Частицы плазменного потока при попадании на преграду могут прилипнуть к ней с передачей энергии и импульса или отразиться от преграды (в этом случае передача энергии уменьшается, а передача импульса, наоборот, возрастает). Имеющая значительные размеры преграда (движущаяся со скоростью $V = 8$ км·с⁻¹) может приобрести дополнительный импульс, направленный в радиальном направлении от точки взрыва. Этот дополнительный импульс изменит, например, траекторию атакующей боеголовки таким образом, что она отклонится от цели. Маскирующий баллон получит толчок и начнет двигаться в радиальном

¹⁸ Физика ядерного взрыва, ЦФТИ МО РФ, т.1, 2000, стр.399.

направлении. Если внутри его находится автономный предмет (не связанный жестко с оболочкой), то он наткнется на оболочку и, скорее всего, разрушит ее. Если толчок окажется достаточно сильным и перемещение баллона можно будет обнаружить за достаточно короткое время, появится возможность сделать вывод о том, является ли баллон пустым или содержит что-то внутри.

Для определенности будем рассматривать поперечный дополнительный импульс δP .

Пусть $\delta P = \alpha MV$ где M – масса преграды, а V – первая космическая скорость. Мы говорим об американской системе ПРО, где перехват налетающих боеголовок планируется над Тихим океаном на расстояниях несколько тысяч км от потенциальных целей на территории США. Поэтому при $\alpha = 10^{-3}$ боеголовка упадет на несколько км в сторону от номинальной цели, а при $\alpha = 10^{-2}$ – уже на несколько десятков км. Дополнительный импульс δP находится из простых соображений

$$\delta P = PS/(4\pi R^2),$$

где S – поперечное сечение преграды, а R – расстояние от точки взрыва. Отсюда следует простое соотношение между параметром α и расстоянием R :

$$\alpha R^2 = PS/(4\pi MV)$$

Теперь надо получить представление о характеристиках возможных преград: боеголовок (скорее, ГЧ) и маскирующих баллонов. Массу боеголовки можно условно принять равной одной тонне (поскольку технические характеристики этих боеголовок должны уступать параметрам боеголовок США¹⁸). Размеры головной части (они слегка превышают размеры боеголовки) таковы: длина – 4 м, диаметр – 70 см. Тогда сечение ГЧ, которое «видит» поток плазмы, если он направлен поперек движению, боеголовки равно 2.8 м^2 . Если говорить о ложных целях в виде тонкостенных баллонов, то для укрытия ГЧ их диаметр должен быть не менее 5 м. Напомним, что мы рассматривали ранее оболочку баллона, состоящую из слоя алюминия толщиной 1 мкм и слоя майлара толщиной 2.5 мкм. В такой геометрии полная масса баллона равна чуть более 1.8 кг, а площадь сечения – 20 м^2 .

Рассмотрим прежде всего возможное отклонение боеголовки. Напоминаем, что $P = 6 \cdot 10^8 \text{ кг} \cdot \text{м} \cdot \text{с}^{-1}$. Величины остальных параметров приведены выше. Из элементарных расчетов следует, что $\alpha R^2 = 17$, то есть, параметру $\alpha = 10^{-3}$ соответствует расстояние, примерно, 130 м. При такой дальности от точки ядерного взрыва корпус боеголовки и ее ядерный боеприпас будут полностью разрушены, так что поставленная задача теряет смысл. Более того, последующее прохождение обломками боеголовки атмосферы по совершенно иной (по сравнению с номинальной) траектории приведет к тому, что эти обломки полностью сгорят или упадут в непредсказуемом месте.

Аналогичное рассмотрение поведения тонкостенного баллона приводит к соотношению $vR^2 = 5 \cdot 10^8$, где v – изменение скорости баллона. Если дополнительная скорость баллона окажется в интервале $(0.1-1) \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$, то баллон должен получить толчок на расстояниях 20-70 км от точки взрыва. С учетом проведенного ранее рассмотрения возможности поражения баллонов рентгеновским импульсом этот результат мог бы заслуживать внимания, но оценка надежного определения таких скоростей радиолокационными методами лежит за пределами нашего рассмотрения.

ПРИЛОЖЕНИЕ А ВЫСОТНЫЕ И КОСМИЧЕСКИЕ ЯДЕРНЫЕ ВЗРЫВЫ США И СССР

По официальным опубликованным в открытой печати перечням ядерных испытаний США¹⁹ и СССР²⁰ к категории высотных и космических ядерных взрывов были отнесены 12

¹⁹ United States Nuclear Tests. July 1945 – through September 1992. DOE/NV-309 (Rev. 14), December 1994.

²⁰ Ядерные испытания СССР. Москва, ИЗДАТ, 1997.

ядерных взрывов США, проведенных в 1955 – 1962 г.г. и 5 ядерных взрывов СССР, проведенных в 1961 – 1962 г.г. Перечни американских и советских высотных ядерных взрывов приведены в табл. А.1 и А.2, соответственно. Все эти ядерные испытания, как в США, так и в СССР, официально отнесены к категории «Исследования поражающих факторов ядерных взрывов» (в США – «Weapons Effects»).

Первый высотный ядерный взрыв в США (испытание НА в операции Teapot 6 апреля 1955 г. на высоте 11,2 км²¹, сброс с бомбардировщика В-36Н) был проведен в целях исследования поражающих факторов ядерных взрывов, используемых для противовоздушной обороны. Через два года было проведено комплексное испытание ракеты Genie (AIR-2A) с ядерной боеголовкой W-25, запущенной с истребителя F-89J (испытание John операции Plumbbob 19 июля 1957 г.²²; мощность взрыва 1,7 кт), но из-за меньшей высоты взрыва (6,1 км) это испытание формально не было отнесено к категории высотных ядерных взрывов.

Следующая серия американских высотных ядерных взрывов в рамках операции Hardtack I²³ была проведена в целях исследования поражающих факторов ядерных взрывов, используемых для противоракетной обороны. Первый взрыв малой мощности 1,7 кт (Yucca, 28 апреля 1958 г., боеголовка W-25) был произведен с аэростата на высоте 26,2 км. Два последующих взрыва более мощных боеголовок W-39 (3,8 Мт) были проведены на ракетах «Редстоун» (Teak, 1 августа 1958 г. на высоте 76,8 км, и Orange, 12 августа 1958 г., на высоте 43 км).

Чуть позже в Южной Атлантике была проведена не совсем обычная операция «Аргус»^{24,25}, в ходе которой было произведено три ядерных взрыва боеголовки W-25 малой мощности 1,7 кт на высотах в сотни километров. Вывод боеголовок на номинальную высоту в 480 км¹⁹ производился ракетами Lockheed X-17A с борта надводного корабля ВМС США. Задачей этих ядерных испытаний была проверка идеи Н. Кристофилоса²⁶ о создании искусственных радиационных поясов Земли при распаде осколков деления в земной магнитосфере, которые могли бы выводить из строя ядерные боеголовки противника, движущиеся в околоземном космическом пространстве. Идея Кристофилоса подтвердилась наполовину – искусственные радиационные пояса действительно возникли, но по ряду объективных физических причин плотность частиц высоких энергий в этих поясах не могла достичь значений, необходимых для поражения ядерных боеголовок.

Следующая серия американских высотных и космических ядерных взрывов в целях исследования поражающих факторов, используемых для противоракетной обороны, проводилась в 1962 г. в рамках операции Dominic²⁷. В этой серии были проведены испытания Starfish Prime (9 июля 1962 г., боеголовка W-49 на ракете «Тор», мощность взрыва 1,45 Мт, высота взрыва 400 км²⁸ [10]), Checkmate (20 октября 1962 г., боеголовка W-50 на ракете XM-33 Stryer, мощность взрыва 60 кт, высота взрыва 147 км), Bluegill Triple Prime (26 октября 1962 г., боеголовка W-50 на ракете «Тор», мощность взрыва 200 – 400 кт, высота взрыва 50 км), и Kingfish (1 ноября 1962 г., боеголовка W-50 на ракете «Тор», мощность взрыва 200 – 400 кт, высота взрыва 96 км).

Последний американский высотный ядерный взрыв был проведен 4 ноября 1962 г. Это было комплексное испытание системы противовоздушной обороны «Найк-Геркулес» с ядерной боеголовкой W-31²⁷ (испытание Tightrope, мощность взрыва от 1 до 40 кт, высота взрыва 21 км).

Советский Союз производил высотные и космические ядерные взрывы в 1961 – 1962 г.г. Задачей этих испытаний (так называемой операции «К») было исследование поражающих факторов ядерного взрыва на больших высотах и проверка функционирования системы про-

²¹ <http://nuketesting.enviroweb.org/hew/Usa/Tests/Teapot.html>

²² <http://nuketesting.enviroweb.org/hew/Usa/Tests/Plumbob.html>

²³ <http://nuketesting.enviroweb.org/hew/Usa/Tests/Hardtack1.html>

²⁴ <http://nuketesting.enviroweb.org/hew/Usa/Tests/Argus.html>

²⁵ Операция «Аргус», Москва, Госатомиздат, 1960.

²⁶ N.C. Christofilos, Trapping and lifetime of charged particles in the geomagnetic field, Univ. Calif. Radiation Lab., UCRL-5407, 1958.

²⁷ <http://nuketesting.enviroweb.org/hew/Usa/Tests/Dominic.html>

²⁸ Операция «Морская звезда», Москва, Госатомиздат, 1964.

тиворакетной обороны А-35 при воздействии ядерного взрыва^{29,30,31,32}. Два взрыва малой мощности (2,7 кт) были проведены 27 октября 1961 г., и три взрыва более высокой мощности (300 кт) были проведены 22 и 28 октября, и 1 ноября 1962 г.

В испытаниях операции «К» с полигона «Капустин Яр» производился одновременный запуск двух ракет Р-12, выводивших на одну и ту же траекторию головные части, летевшие на некотором расстоянии друг от друга³². Первая ракета была оснащена ядерным зарядом, который подрывался на заданной для данной операции высоте, а в головной части второй были размещены многочисленные датчики, призванные измерять параметры поражающего действия ядерного взрыва. В задачи системы "А" входило: обнаружить и сопровождать радиолокационными средствами вторую ракету и осуществить ее перехват противоракетой "В-1000" в телеметрическом варианте (без боевой части). Ядерные взрывы не вызвали каких-либо нарушений в функционировании радиотехнических систем системы "А": радиолокаторов точного наведения, радиотехнических систем визирования противоракет, радиотехнических систем передачи команд на борт противоракеты, бортовой аппаратуры стабилизации и управления полетом противоракеты³².

Таблица А.1. Высотные ядерные взрывы США.

Испытание	Полигон	Дата	Мощность (кт)	Высота (км)
HA	Невада	6.4.1955	3	11,2
Yucca	Эниветок	28.4.1958	1,7	26,2
Teak	о. Джонстон	1.8.1958	3800	76,8
Orange	о. Джонстон	12.8.1958	3800	43
Argus 1	Южная Атлантика	27.8.1958	1,7	160
Argus 2	Южная Атлантика	30.8.1958	1,7	290
Argus 3	Южная Атлантика	6.9.1958	1,7	750
Starfish	о. Джонстон	9.7.1962	1450	400
Checkmate	о. Джонстон	20.10.1962	60	147
Bluegill	о. Джонстон	26.10.1962	200 - 400	50
Kingfish	о. Джонстон	1.11.1962	200 – 400	96
Tightrope	о. Джонстон	4.11.1962	1 - 40	21

Таблица А.2. Высотные ядерные взрывы СССР.

Испытание	Полигон	Дата	Мощность (кт)	Высота (км)
K1	Капустин Яр	27.10.1961	1,2	300
K2	Капустин Яр	27.10.1961	1,2	150
K3	Капустин Яр	22.10.1962	300	300
K4	Капустин Яр	28.10.1962	300	150
K5	Капустин Яр	1.11.1962	300	60

ПРИЛОЖЕНИЕ Б

ВОЗДЕЙСТВИЕ ФАКТОРОВ ВЫСОТНЫХ И КОСМИЧЕСКИХ ЯДЕРНЫХ ВЗРЫВОВ НА ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ

²⁹ М.Д. Евтифьев, Из истории создания зенитно-ракетного щита России, Москва, Вузовская книга, 2000.

³⁰ Г.В. Кисунько, Секретная зона, Москва, 1996.

³¹ А.В. Карпенко, Противоракетная и противокосмическая оборона, Невский бастион, приложение к военно-техническому сборнику, вып. 4, 1998.

³² <http://www.arms.ru/rko/SystemA.htm>

Сообщения о возможном использовании ядерного оружия в национальной системе ПРО США вызвали определенное беспокойство и в отношении возможного воздействия поражающих факторов высотных и космических ядерных взрывов на поверхности Земли. Палата представителей Конгресса США предложила включить в бюджет Министерства обороны позицию о поручении Национальной Академии Наук провести исследование последствий применения перехватчиков ПРО с ядерными боеголовками, но Сенат не поддержал этого предложения³³.

В этом разделе будет вкратце рассмотрены различные проявления воздействия поражающих факторов высотных и космических ядерных взрывов на поверхности Земли.

Относительно большая толщина земной атмосферы (около 1000 г/см²) и сравнительно большие расстояния от поверхности Земли до точки взрыва (десятки и сотни километров) эффективно защищают объекты на земной поверхности от таких характерных для наземных и воздушных ядерных взрывов поражающих факторов, как ударная волна и проникающее нейтронное и гамма-излучение.

По данным 12 Главного управления МО РФ³⁴, полученным ближайшими к эпицентру высотных ядерных взрывов операции «К» (с мощностью 300 кт на высотах от 300 до 60 км; смотри Приложение 1) измерительными пунктами отмечено, что:

- максимальное избыточное давление во фронте воздушной ударной волны составляло несколько миллибар, что является в 100-1000 раз меньше поражающих уровней;
- увеличение радиоактивного фона естественного космического и земной поверхности излучения зарегистрировано не было;
- локальных радиоактивных выпадений и сейсмозрывных волн не было зарегистрировано ни для одного высотного ядерного взрыва за всю историю измерений.

Малая величина избыточного давления на фронте воздушной ударной волны объясняется не только большим расстоянием до точки взрыва, но и ослаблением ударной волны при распространении в нижние слои атмосферы с увеличивающейся плотностью воздуха (см., например³⁵). По той же самой причине при высотных ядерных взрывах не наблюдаются сейсмозрывные волны.

Отсутствие повышения радиоактивного фона на земной поверхности связано с тем, что толщина атмосферы в десятки раз превосходит характерную толщину поглощения проникающего излучения (см., например^{36,37,38}).

Отсутствие наблюдаемых локальных радиоактивных выпадений объясняется характером переноса продуктов деления из верхних слоев атмосферы при высотных ядерных взрывах (см. ниже обсуждение глобальных радиоактивных выпадений).

В отличие от обсуждавшихся выше поражающих факторов воздушной ударной волны и проникающих нейтронного и гамма-излучений, световое излучение высотных ядерных взрывов в некоторых случаях может представлять определенную опасность и на земной поверхности. Это связано как с тем, что световое излучение с длиной волны более 3200 ангстрем не поглощается в земной атмосфере (по крайней мере, в ясную погоду), так и с тем, что временные характеристики импульса светового излучения высотных ядерных взрывов отличаются от аналогичных характеристик приземных ядерных взрывов (импульс светового из-

³³ <http://www.nationalacademies.org/topnews>

³⁴ Заключение 12 Главного управления Министерства обороны РФ по возможности отнесения участников проведения высотных и космических ядерных взрывов (так называемой серии «К») к числу непосредственных участников действий в подразделениях особого риска, цитируется в Определении Верховного Суда РФ 5Г00-136 от 26 декабря 2000 г., <http://www.supcourt.ru/solution/civil/d-civil/2000/5-g00-136.htm>

³⁵ В.Н. Азаров и др., Развитие высотного ядерного взрыва, в сб. Физика ядерного взрыва, Москва, Министерство обороны Российской Федерации, Центральный физико-технический институт, 2000.

³⁶ Н.А. Кондурушкин и др., Проникающие излучения, в сб. Физика ядерного взрыва, Москва, Министерство обороны Российской Федерации, Центральный физико-технический институт, 2000.

³⁷ О.И. Лейпунский, Гамма-излучение ядерного взрыва, Москва, Госатомиздат, 1959.

³⁸ П.А. Ямпольский, Нейтроны ядерного взрыва, Москва, Госатомиздат, 1961.

лучения высотного ядерного взрыва короче). С другой стороны, следует отметить, что при увеличении высоты взрыва до 100 км и более выход энергии взрыва в световом диапазоне уменьшается (до 10% при 100 км и до долей процента при 400 км⁷).

В табл. 1³⁹ приводятся оценки дозы мгновенного теплового излучения американских высотных ядерных взрывов.

Табл. Б.1. Доза мгновенного теплового излучения американских высотных ядерных взрывов на земной поверхности и длительность импульса излучения.

Испытание	Высота (км)	Тепловая доза (кал/см ²)	Длительность (мс)
HA	11,2	0,04	300
Yucca	26,2	< 0,01	150
Teak	76,8	1,0	100
Orange	43	3,0	150
Starfish	400	< 10 ⁻⁵	< 1
Checkmate	147	< 10 ⁻⁶	< 1
Bluegill	50	0,1	100
Kingfish	96	0,02	150
Tightrope	21	< 0,1	150

Доза теплового излучения, при которой могут возникнуть ожоги, зависит от условий экспозиции и характеристик теплового излучения ядерного взрыва, и лежит в области нескольких калорий на квадратный сантиметр^{40,41}. Из приведенных данных видно, что тепловое излучение может оказаться опасным при проведении мощных взрывов на высоте в 50 – 100 км⁴², но для больших высот опасность существенно уменьшается.

Еще более опасным может оказаться воздействие световой вспышки на сетчатку глаза, которое может приводить ожогам глазного дна (так называемым хориоретинальным ожогам^{39,43}). Такие травмы наблюдались как в Хиросиме и Нагасаки, так и при проведении американских ядерных испытаний (в том числе и при высотном ядерном взрыве Bluegill³⁹). В этом случае значение безопасной дозы на глазном дне по порядку величины составляет десятые доли калорий на квадратный сантиметр. В таблице 2 приведены дозы светового излучения на сетчатке глаза, безопасные дозы, и безопасные удаления от центральной точки на земной поверхности³⁹.

Как отмечалось выше, локальных радиоактивных выпадений не было зарегистрировано ни для одного высотного ядерного взрыва за всю историю измерений. Это связано с тем, что процесс переноса осколков деления из верхних слоев атмосферы на земную поверхность является весьма медленным. Динамика этого процесса изучалась при помощи инъекции радиоактивных изотопов при ядерных взрывах Orange (3 миллиона кюри ¹⁰²Rh с периодом полураспада 210 суток) и Starfish (0,25 миллиона кюри ¹⁰⁹Cd с периодом полураспада 470 су-

³⁹ H. Hoerlin, United States High-Altitude Test Experiences, Los Alamos Scientific Laboratory report LA-6405, October 1976.

⁴⁰ The effect of nuclear weapons, S.Glasston and P.J.Dolan, Eds., Third edition, U.S. Government Printing Office, Washington, 1977, p.564.

⁴¹ В.Г. Кириллов и др., Расчетные эффекты действия ядерного взрыва на человека, в сб. Физика ядерного взрыва, Москва, Министерство обороны Российской Федерации, Центральный физико-технический институт, 2000.

⁴² Еще в 60-х гг. отмечалось, что взрывы очень мощных ядерных зарядов (50 – 100 Мт) на высотах от 50 до 70 км являются самым эффективным средством инициирования пожаров на очень больших площадях (J. Zinn, Los Alamos Scientific Laboratory, частное сообщение, март 1965 г., цитируется в [39]).

⁴³ В.А. Зенин и др., Сопутствующие эффекты действия ядерного взрыва на человека, в сб. Физика ядерного взрыва, Москва, Министерство обороны Российской Федерации, Центральный физико-технический институт, 2000.

ток^{39,44,45}). Было обнаружено, что среднее время нахождения этих изотопов в стратосфере составляет примерно 14 лет. Эта величина примерно соответствует динамике накопления ⁹⁰Sr от ядерных взрывов на земной поверхности⁴⁶.

Табл. Б.2. Дозы светового излучения на сетчатке глаза, безопасные дозы, и безопасные удаления от центральной точки на земной поверхности.

Испытание	Наземная доза (кал/см ²)	Безопасная доза (кал/см ²)	Безопасное расстояние, км
HA	3,2	0,5	30
Yucca	1,7	0,6	100
Teak	23	0,2	720
Orange	50	0,4	Возвышение 2°
Starfish	Безопасно любое расстояние более 400 км		
Checkmate	Безопасно любое расстояние более 400 км		
Bluegill	8,5	0,2	Возвышение 2°
Kingfish	0,1	0,04	200
Tightrope	20	0,03	250

За столь длинный промежуток времени осколки деления от высотных и космических ядерных взрывов успевают более или менее равномерно распределиться по всей земной поверхности. Кроме того, такая длительная выдержка приводит к тому, что из всех осколков деления останутся только наиболее долгоживущие изотопы, в основном ⁹⁰Sr и ¹³⁷Cs (после выдержки в 10 лет их суммарная доля в общей активности продуктов деления составляет 80%⁴⁷).

Максимальное содержание ⁹⁰Sr от ядерных испытаний на земной поверхности наблюдалось в 1965 – 70 гг.⁴⁶; оно составляло примерно 12 миллионов кюри. С тех пор оно постепенно уменьшалось за счет радиоактивного распада и в настоящее время оно составляет 5 – 6 миллионов кюри.

Проведем оценку того, что могут добавить к этому космические ядерные взрывы, связанные с использованием ядерных боеголовок в системе ПРО. Предположим при этом, что суммарное энерговыделение в процессе деления при таких взрывах составит 1 Мт, что соответствует делению $1,45 \cdot 10^{26}$ ядер⁴⁸. Выход ⁹⁰Sr при делении составляет 2,05%⁴⁹, что соответствует образованию $2,97 \cdot 10^{24}$ ядер ⁹⁰Sr. Начальная активность при периоде полураспада в 28,6 лет⁵⁰ будет равна $6,16 \cdot 10^4$ кюри, что составляет около 1 процента от остаточной активности после периода атмосферных ядерных испытаний.

⁴⁴ R. J. List and K. Telegadas, "Using Radioactive Tracers to Develop a Model of the Circulation of the Stratosphere," J. Atmos. Sci. 26, 1128 (November 1969).

⁴⁵ O. I. Leipunskii, J. E. Konstantinov, G. A. Fedorov, and O. G. Scotnikova, "Mean Residence Time of Radioactive Aerosols in the Upper Layers of the Atmosphere Based on Fallout of High-Altitude Tracers," J. Geophys. Res. 75, 3569 (June 20, 1970).

⁴⁶ The effect of nuclear weapons, S.Glasston and P.J.Dolan, Eds., Third edition, U.S. Government Printing Office, Washington, 1977, p.449.

⁴⁷ М.В. Бочаров и др., Радиоактивное загрязнение атмосферы и поверхности Земли, в сб. Физика ядерного взрыва, Москва, Министерство обороны Российской Федерации, Центральный физико-технический институт, 2000.

⁴⁸ The effect of nuclear weapons, S.Glasston and P.J.Dolan, Eds., Third edition, U.S. Government Printing Office, Washington, 1977, p.13.

⁴⁹ T. R. England and B. F. Rider, Evaluation and Compilation of Fission Product Yields, Los Alamos National Laboratory report LA-UR-94-3106, October, 1994.

⁵⁰ Физические величины, под редакцией И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова, Москва, Энергоатомиздат, 1991, стр. 1004.

Космические ядерные взрывы приводят и к другим последствиям (например, генерация электромагнитного импульса⁵¹, ионизация атмосферы и нарушение радиосвязи^{52,53}, образование радиационных поясов Земли^{54,55}), но мы не будем здесь рассматривать этих процессов, поскольку они не оказывают непосредственного влияния на человека.

В целом из вышеизложенного можно сделать вывод, что наиболее опасным для человека фактором высотных и космических ядерных взрывов является световое излучение, в то время как влияние остальных факторов не очень существенно.

⁵¹ В.М. Кондратьев и др., ЭМИ высотного ядерного взрыва, в сб. Физика ядерного взрыва, Москва, Министерство обороны Российской Федерации, Центральный физико-технический институт, 2000.

⁵² Е.Л. Ступицкий, Ионизация атмосферы при ядерном взрыве, в сб. Физика ядерного взрыва, Москва, Министерство обороны Российской Федерации, Центральный физико-технический институт, 2000.

⁵³ The effect of nuclear weapons, S.Glasston and P.J.Dolan, Eds., Third edition, U.S. Government Printing Office, Washington, 1977, p.13.

⁵⁴ Операция «Аргус», Москва, Госатомиздат, 1960.

⁵⁵ Операция «Морская звезда», Москва, Госатомиздат, 1964.