

АТМОСФЕРНЫЕ ОГРАНИЧЕНИЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ МИКРОВОЛНОВОГО ОРУЖИЯ С ЯДЕРНОЙ НАКАЧКОЙ

Дэн Л. Fenstermacher, Фрэнк фон Хиппель

В этой статье представлена простая модель, позволяющая оценить предельный интегральный поток микроволновой энергии, способный проходить через атмосферу. Мы показываем также, что этот предел попадает в область возможной защиты систем от воздействия электромагнитного импульса. Представленная модель расширяет и разъясняет результаты работы Айи и др.¹, давая явную зависимость времени развития атмосферного разряда от амплитуды электромагнитного поля микроволнового излучения и высоты над уровнем моря.

Дэн Л. Fenstermacher работает в организации технических оценок Конгресса США (Washington, DC 20510), а Фрэнк фон Хиппель является профессором центра исследований по энергетике и окружающей среде Принстонского университета (Princeton, NJ 08544).

ВВЕДЕНИЕ

Возможность разработки в США или СССР микроволнового оружия с накачкой ядерным взрывом, способного парализовать мобильные баллистические ракеты или центры управления, сохраняющаяся в условиях продолжения ядерных испытаний, усложняет аргументацию в пользу договоров о полном запрещении ядерных испытаний (или ограничения их мощности очень малым порогом).²⁻⁴ В этой статье рассматривается физический эффект, ограничивающий возможности такого оружия - быстрый (субнаносекундный) диэлектрический пробой воздуха в сильном электрическом поле мощного электромагнитного импульса.

Этот предел интегрального потока энергии электромагнитного импульса, наряду с трудностями генерации и фокусировки таких импульсов, приводит нас к выводу о том, что микроволновое оружие с ядерной накачкой, так же, как и другие виды "противосилового" оружия, не способно изменить существенным образом существующие советско-американские отношения, при которых обе стороны остаются ядерными заложниками друг у друга. Поэтому ни желание "бескровного" уничтожения оружия противника, ни опасение возможного "разрыва" в разработке микроволнового оружия, не могут использоваться как аргументы в пользу замедления процесса достижения запрещения ядерных испытаний.⁵

АТМОСФЕРНОЕ ЭКРАНИРОВАНИЕ МОЩНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

Рассматриваемый физический эффект заключается в том, что очень мощный им-

пульс электромагнитного излучения в атмосфере будет "обрезан" за время, необходимое для превращения воздуха на переднем фронте распространяющегося импульса в плотную плазму. Фактически, плазма, образуемая на переднем фронте импульса, превратится в проводник, который заблокирует дальнейшее распространение импульса (если плазма будет достаточно толстой). Необходимая толщина плазмы определяется локальной толщиной "скин-слоя" δ , или характерным размером экспоненциального затухания электромагнитного поля в такой плазме. Поскольку толщина "скин-слоя" обратно пропорциональна концентрации электронов, то развитие разряда сопровождается резким уменьшением этого параметра. Когда плазма становится достаточно плотной, так что локальная толщина "скин-слоя" δ становится меньше толщины слоя плазмы, то распространение оставшейся части импульса будет заблокировано (см. рис. 1). Поскольку нарастание плотности ионизированного газа зависит от времени экспоненциально, время обрезания импульса t_{co} будет определяться возрастанием локальной плотности плазмы на расстоянии ct_{co} от переднего фронта микроволнового импульса до величины, при которой толщина "скин-слоя" станет равной длине прошедшей части импульса:⁶

$$\delta(z = -ct_{co}) = ct_{co} \quad (1)$$

Здесь величина c равна скорости света в вакууме ($3 \cdot 10^8$ м/с), а расстояние z измеряется в обратную сторону от переднего фронта импульса.

В Приложении А мы используем прос-

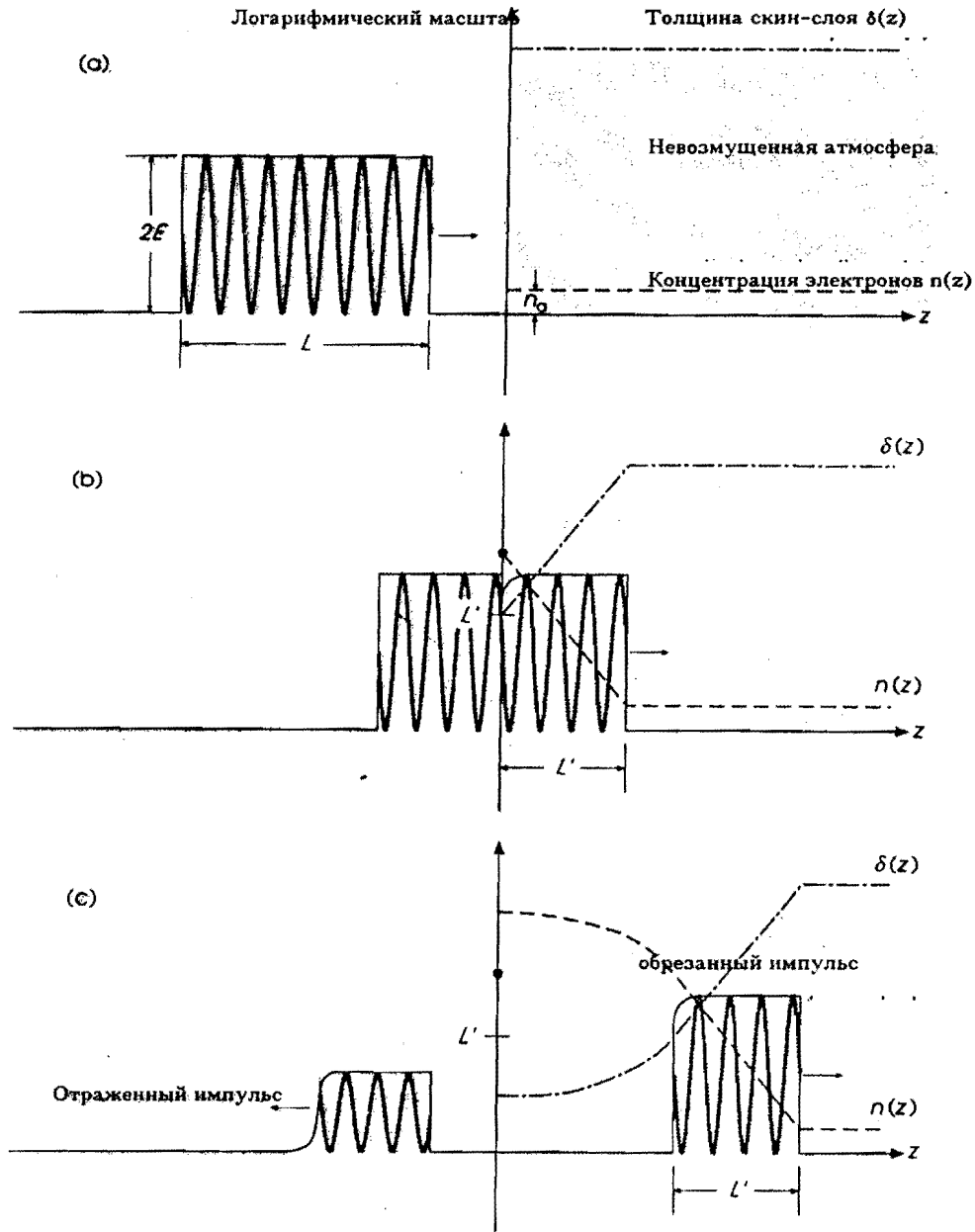


Рисунок 1

Схема механизма образования плазмы и обрезания идеализированного электромагнитного импульса при его перемещении в область слабоионизированной атмосферы (масштаб для глубины скин-слоя и электронной концентрации логарифмический).

А. Импульс длиной L с напряженностью электрического поля E приближается к области слабоионизированного воздуха с исходной электронной концентрацией n_0 .

Б. В результате диэлектрического пробоя в сильном электрическом поле за фронтом импульса образуется плазма с электронной концентрацией n и толщина скин-слоя уменьшается.

В. Передняя часть импульса распространяется, в то время как задняя часть импульса поглощается и частично отражается. Обрезание происходит практически мгновенно после того, как локальная глубина скин-слоя (на расстоянии $L' = ct_{co}$ за передним фронтом импульса) становится равной длине обрезанного импульса L' , прошедшей в среду до того, как поднимется электронная концентрация.

тую модель, основанную на уравнении (1), для расчета зависимости времени обрезания от напряженности электрического поля в импульсе и высоты над уровнем моря в тех случаях, когда частота микроволнового импульса будет заметно меньше частоты столкновений, вызывающих ионизацию. В тех режимах, при которых применение модели оправдано, ее результаты удовлетворительно согласуются с многочисленными экспериментами и более подробными численными расчетами Айи и др.¹, в которой не использовалось низкочастотное приближение.

Мы обнаружили, что при напряженности поля $E = 1$ МВ/м разряд начинается на высотах около 50 км, причем результирующая длительность импульса не превышает 1 - 2 нс (см. рис. 2). Используя выражение для потока электромагнитной энергии, или интенсивности I :

$$I = \frac{E^2}{2\eta} \quad (2)$$

(где коэффициент η равен 377, если напряженность поля E измеряется в В/м, а интенсивность I - в Вт/м²), можно получить, что предельный поток микроволновой энер-

гии будет равен 10^9 Вт/м², а интегральный поток составит от 1 до 2 Дж/м².⁷ Теоретически, более сильные импульсы будут способны перенести большее количество энергии, но это может произойти только тогда, когда время нарастания напряженности электрического поля на переднем фронте импульса будет значительно меньше одной наносекунды. Получить такие короткие импульсы при взрыве ядерного устройства будет исключительно трудно, потому что характерные времена выхода излучения и гидродинамических процессов будут составлять 10 наносекунд или даже больше. Более того, поскольку сильные импульсы обрезаются быстрее (величина t_{co} на высоте максимального обрезания будет обратно пропорциональна напряженности электрического поля), максимальный интегральный поток энергии через атмосферу будет пропорционален первой степени напряженности электрического поля, а не ее квадрату. Поэтому вне зависимости от мощности микроволнового генератора или от направленности его пучка, энергия импульса, распространяющегося в нижней атмосфере, будет довольно ограниченной.

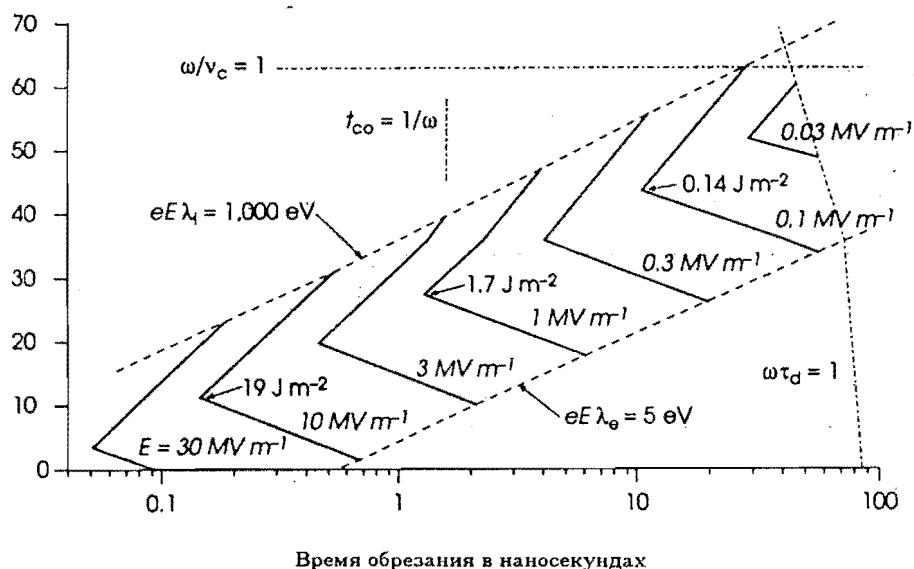


Рисунок 2

Зависимость времени обрезания t_{co} от высоты при различных напряженностях электрического поля E . Интегральные потоки энергии в импульсе приведены вблизи вершин соответствующих кривых. Границы применимости рассматриваемой модели показаны для частоты импульса, равной 0,1 гигагерца. Для частоты в 3 гигагерца границы применимости смещаются примерно на толщину линии, но в этом случае низкочастотное будет справедливо только при временах обрезания или при электрических полях более 1 МВ/м. Более подробно границы применимости объясняются в тексте статьи.

ПОРОГИ ПОВРЕЖДЕНИЯ ПРИ
ВОЗДЕЙСТВИИ ИМПУЛЬСА
МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Как известно, стойкость электронных компонент к воздействию электромагнитного импульса на много порядков величины меньше, чем у электрических машин или обычных конструкционных материалов. Как правило, электронные компоненты повреждаются воздействием субмикросекундных импульсов микроволнового излучения с поглощаемой энергией от 10^{-6} Дж (чувствительные микроволновые диоды) до 10^{-3} Дж (силовые транзисторы и выпрямляющие диоды).^{8,9} Стойкость микросхем компьютеров примерно соответствует середине указанного интервала (см. табл. 1).¹⁰

Для микроволнового импульса с характерной длиной волны λ_p эффективное сечение поглощения излучения компонентом по порядку величины будет равно $\lambda_p^2/4\pi$

(см. работы ^{11,12}). Для наносекундных импульсов характерная длина волны λ_p будет меньше 0,3 метра, а эффективное сечение поглощения $\lambda_p^2/4\pi$ будет меньше 0,01 квадратных метров. При отсутствии защиты компонента проходящий через атмосферу импульс с интегральным потоком энергии в 1 Дж/м² приведет к поглощению в компоненте энергии в 10^{-2} Дж или меньше. Поэтому субнаносекундный импульс с интегральным потоком в 1 Дж/м² (что на два-три порядка величины превышает интегральный поток обычного электромагнитного импульса высотных ядерных взрывов большой мощности¹³) может представлять значительную опасность для входных устройств антенн и для некоторых типов незащищенных электронных устройств.¹⁴

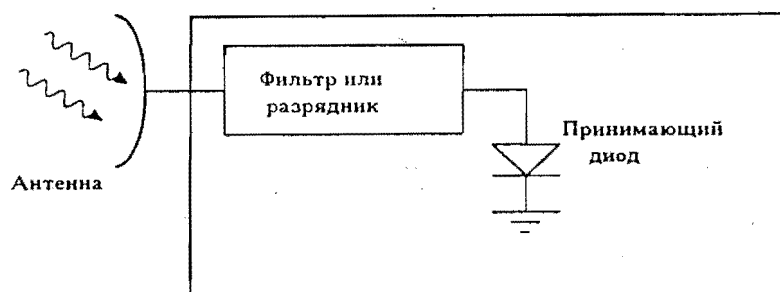
При окружении электронных устройств металлическим кожухом, в котором размеры и количество отверстий сведено до минимума, стойкость по отношению к воздействию

Таблица 1
Пороги повреждения электронных устройств¹

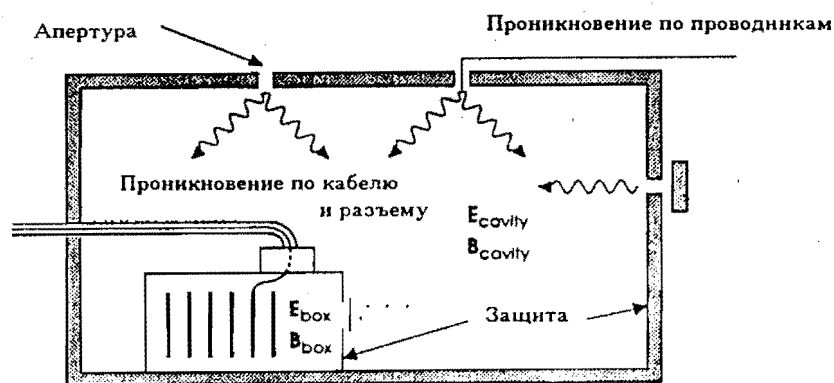
	E.J. Lerner ²	Ricketts ³	Antinone ⁴
килоджоули			
Моторы и трансформаторы	10 - 4000	-	-
миллиджоули			
Электровакuumные лампы	1 - 10000	-	-
Реле	2 - 1000	2 - 100	-
Резисторы	1 - 1000	около 10	-
Выпрямительные диоды	0,5 - 300	0,5 - 1	0,3 - 100
Силовые транзисторы	0,1 - 100	около 1	0,1 - 10
Маломощные транзисторы	0,003 - 10	0,02 - 1	0,003 - 1
микроджоули			
Переключающие диоды	-	70 - 100	-
Интегральные схемы	0,1 - 1000	около 10	3 - 1000 ⁵
Микроволновые диоды	0,1 - 100	0,7 - 12	0,2 - 20
<p>1. В двух последних столбцах приводятся значения порогов поражения для импульсов длиной в 1 микросекунду, которые ненамного превышают пороги для более коротких импульсов.</p> <p>2. Eric J. Lerner, "Electromagnetic Pulses: Potential Crippler", IEEE Spectrum, May 1981, p. 43.</p> <p>3. L.W. Ricketts, J.E. Bridges, J. Miletta, "EMP Radiation and Protective Techniques", New York, Wiley, 1976, pp. 28-29, 76.</p> <p>4. R.J. Antinone, "How to Prevent Circuit Zapping", IEEE Spectrum, April 1987, p. 38.</p> <p>5. Предполагается, что пороги поражения микросхем ТТЛ составляют от 3 до 100 мкДж, микросхем К-МОП - от 10 до 1000 мкДж, и линейных интегральных схем - от 30 до 1000 мкДж.</p>			

электромагнитного импульса может быть существенно увеличена (в зависимости от особенностей геометрии, ориентации компонентов и поляризации электромагнитной волны, см. рис. 3). На практике нетрудно обеспечить факторы защиты, достигающие 10^3 или даже 10^5 (см. ссылки^{15,16}). Защита от электромагнитных импульсов хорошо изучена, и многие технические решения, применявшиеся для защиты от грозовых разрядов или от электромагнитных импульсов от высотных ядерных взрывов, могут быть применены и для защиты от импульсов микроволнового генератора с накачкой ядерным взрывом, несмотря на то, что при ее реализации могут потребоваться более закрытые кожухи или более быстрые активные

элементы защиты. Могут быть достаточно эффективно защищены и входные каскады радиоприемных устройств, в которых для этой цели должны использоваться комбинации из быстрых полупроводниковых диодов, способных отключаться за времена, меньшие одной наносекунды, и линий задержки, отключающих нежелательные импульсы.¹⁷ Поэтому вполне вероятно, что электронные устройства мобильных ракет, самолетов и пунктов управления можно защитить от импульсов микроволновых генераторов с ядерной накачкой. Очевидно, что в этом случае атакующая сторона не сможет быть в достаточной степени уверена в том, что ей удастся вывести из строя системы оружия при тех уровнях интегрального по-



Проникновение со стороны входа



Проникновение со стороны выхода

Рисунок 3

Схема, иллюстрирующая механизмы проникновения электромагнитного импульса в электронные устройства со стороны входа и выхода. Проникновение импульса со стороны входа обусловлены взаимодействием импульса с элементами входных устройств ("антенн"). В этом случае защита обеспечивается фильтром или схемой отключения на линии задержки. Проникновение со стороны выхода обусловлено просачиванием импульса через защитный кожух устройства (см. работу, стр. 105).

тока излучения, которые смогут пройти через атмосферу.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛЬНЫХ РАСЧЕТОВ

На рис. 2 показана зависимость рассчитанных в Приложении А времен обрезания электромагнитных импульсов в зависимости от высоты и электрического поля. Из этого рисунка следует, что если не очень длительный электромагнитный импульс приходит из космоса, то разряд сначала возникнет несколько выше и правее точки начала ломаной кривой, соответствующей величине электромагнитного поля импульса.¹⁸ Впоследствии импульс будет укорачиваться в соответствии с представленной кривой до тех пор, пока не будет достигнута высота, соответствующая излому кривой.¹⁹ Ниже этой высоты дальнейшее сокращение импульса происходить практически не будет.

В областях, расположенных выше или ниже отмеченных границ применимости кривые для t_{co} будут изгибаться в правую сторону, и времена обрезания станут больше, чем предсказывается простыми приближениями, соответствующими ломаной кривой на рис. 2. Значительно ниже нижней границы применимости обрезание импульса перестанет происходить вообще, потому что электроны будут испытывать такое большое количество упругих и неупругих столкновений, что не смогут достичь энергий, необходимых для ионизации; при этом кривые станут горизонтальными.²⁰

Как видно из рис. 2, электромагнитный импульс с потоком в 10^{13} Вт/м² вблизи земной поверхности будет обрезаться за 0,02 наносекунды, что ограничивает интегральный поток величиной в 200 Дж/м² в сантиметровом диапазоне длин волн. Тем не менее, это значение потока может быть достигнуто только в том случае, если исходное время нарастания электромагнитного импульса не превышает 0,02 наносекунды, что слишком мало для устройства с накачкой ядерным взрывом. Поэтому более вероятно, что импульс будет обрезан при меньших значениях электрического поля и переданный интегральный поток также будет значительно меньшим.

На рис. 4 приводятся результаты сравнения предсказаний нашей модели атмосферного пробоя с результатами экспериментов, которые располагаются вблизи универсальной кривой в переменных E/p и rt_{co} , где p - атмосферное давление. Согласие можно считать хорошим в широком интервале напряженностей электрического поля и давления. Более того, мы видим, что наша модель в целом хорошо описывает резуль-

таты экспериментов даже за пределами применимости низкочастотного приближения или приближения достаточной энергии ($eE\lambda_e \geq 5$ эВ).²¹

ВЫВОДЫ

Предсказания нашей модели могут быть использованы для определения предельных потенциальных потоков, создаваемых микроволновыми генераторами при взрывах внутри и за пределами атмосферы.

Взрыв микроволнового генератора в атмосфере. Даже если импульс электромагнитного излучения с интегральным потоком 200 Дж/м² будет достаточно коротким, чтобы выдержать атмосферный разряд на расстоянии в 10 метров от взрыва (несмотря на то, что нам неизвестен такой механизм, который позволил бы создать столь короткий импульс с таким большим потоком), обратное квадрату расстояния геометрическое уменьшение потока энергии приведет к тому, что на расстоянии в 1 километр от точки взрыва интегральный поток уменьшится до 0,02 Дж/м² (на таком расстоянии все другие эффекты ядерного взрыва еще сохраняют свою летальность), а на расстоянии в 10 километров - до 0,0002 Дж/м². Поэтому микроволновые генераторы с накачкой ядерным взрывом, имеющие потенциальное военное значение, могут располагаться только за пределами атмосферы таким образом, чтобы распространяющийся электромагнитный импульс перед входом в атмосферу был распределен по большой площади.

Направленное микроволновое оружие, размещенное за пределами атмосферы. Электромагнитное оружие с накачкой ядерным взрывом за пределами атмосферы может создать направленный микроволновый импульс, направляя пучок нейтронов или гамма-лучей в атмосферу при помощи направленного ядерного заряда. Этот импульс может создаваться на высотах от 20 до 40 километров и распространяться до земной поверхности²², или генерироваться и фокусироваться в самом ядерном устройстве.²³⁻²⁶

Если предположить, что угловая расходимость пучка будет равна 0,1 радиана, а эффективность составит от 10^{-3} до 10^{-5} , то устройство мощностью в 1 килотонну, взорванное на высоте в 200 километров, сможет осветить на земной поверхности пятно диаметром в 20 километров со средним интегральным потоком в 0,1 - 10 Дж/м² при отсутствии атмосферного пробоя или поглощения.²⁷ Можно предположить, что при более эффективной конструкции, более вы-

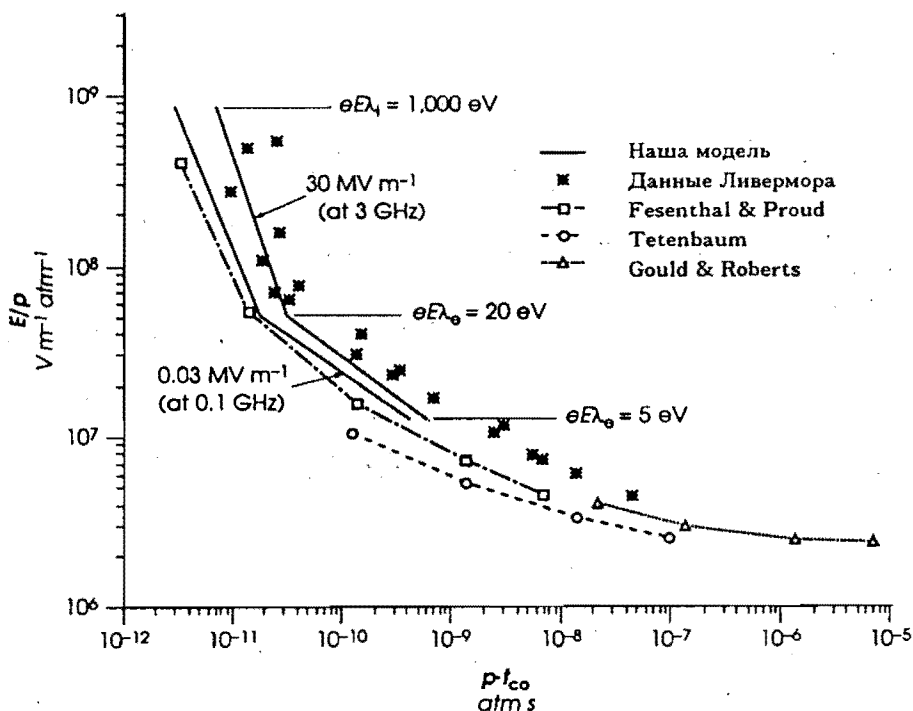


Рисунок 4

Универсальная зависимость отношения напряженности электрического поля к давлению от произведения давления на время обрезания в нашей модели вместе с результатами экспериментальных исследований. Указанные значения энергии электронов (5, 20 и 1000 эВ) на точках кривых соответствуют трем кривым постоянного электрического поля на рис. 2. Энергии в 5 и 1000 эВ соответствуют энергиям электронов, достигаемым на длине свободного пробега на минимальной и на максимальной высотах, на которых справедлива используемая модель, а энергия в 20 эВ соответствует энергии, приобретаемой на одной длине свободного пробега в области вершин кривых на рис. 2. В области энергий менее 5 эВ времена обрезания больше, чем это следует из экстраполяции прямых участков нашей модели. Различие между нижней (0,03 Мв/м и 0,1 ГГц) и верхней (30 Мв/м и 3 ГГц) кривыми в основном обусловлено сильным изменением фоновой электронной концентрации на соответствующих области применения высотах и, в меньшей степени, различием в частоте. Результаты экспериментов взяты из работ P. Fesenthal, J.M. Proud, Phys. Rev., v. 139, p. A1976 (1965); S.F. Tetenbaum, A.D. MacDonald, H.W. Bandel, J. Appl. Phys., v. 42, p. 5861 (1971); L. Gould, L.W. Roberts, "Breakdown of Air at Microwave Frequencies", J. Appl. Phys., v. 28, p. 1167 (1956). Данные Ливерморской лаборатории приведены в работе¹, стр. 1243 (рис. 9). Все эксперименты проводились на частоте в 2,8 ГГц.

сокой мощности взрыва, или при взрыве на меньшей высоте, вблизи поверхности Земли можно будет создать импульсы с большим интегральным потоком. Тем не менее, согласно нашей модели, если энергия импульса не будет сосредоточена в очень коротком временном интервале, значительно меньшем 1 наносекунды (что практически невозможно из-за того, что времена радиационного пе-

реноса и гидродинамического расширения при ядерных и термоядерных взрывных процессах происходят за времена порядка 10 наносекунд), то атмосферный пробой, развивающийся за времена около 1 наносекунды при электрических полях в 1 - 3 МВ/м, ограничит интегральный поток распространяющегося в атмосфере электромагнитного импульса величиной, значите-

льно меньшей 10 Дж/м^2 . Если время нарастания составит несколько наносекунд, то интегральный поток прошедшего через атмосферу импульса будет меньше 1 Дж/м^2 (см. рис. 2). Следовательно, величину в $1 - 10 \text{ Дж/м}^2$ можно считать приблизительным верхним пределом интегрального потока электромагнитного импульса от любого ядерного устройства, независимо от высоты взрыва, эффективности устройства, мощности взрыва, частоты или направленности.²⁸

Поскольку такие значения интегральных потоков потребуют мер предосторожности и дополнительных затрат на защиту по сравнению с мерами защиты от обычных эффектов электромагнитного импульса от ядерных взрывов и импульсов иного происхождения,^{29,30} ядерные устройства для электромагнитного оружия могут представлять определенный интерес для лиц, занимающихся стратегическим планированием, или разработкой ядерного оружия, и внести свой вклад в продолжение гонки ядерных вооружений. Тем не менее, их применение будет представлять такую же угрозу для эскалации крупномасштабной ядерной войны, как и применение любого другого ядерного оружия, не приводя в то же время к решающему успеху. Для всех практических целей такое оружие не следует рассматривать как более удобное, или более опасное, чем другие виды ядерных вооружений.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы хотят выразить благодарность корпорации Карнеги, фонду Джона Д. и Катрин Т. МакАртуров и фонду братьев Рокфеллер за финансовую поддержку.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

МЕХАНИЗМ АТМОСФЕРНОГО РАЗРЯДА

Здесь мы рассмотрим атмосферного диэлектрического пробоя электромагнитными импульсами, частота микроволнового излучения которых мала по сравнению с частотой столкновений электронов. Эта низкочастотная модель удовлетворительно перекрывает интервал физических параметров, представляющий для нас основной интерес.

В атмосфере всегда находятся свободные электроны, возникающие под действием космических лучей, естественной радиоактивности и, на больших высотах, под действием ультрафиолетового излучения. В нижней области ионосферы плотность электронов n_a очень быстро возрастает:^{31,32}

$$n_a = 100 \text{ м}^{-3} \text{ на высотах ниже } 36 \text{ км} \quad (\text{A-1})$$

$$n_a = 10^6 (h/60 \text{ км})^{18} \text{ м}^{-3} \text{ на высотах от } 36 \text{ до } 100 \text{ км}$$

Если электрическое поле микроволнового импульса способно ускорить имеющиеся в атмосфере "затравочные" электроны до энергии U_i , достаточной для ионизации молекул (среднее значение этой энергии для молекул воздуха приблизительно равно 10 эВ^{33}), то при столкновениях будут образовываться новые электроны. Если энергия сталкивающихся электронов будет достаточно высока (около 40 эВ), то вероятность столкновений с ионизацией превысит вероятность упругих столкновений. В этом случае исходные и вторичные электроны будут быстро порождать новые электроны, что приведет к экспоненциально нарастающему разряду с образованием проводящей плазмы свободных электронов.

Экспоненциальный разряд можно характеризовать временем удвоения электронной концентрации τ_d :

$$n = n_0 2^{t/\tau_d} \quad (\text{A-2})$$

Время удвоения зависит от напряженности ускоряющего электрического поля и средней длины свободного пробега электронов между столкновениями с молекулами воздуха.

Ускорение электронов. Средняя длина свободного пробега определяется выражением:

$$\lambda = \frac{1}{N\sigma} \quad (\text{A-3})$$

где σ - зависящее от энергии полное сечение взаимодействия электронов с молекулами (усредненное по составу воздуха), и N - концентрация молекул воздуха. Концентрация молекул уменьшается с высотой h экспоненциально и в интервале высот ниже 100 км может быть аппроксимирована выражением³⁴:

$$N = 2,7 \cdot 10^{25} \exp\left(-\frac{h}{7 \text{ км}}\right) \text{ м}^{-3} \quad (\text{A-4})$$

В области энергий электронов U до 10 эВ преобладают упругие столкновения (не сопровождающиеся ионизацией), сечение которых приблизительно равно³⁵:

$$\sigma_e \approx 10^{-19} \text{ м}^2 (U < 10 \text{ эВ}) \quad (\text{A-5})$$

Можно считать, что столкновения с ионизацией, доминирующие в области энергий более 40 эВ^{36} , в интервале энергий от 40

до 1000 эВ характеризуются постоянным сечением³⁷:

$$\sigma_i = 0,3 \cdot 10^{-19} \text{ м}^2 (40 \text{ эВ} < U < 1000 \text{ эВ}) \quad (\text{A-6})$$

Выражения для длин свободного пробега по отношению к упругим столкновениям и к ионизации можно записать следующим образом:

$$\lambda_e = 0,4 \cdot 10^{-6} \exp\left(\frac{h}{7kM}\right) \text{ м} \quad (\text{A-7a})$$

$$(U < 10 \text{ эВ})$$

$$\lambda_i = 1,2 \cdot 10^{-6} \exp\left(\frac{h}{7kM}\right) \text{ м} \quad (\text{A-7b})$$

$$(40 < U < 1000 \text{ эВ})$$

Если напряженность электрического поля E достаточно велика для того, чтобы электрон на средней длине свободного пробега мог ускориться по крайней мере до 20 эВ, или

$$E\lambda_e \geq 20 \text{ В}$$

или (A-8)

$$E \geq 50 \exp\left(-\frac{h}{7kM}\right) \text{ МВ/м}$$

то столкновения в лавинном разряде будут в основном ионизирующими, а не упругими.³⁸ Если время между столкновениями мало по сравнению с частотой микроволнового излучения (т.е. $\omega\tau_d < 1$, что соответствует низкочастотному приближению), то время удвоения электронной концентрации в приближении сильного поля $\tau_d^{(0)}$ (когда упругими столкновениями электронов можно пренебречь) будет приближенно равно времени ускорения электрона из состояния покоя на средней длине пробега по отношению к ионизации λ_i :³⁹

$$\tau_d^{(0)} = \sqrt{\frac{2m_e\lambda_i}{eE}}$$

или (A-9)

$$\tau_d^{(0)} = \frac{3,7 \cdot 10^{-9}}{\sqrt{E}} \exp\left(\frac{h}{14kM}\right) \text{ сек}$$

$$(E\lambda_e > 20 \text{ В})$$

(это следует из уравнения (A-7b); напряженность электрического поля E выражена в В/м).⁴⁰ В очень сильных полях ($E\lambda_i > 1000 \text{ В}$) сечение ионизации заметно уменьшается и

времена ускорения станут больше тех, которые получаются из уравнения (A-9), которое применимо лишь в случае $E\lambda_i > 1000 \text{ В}$.

В области слабых полей ($E\lambda_e < 20 \text{ эВ}$) время удвоения электронной концентрации станет больше не только из-за того, что электроны будут ускоряться медленнее, но и из-за того, что упругие столкновения будут прерывать процесс ускорения и вносить случайные изменения скорости электронов. В постоянном электрическом поле E среднее время, за которое электрон из состояния покоя в результате случайного блуждания в пространстве скоростей приобретет энергию U, будет равно:

$$\tau_U^{cl} = \sqrt{\frac{2m_e\lambda_e}{eE}} \left(\frac{4}{3} \left[\frac{U}{eE\lambda_e} \right]^{3/2} - \frac{1}{3} \right) \quad (\text{A-10})$$

$$(U > eE\lambda_e)$$

где λ_e - средняя длина пробега по отношению к упругим столкновениям.⁴¹ Если мы положим $\tau_U^{cl} = \tau_d^{(0)}$ (из уравнения A-9) при переходном значении напряженности поля $E = 20/\lambda_e$, для того, чтобы получить непрерывный переход времени удвоения от случайного столкновительного режима слабого поля к ионизационному режиму сильных полей, мы можем получить, что энергия $U = 26,8 \text{ эВ}$ является разумным значением для использования в уравнении A-10.⁴²

Если электрическое поле является настолько слабым, что перед переходом электрона через область энергии в 9 - 11 эВ, в которой высока вероятность потери энергии при внутреннем резонансном возбуждении или диссоциации двухатомных молекул азота или кислорода^{43,44}, произойдут два или три столкновения, то тогда большая часть электронов не сможет достичь энергий, достаточных для ионизации, поскольку энергия будет теряться в неупругих столкновениях.⁴⁵ Тогда из уравнения (A-10) можно получить выражение для числа столкновений, испытанных электроном перед достижением окончательной энергии:⁴⁶

$$n_{o1} = 2 \left(\frac{U}{eE\lambda_e} \right)^2 - 1 \quad (\text{A-11})$$

Используя уравнение (A-11), можно получить, что электрон испытает три столкновения до достижения энергии в 9 - 11 эВ, если $E\lambda_e = 5 \text{ эВ}$. Поэтому мы принимаем условие $E\lambda_e = 5 \text{ эВ}$ в качестве нижнего предела применимости нашей модели.

Таким образом, мы можем привести окончательную сводку выражений для вре-

мен удвоения электронной концентрации, полученных из уравнений (А-9) и (А-10).

В области напряженностей электрического поля (в вольтах на метр) $20 < E/\lambda_e < 1000$ ионизация происходит при первом столкновении (после того, как электрон проходит расстояние λ_i) время удвоения равно:

$$\tau_d = \tau^{(0)}_d = \frac{3,7 \cdot 10^{-9}}{\sqrt{E}} \exp\left(-\frac{h}{14KM}\right) \text{сек} \quad (\text{А-12а})$$

В области напряженностей электрического поля (в вольтах на метр) $5 < E/\lambda_e < 20$ ионизация происходит после нескольких столкновений (от 56 до 2,6) время удвоения равно:⁴⁷

$$\tau_d = \tau^{(сх)}_d = \frac{1,56 \cdot 10^3}{E^2} \exp\left(-\frac{h}{7KM}\right) - \frac{1}{3} \sqrt{\frac{2m_e \lambda_e}{eE}} \text{сек}$$

Вершины ломаных кривых на рис. 2 и 4 соответствуют энергиям электронов $eE\lambda_e = 20$ эВ, при которых происходит переход от модели, описываемой уравнением (А-12а), к модели, описываемой уравнением (А-12б).

Число каскадов удвоения электронной концентрации. В этом разделе мы рассчитаем число каскадов удвоения электронной концентрации, необходимое для требуемого повышения плазменной частоты и связанного с ним уменьшения глубины скин-слоя до глубины обрезания, определяемой уравнением (1).

При заданной электронной концентрации n плазменная частота определяется из выражения:⁴⁸

$$\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{\epsilon_0 m_e}} = 56,4 \sqrt{n} \quad (\text{А-13})$$

(здесь частота выражается в герцах, а концентрация в м^{-3}). Как показано в Приложении Б, когда плазма становится достаточно плотной для того, чтобы выполнялось условие

$$\omega_p^2 \geq \omega v_c \quad (\text{А-14})$$

где v_c - частота столкновений, то локальная глубина скин-слоя δ связана с плазменной частотой ω_p простым соотношением

$$\delta = \frac{c}{\omega_p} \sqrt{\frac{2v_c}{\omega}} \quad (\text{А-15})$$

где ω - характерная частота микроволнового импульса, c - скорость света и v_c - усредненная частота столкновений электронов с

молекулами воздуха⁴⁹ в интересующем нас интервале энергий, аппроксимируемая соотношением⁵⁰

$$v_c = Nv(\sigma_a + \sigma_i) = 5 \cdot 10^{12} \exp\left(-\frac{h}{7KM}\right) c^{-1} \quad (\text{А-16})$$

$$(1 \text{ эВ} < U < 1000 \text{ эВ})$$

Если мы потребуем в соответствии с уравнением (1), чтобы для обрезания импульса выполнялось условие $\delta \leq ct_\omega$ и подставим величину δ из уравнения (А-15), то мы сможем переписать условие обрезания в зависимости от плазменной частоты:

$$\omega_p^2 \geq \frac{2v_c}{\omega t_\omega^2} \quad (\text{А-17})$$

Когда, в соответствии с принципом неопределенности Гейзенберга, $\omega < 1/t_\omega$ в импульсе, проходящем через ионизованную среду, будут доминировать высокие частоты, и мы можем считать, что характерная частота излучения импульса будет равна $\omega = 1/t_\omega$. Это приближение будет консервативным при $\omega > 1/t_\omega$ (оно будет завышать плазменную частоту, и, соответственно, время обрезания) и поэтому мы можем использовать его в уравнении (А-17). В этом случае уравнение (А-17) принимает вид (при выполнении условия $\omega_p^2 > \omega v_c$):

$$\omega_p^2 \geq \frac{2v_c}{t_\omega} \quad (\text{А-18})$$

Для того, чтобы получить выражение для самого времени обрезания, мы должны выразить экспоненциально увеличивающуюся плазменную частоту ω_p как функцию от времени t и решить уравнение (А-18) при $t = t_\omega$. Используя уравнение (А-13) для ω_p и уравнение (А-2) для n , мы получим

$$\omega_{p2} = 56,4^2 n_0 2^{t/\tau_d} \quad (\text{А-19})$$

Подставляя это выражение в уравнение (А-18), мы получаем

$$t_{\omega\omega} = \frac{\tau_d}{\ln(2)} \ln\left(\frac{\max\left[\frac{2v_c}{t_{\omega\omega}}; \omega v_c\right]}{56,4^2 n_0}\right) \quad (\text{А-20})$$

где функция \max использована для удобства, отражая два варианта используемых при выводе уравнения (А-18) моделей. В полученное уравнение можно подставить выражения (А-12а) или (А-12б) для определения зависимости τ_d от E и h , выражение (А-16) для частоты столкновений v_c и вы-

ражение (А-1) для зависимости концентрации электронов от высоты $n_a(h)$, и решить уравнение (А-20) для определения зависимости t_{co} от E и h .⁵¹

Зависимость от частоты микроволнового излучения. Уравнение (А-20) получено в низкочастотном приближении $\omega\tau_d < 1$ для электрических полей, удовлетворяющих условиям выражений (А-12а) и (А-12б). Если напряженности электрического поля выходят за эти пределы (иначе говоря, если $E\lambda_e < 5$ В или $E\lambda_i > 1000$ В), то возникновение разряда затрудняется из-за неионизирующих неупругих столкновений при слабых полях или из-за уменьшения сечения ионизации при сильных полях, и величина t_{co} становится значительно большей, чем это следует из уравнения (А-20). При очень слабых полях ($E\lambda_e < 5$ В) величина t_{co} возрастает очень сильно и процесс разряда фактически останавливается.

Величины t_{co} , полученные из уравнения (А-20), и границы применимости модели показаны на рис. 2 в зависимости от высоты и электрического поля импульса для частоты микроволнового излучения в 0,1 ГГц. На частоте в 3 ГГц граница низкочастотного приближения ($\omega\tau_d < 1$) сместится влево примерно в 30 раз вдоль оси t_{co} , а граница $\omega/v_c < 1$ сместится вниз примерно на $7 \cdot \ln(30) \approx 24$ километра. Расчетные значения времен обреза, однако, изменятся очень мало (не более, чем на толщину линии на графике) по сравнению с теми, которые были рассчитаны для частоты в 0,1 ГГц. Это связано с тем, что при выполнении низкочастотного приближения зависимость результатов от частоты невелика, что обусловлено логарифмической функцией в уравнении (А-20). Поэтому кривые на рис. 2 в области времен t_{co} менее трех наносекунд ($E \geq 1$ МВ/м) справедливы и для частот микроволнового излучения около 3 ГГц.

ПРИЛОЖЕНИЕ Б

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТОЛЩИНЫ "СКИН-СЛОЯ" ДЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Для того, чтобы понять особенности распространения интенсивного микроволнового импульса в ионизованном газе (плазме) мы будем использовать одножидкостную гидродинамическую модель вместе с уравнениями Максвелла для описания распространения плоской волны вдоль оси z :

$$\nabla_z \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (B-1)$$

$$\nabla_z \times \vec{B} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu_0 \vec{J} \quad (B-2)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla_z \cdot (n\vec{u}) = \nu_i n \quad (B-3)$$

$$\frac{\partial (n\vec{u})}{\partial t} = -n\nu_c \vec{u} - \frac{en}{m_e} (\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}) \quad (B-4)$$

где $-e$ - заряд электрона, m_e - масса электрона и n - концентрация электронов, \vec{u} - скорость электронной жидкости, $\mu_0 = 1/(\epsilon_0 c^2) = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гс/м в единицах МКСА, $\vec{J} = -en\vec{u}$ - плотность тока, $\nabla_z = z \partial/\partial z$, ν_i - частота ионизирующих столкновений электронов (с учетом концентрации молекул) и ν_c - частота переноса импульса в столкновениях, усредненная по интересующему нас интервалу энергий электронов.⁵² Можно считать, что частоты достаточно велики для того, чтобы считать ионную компоненту плазмы простым нейтрализующим электронный заряд фоном (но, тем не менее, малы по сравнению с частотами электронных столкновений). Энергетическое уравнение (которое должно включать член $\vec{u} \cdot \vec{E}$ и член, описывающий неупругие столкновения электронов и перенос энергии, связанный со скоростью ионизирующих столкновений ν_i) из системы исключено, потому что оно развязано с поперечными волнами в используемом ниже линейном приближении.⁵³ Без потери общности мы можем предположить также, что электрическое и магнитное поля поперечных волн соответственно поляризованы в x и y -направлениях.

Линеаризуем уравнения (B-1) - (B-4), пренебрегая произведениями членов первого порядка E_x, E_z, B_y, u_x, u_y и n , и принимая электронную концентрацию нулевого порядка в уравнении (B-3) равной⁵⁴

$$n_0(t) = n_a \exp(\nu_i t) \quad (B-5)$$

где n_a - исходная концентрация электронов в атмосфере. Предполагая, что плоские волны с частотой ω распространяются в направлении оси z , мы будем считать, что пространственно-временные изменения представлены экспоненциальным множителем $\exp(i(kz - \omega t))$, где i - это квадратный корень из -1 . После этого уравнения (B-1) - (B-4) примут следующий вид:

$$\begin{aligned}
 ikE_x &= i\omega B_y \\
 -ikB_y &= -e\mu_0 n_0 u_x - (i\omega/c^2)E_x \\
 0 &= -e\mu_0 n_0 u_z - (i\omega/c^2)E_z \\
 -i\omega n + ikn_0 u_z &= v_i n \\
 -i\omega n_0 u_x &= (-en_0/m)E_x - n_0 v_c u_x \\
 -i\omega n_0 u_z &= (-en_0/m)E_z - n_0 v_c u_z
 \end{aligned}$$

в которых компоненты B_y , E_x и u_x (в первом, втором и пятом из шести уравнений) разделяются с остальными, и позволяют определить дисперсионное соотношение $k(\omega)$ для поперечных (электромагнитных) волн. Оно может быть записано в виде комплексной диэлектрической постоянной $\epsilon(\omega)$ следующим образом:

$$\epsilon(\omega) = \left(\frac{k(\omega)c}{\omega} \right)^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\nu_c \omega} \quad (B-6)$$

Мнимая часть волнового числа k включает в себя потерю энергии из-за столкновений электронов с молекулами воздуха, которая заставляет электромагнитную волну экспоненциально затухать с характерным размером, называемым толщиной "скин-слоя" δ :

$$\delta = \frac{1}{\text{Im}(k)} = \frac{c}{\text{Im}(\sqrt{\epsilon(\omega)})} \quad (B-7)$$

Мощность волны, пропорциональная квадрату напряженности поля, на толщине "скин-слоя" уменьшается в $e^2 \approx 7$ раз.

Используя соотношение

$$\text{Im}(\sqrt{a+ib}) = \sqrt{\frac{\sqrt{a^2+b^2}-a}{2}}$$

вместе с низкочастотными приближениями $\omega < \nu_c$ и $\omega_p^2 > \omega^2$, мы получим:⁵⁵

$$\delta = \frac{c}{\omega_p} \sqrt{\frac{2\nu_c}{\omega}} \quad (B-8)$$

Поскольку плазменная частота ω_p экспоненциально растет со временем, другие множители (включая ω и ν_c) оказывают малое влияние на время обрезания и их можно не рассматривать. По той же самой причине условие $\omega_p^2 > \omega^2$ гарантированно выполняется если не до момента обрезания, то практически одновременно с ним (см. также обсуждение уравнения (A-18).

ПРИМЕЧАНИЯ И ССЫЛКИ

1. Jick H. Yee, R.A. Alvarez, D.J. Mayhall, D.P. Byrne, J. DeGroot, "Theory of Intense Electromagnetic Pulse Propagation Through the Atmosphere", *Physics of Fluids*, v. 29, No. 4 (April 1986), pp. 1238 - 1244. В этой статье представлены теоретические выкладки, численные расчеты и результаты экспериментов.
2. Theodore B. Taylor, "Third Generation Nuclear Weapons", *Scientific American*, v. 256, No. 4 (April 1987), p. 30.
3. Michael D. Lemonick, "A Third Generation of Nukes", *Time*, 25 May 1987, p. 36.
4. Dan L. Fenstermacher, "The Effects of Nuclear Test Ban Regimes on Third Generation Weapon Innovation", *Science & Global Security*, v. 1, No. 3-4 (Spring 19-90), pp. 209-220.
5. Детальное обсуждение технических аспектов запрещения испытаний ядерного оружия можно найти в докладе "Toward a Comprehensive Nuclear Warhead Test Ban", Washington, DC, Moscow, January 1991.
6. Полное обрезание импульса будет происходить через несколько поколений размножающихся электронов в разряде после тех 40 - 50, необходимых для развития плазмы достаточной плотности, при которой будет выполняться уравнение (1). Необходимо также учитывать "эрозию" импульса вблизи его фронта, где плазма не будет достаточно плотной для того, чтобы блокировать распространение импульса, но, тем не менее, микроволновая энергия будет передаваться электронам и диссипировать в результате столкновений. Так, например, если до обрезания импульса в момент t_{co} пройдет 60 поколений размножения электронов, то локальная толщина "скин-слоя" в середине импульса в середине импульса будет примерно в 2^{15} раз больше, чем в его конце, то есть $2^{15} \cdot ct_{co}$, или 10 километров при времени обрезания импульса в одну наносекунду (толщина "скин-слоя" изменяется обратно пропорционально квадратному корню из концентрации электронов). Поскольку мы пренебрегли эффектом эрозии, то импульсы, распространяющиеся в горизонтальном направлении на десятки километров, будут несколько короче, чем предсказывает наша модель. Однако, для вертикального распространения импульсов число поколений в электронном разряде, необходимое для блокировки им-

пульса, будет ненамного превышать число поколений, необходимое для развития заметного эффекта эрозии в узком интервале высот, на которых будет происходить блокировка импульса, и поэтому влияние эрозии не будет заметным образом укорачивать импульсы, распространяющиеся в вертикальном направлении.

7. Интегральный поток энергии определяется интегрированием плотности потока энергии по длительности импульса. В нашей низкочастотной модели напряженность электрического поля E определяется как максимальная напряженность поля в синусоидальной волне. Величина η равна $(\epsilon\epsilon_0)^{-1}$, где $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м - диэлектрическая проницаемость вакуума в системе единиц СИ.
8. Одномерная модель находящихся под напряжением полупроводниковых переходов, впервые предложенная Вюншем, предсказывает, что для импульсов длительностью меньше 100 наносекунд, повреждение перехода будет определяться поглощенной энергией (а не мощностью), потому что за столь короткое время тепло не успеет диссипировать (см. D.C. Wunsch, R.R. Bell, "Determination of Failure Levels of Semiconductor Diodes and Transistors Due to Pulse Voltages", IEEE Trans. Nuclear Science, NS-15, 6, December 1968, pp. 254 - 259).
9. Robert J. Antinone, "How to Prevent Circuit Zapping", IEEE Spectrum, April 1987, p. 37.
10. Интересно сравнить эти пороговые энергии повреждения с экспериментальными данными по непрерывному облучению интегральных схем. Испытания показали, что одна (или две) из трех незащищенных коммерчески доступных микропроцессорных плат выходит из строя при непрерывном облучении микроволновым излучением с частотой 1 ГГц при уровне потока в 2 Вт/м² (или 25 Вт/м²), см. W.W. Everett III, W.W. Everett, Jr., "Microprocessor Susceptibility to RF Signals - Experimental Results", in IEEE Southeastcon'84 Conference Proceedings, IEEE Catalog No. 84CH1984-4 (1984), pp. 512 - 516. Если предположить, что тепловое равновесие достигается в течение одной миллисекунды, как это предполагается в модели Вюнша, то это будет соответствовать поглощенной энергии в одном коротком импульсе (при эффективной площади поглощения в 0,01 м², см. ниже) в 25 - 250 микроджоулей, что

попадает в середину интервала оценок стойкости интегральных схем (см. табл. 1).

11. $\lambda_p^2/4\pi$ - это максимальное сечение поглощения антенны-монополя (или все-направленной антенны). У компонентов, играющих роль антенны, чьи размеры могут быть значительно меньше характерной длины волны, может наблюдаться рассогласование внутреннего импеданса компонента, приводящее к тому, что существенная часть микроволновой энергии будет отражена. Поэтому эффективное сечение поглощения для поглотителей, размеры которых заметно меньше длины волны, будет существенно меньше того, которое следует из указанной формулы, см. E.C. Jordan, K.G. Balmain, "Electromagnetic Waves and Radiating Systems", 2nd Edition, Englewood Cliffs, New Jersey, Prentice-Hall, Inc., 1968.
12. Направленная антенна может собирать некогерентное излучение только с площади, не превышающей по порядку величины квадрата длины волны, и такой сигнал не сможет распространяться по каналам на расстояние, большее нескольких длин волн, см. Samuel Glasstone, Philip J. Dolan, "The Effects of Nuclear Weapons", 3rd Edition, Washington, DC, US Government Printing Office, 1977, p. 524.
13. Conrad L. Longmaire, "On the Electromagnetic Pulse Produced by Nuclear Explosions", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, v. AP-26, No. 1, January 1978, p. 4.
14. Для сравнения, микроволновый нагрев тканей и ожоги кожи будут возникать призначительно больших интегральных потоках в интервале от $2 \cdot 10^5$ до 10^6 Дж/м², а расплавление и разрушение металлов - при еще больших, от 10^7 до 10^8 Дж/м², см. H. Keith Florig, "The Future Battlefield: A Blast of Gigawatts?", IEEE Spectrum, v. 25, No. 3, March 1988, p. 53.
15. Так, например, эффективная площадь круглого отверстия с диаметром D , намного меньшим длины волны λ_p при передаче электромагнитных волн примерно в $(2D/\lambda_p)^4$, или 10^{-4} при $D = \lambda_p/20$, см. J.E. Casper, et al., "Performance of Standard Aperture Shielding Techniques at Microwave Frequencies", in IEEE 1988 International Symposium on Electromagnetic Compatibility, IEEE Catalog No. 88CH2633-7, 1988, pp. 218 - 222.
16. Цепь размером 0,3 на 3 сантиметра в цилиндре диаметром 20 см и длиной

100 см обеспечивает ослабление внешнего излучения по крайней мере в 100 раз даже на частоте в 4 гигагерца, на которой длина щели примерно равна половине длины волны, а на больших и меньших длинах волн ослабление может достигать $10^3 - 10^5$, см. R.J. King, et al., "Phenomenology of Electromagnetic Coupling - Part II", Technical Report NTIS DE86000838, Lawrence Livermore National Laboratory Report UCID-20215, part II, 1985.

17. Такие диоды часто используются в комбинации с газонаполненными волноводами (плазменными ограничителями), которые, как можно ожидать, будут иметь времена включения около 10 наносекунд, или с ферритовыми устройствами, которые так же могут поглощать мощные электромагнитные импульсы, см. H. Keith Florig, "High Power Microwave Coupling and Effects on Electronics", Annales de Physique, Colloque No. 2, v. 14, No. 6, supplement, December 1989, p. 114, и указанную в этой работе литературу.
18. Ломаные кривые на рис. 2, очевидно, являются грубым модельным приближением, и на деле должны представлять собой параболы, раскрывающиеся в правую сторону. Для импульса, распространяющегося вниз, следует ожидать, что наиболее быстрое уменьшение времени обрезания в расчете на один километр будет происходить в очень узком интервале высот вблизи угла ломаной кривой, где выполняется условие $eE_{\lambda_e} = 1000$ эВ. Такая же особенность была выявлена в численных расчетах (см. ссылку¹, стр. 1242, рис. 5).
19. Этот излом соответствует высотам, на которых средняя длина пробега электронов, ускоряющихся из состояния покоя, такова, что между столкновениями они набирают такую энергию (около 20 эВ), при которой ионизация происходит наиболее быстро. См. приложение А, формулы А-12а и А-12б.
20. В режиме слабого электрического поля и малой частоты эксперименты показывают, что обрезание импульса не происходит вообще (время обрезания обращается в бесконечность), когда электрическое поле становится настолько слабым, что приращение энергии электронов между упругими столкновениями становится близким к 1 эВ ($eE_{\lambda_e} = 1$ эВ; см. ссылку¹, стр. 1242, рис. 5). При очень больших напряженностях электрического поля порядка $3 \cdot 10^4$ Мв/м (что соответствует потоку энергии в 10^{18} Вт/м²) в области значительно левее кривых, показанных на рис. 2, электроны начинают туннелировать из молекул воздуха, и ионизация будет происходить намного быстрее, чем предсказывается этой моделью, что накладывает дополнительное ограничение на интегральный поток энергии распространяющегося в воздухе электромагнитного импульса.
21. Например, низкочастотное приближение ($\omega\tau_d < 1$) неприменимо к кривой, соответствующей электрическому полю $E = 0,03$ МВ/м при частоте 3 ГГц. Но предсказания нашей модели, если бы они были нанесены на кривые рис. 4, попали бы между двумя ограничивающими линиями и согласовывались бы с данными эксперимента. Из рисунка видно также, что продолжение кривых в область ниже $eE_{\lambda_e} = 5$ эВ будет согласовываться с результатами измерений вплоть до энергий в 2 - 3 эВ.
22. Авторы признательны Станиславу Родионову из Института космических исследований в Москве за привлечение внимания к этому варианту.
23. Направленное микроволновое оружие последнего типа может быть основано, в частности, на принципах осциллятора с виртуальным катодом (виркатора) или сжатия магнитного потока (см. ссылку⁴). В случае виркатора гамма-лучи от ядерного заряда будут генерировать внутри устройства электронный пучок, достаточно мощный для того, чтобы создать самоотталкивающийся виртуальный катод, который будет осциллировать с частотой, достигающей десятков гигагерц (в зависимости от плотности электронов и плазменной частоты). Такое устройство позволит сформировать электромагнитный импульс длительностью в несколько наносекунд с угловой расходимостью от 0,1 до 0,01 радиана или даже меньше. Излучение будет расходиться из-за дифракции, причем угловая расходимость будет не меньше, чем $1,2\lambda_p/D$, где D - диаметр фокусирующей оптики и λ_p - характерная длина волны излучения.
24. Вторая возможность генерации направленного электромагнитного импульса при взрыве ядерного устройства связана со сжатием магнитного потока содержащим ядерное устройство внутренним цилиндрическим проводником и жесткой внешней катушкой с током. Возникающий токовый импульс позво-

- лит создать импульс электромагнитного излучения при помощи соответствующей антенны. В этом случае импульсы могут быть сделаны достаточно короткими для того, чтобы частота излучения составляла несколько гигагерц, что при использовании трехметровой антенны обеспечит направленность пучка около 0,1 радиана. Устройства магнитного сжатия потока (при помощи обычных взрывчатых веществ) обсуждаются, в частности, в статье A.D. Sakharov, "Magneto-implosive Generators", Soviet Physics (Uspekhi), v. 9, No. 2, September - October 1966, pp. 294-299.
25. E.C. Snare, R.J. Kaye, M. Cowan, "A 2 MJ Staged Explosive Generator", in M.F. Rose, T.H. Martin, eds., "Proceedings of the 4th IEEE Pulse Power Conference", Albuquerque, New Mexico, 6 - 8 June 1983, pp. 102 - 104.
 26. В любых устройствах для фокусировки микроволнового пучка должна возникнуть проблема электронной эмиссии с металлических поверхностей или с антенны при напряженностях поля более 30 - 100 МВ/м (эта проблема в нашей статье далее не рассматривается).
 27. Основа этих предположений обсуждается в статье Фенстермахера.⁴ Напомним, что 1 килоэВ соответствует $4,2 \cdot 10^{12}$ Дж. На больших частотах поглощение из-за резонансного поглощения молекулами атмосферы будет уменьшать предельное значение потока. Например, резонансные частоты молекул водяного пара и кислорода равны соответственно 22 и 60 ГГц, что приводит к поглощению в нижней атмосфере, равному 0,1 дБ/км и 10 дБ/км в полосах шириной в несколько гигагерц (см. ссылку¹⁷).
 28. Для того, чтобы обеспечить большие интегральные потоки энергии, можно было бы генерировать длинные импульсы с меньшей напряженностью электрического поля (не приводящего к ионизации), которые смогли в течение нескольких микросекунд или даже миллисекунд набрать интегральный поток энергии, превышающий указанные пределы. Тем не менее, защититься от таких импульсов легче (в особенности, если они будут низкочастотными), и даже при прохождении через защиту они будут менее опасными для электронных устройств из-за диссипации тепла при больших длительностях импульса.
 29. Микроволновые генераторы с обычными источниками энергии (такие, как гиротроны, магнетроны, виркатеры и устройства со взрывным сжатием потока) продолжают привлекать интерес военных, но их приложения связаны с малыми радиусами действия и отличаются от стратегических задач аналогичных устройств с накачкой ядерным взрывом. См., например, V.L. Granatstein, "High Power and High Peak Power Gyrotrons: Present and Future Prospects", Journal of Electronics, v. 57, No. 6, June 1986, pp. 787 - 799.
 30. M.D. Pocha, "High-Power Microwave Generation", Energy and Technology Review, July-August 1990, p. 72.
 31. Данные об электронной концентрации вблизи земной поверхности приведены в работе O.H. Gish, "Atmospheric Electricity", in J.A. Fleming, ed., "Physics of the Earth", vol. 8, "Terrestrial Magnetism and Electricity", MacGraw-Hill, 1939, p. 166. В этой работе предполагалось, что скорость ионизации от космических лучей и других факторов составляет $10^7 \text{ м}^{-3}\text{с}^{-1}$, а время жизни электронов равно 10^{-5} секунды.
 32. В области высот более 36 километров профили дневной и ночной ионосферы могут быть аппроксимированы выражением, аналогичным формуле (A-1) с характерными высотами, соответственно равными 53 и 68 километрам (вместо 60 километров), см. J.K. Hargreaves, "The Upper Atmosphere and Solar-Terrestrial Relations", New York, Van Nostrand, 1979, p. 60, рис. 4.5.
 33. Один электрон-вольт (эВ) - это единица энергии, равная $1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж, и соответствующая приращению энергии электрона при ускорении электрическим полем с напряженностью в 1 В/м на расстоянии в 1 м.
 34. См. ссылку³², стр. 53 - 54. Вплоть до высот в 100 км значение экспоненциальной шкалы высот меняется не более чем на 20% (в основном из-за вариаций температуры); она определяется выражением $k_B T/mg$, где $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К - постоянная Больцмана, а $g \approx 9,8 \text{ м/с}^2$ - ускорение свободного падения. Вплоть до 100 километров средняя масса молекул воздуха равна $m \approx 29$ а.е.м., или $4,8 \cdot 10^{-26}$ кг, а средняя температура T примерно равна 240 градусам Кельвина. При этом шкала высот примерно равна 7 км.
 35. См., например, ссылку¹, рис. 1 и 2.
 36. При энергиях электронов, равных 10; 20; 40 и 80 эВ, отношение сечения ионизации к сечению упругого рассеяния

- соответственно равно 0,03; 0,3; 1,0 и 3,0. При увеличении энергии от 80 до 1000 эВ сечение ионизации уменьшается примерно в 3 раза. Мы используем промежуточное значение сечения для широкого интервала энергий от 40 до 1000 эВ.
37. См., например, ссылку¹, рис. 1 и 2.
38. Хотя электрон, ускоряющийся из состояния покоя, в начале пути, когда его энергия не превышает 20 эВ, чаще всего будет сталкиваться упруго, без ионизации молекул, следует учесть, что большая часть электронов в ионизационном каскаде будет иметь начальную энергию в 10 эВ или даже больше, потому что большая часть актов ионизации будет вызываться электронами с энергией более 20 эВ при потере энергии на ионизацию около 10 эВ. Следовательно, выполнение условия в выражении (A-8) достаточно для того, чтобы в разряде доминировали ионизирующие столкновения.
39. Поскольку большая часть электронов, образующихся при ионизации молекул, обладает начальной энергией более 10 эВ, эта оценка времени удвоения является верхним пределом.
40. При электрических полях, удовлетворяющих условию $E\lambda_e = 20$ эВ в уравнении (A-9) время удвоения (в наносекундах) будет равно $\tau_d^{(0)} = 5 \cdot 10^{-4} \exp(h/7\text{км})$. Это условие выполняется в вершинах ломаных кривых на рис. 2. Из этого следует, что низкочастотное приближение $\omega\tau_d < 1$ будет выполняться вплоть до частот в 15 гигагерц на высоте в 20 километров, и до частот в 50 мегагерц на высоте в 60 километров. При более сильных электрических полях низкочастотное приближение будет выполняться еще на более высоких частотах.
41. После того, как упругие столкновения приведут к изменению направления движения по отношению к вектору электрического поля электрона на 90° , среднее приращение энергии ΔU за время до следующего столкновения $\Delta t_{ст} = \lambda_e(2U/m_e)^{-1/2}$ равно $\Delta U = m_e(\Delta v)^2/2 = (eE\Delta t_{ст})^2/2m_e$. Полагая $\Delta U = (dU/dt) \cdot \Delta t_{ст}$, подставляя выражение для $\Delta t_{ст}$ и интегрируя по U от первого столкновения, когда $U = eE\lambda_e$ и $t = (2m_e\lambda_e/eE)^{1/2}$, до окончательной энергии, мы получим уравнение (A-10). Этот результат можно сравнить с временем ускорения электрона из состояния покоя в отсутствие столкновений $\tau_U^{ст} = (2m_e\lambda_e/eE)^{1/2}(U/eE\lambda_e)^{1/2}$, где $e/m_e = 1,76 \cdot 10^{11}$ кулона/кг.
42. На самом деле ускоряющийся электрон в среднем будет ионизовать атом, как только он пройдет расстояние λ_i , соответствующее энергии электрона U , причем λ_i уменьшается с энергией вплоть до $U = 40$ эВ. Наше приближение случайного блуждания до энергии $U = 26,8$ эВ до первой ионизации вместо использования зависящей от энергии величины λ_i является консервативным и завышающим предсказываемые времена обрезания. В области перехода нашей модели ($E\lambda_e = 20$ В, что соответствует вершине ломаных кривых) электронам потребуется то же самое время для достижения энергии 26,8 эВ после 2,6 столкновений с длиной свободного пробега λ_e (в среднем), что и для приобретения энергии в 60 эВ без столкновений на длине пробега λ_i .
43. Gerhard Herzberg, "Molecular Spectra and Molecular Structure I: Spectra of Diatomic Molecules", second edition, New York, Van Nostrand, 1950, pp. 444 - 450.
44. D.C. Cartwright, W.J. Hunt, W. Williams, S. Trajmar, W.A. Goddard III, "Theoretical and Experimental (Electron-Impact) Studies of the Low-Lying Rydberg in O_2 ", Physical Review A, 8 (1973), pp. 2436 - 2448.
45. Сечение таких неупругих столкновений с заметной потерей энергии в 20 раз меньше сечения упругого рассеяния при энергиях менее 9 эВ, но всего в три раза меньше при энергиях от 9 до 11 эВ. См., например, ссылку¹, рис. 1.
46. Среднее число столкновений равно общему пути перемещения, деленному на длину пробега λ_e . Полная длина пути равна сумме λ_e (длины пути до первого столкновения) и интеграла по времени от скорости электрона $\int (2U/m)^{1/2} dt$ от $t = (2m_e\lambda_e/eE)^{1/2}$ до $t = t_U^{ст}$, определяемого из уравнения (A-10). Этот интеграл можно вычислить, сделав замену переменной s на U при помощи выражения dU/dt (см. ссылку⁴¹). Обращение уравнения (A-11) соответствует хорошо известному "случайному блужданию" в пространстве энергий U , при котором приращение энергии пропорционально квадратному корню из числа упругих столкновений (или "шагов").
47. Отметим, что для получения уравнения (A-12b) в уравнении (A-10) энергия U была положена равной 26,8 эВ. В рассматриваемом интервале напряженностей электрического поля E второй член уравнения (A-12b) всегда намного

- меньше первого.
48. J.D. Jackson, "Classical Electrodynamics", 2nd edition, New York, John Wiley & Sons, 1975, p. 321.
 49. Частота столкновений определяется упругими столкновениями в области энергий менее 10 эВ и ионизирующими столкновениями в области энергий более 40 эВ. Отметим, что, несмотря на то, что приближение, принятое в уравнении (А-16), отличается от использованного ранее более точного приближения с постоянными сечениями упругого рассеяния σ_e и ионизации σ_i в фиксированных энергетических интервалах, оно вполне приемлемо для использования в уравнении (А-15) и принято нами для упрощения вычислений.
 50. Определено из данных на рис. 1 и 2 ссылки¹ с учетом концентрации молекул в атмосфере. Кроме того, в работе Sanford Brown, "Basic Data of Plasma Physics", 2nd edition, Cambridge, Massachusetts, MIT Press, 1966, p. 84 (рис. 4.9) отмечается, что в широком интервале отношения E/p (где p - атмосферное давление) величина v_c/p приблизительно постоянна и равна $5 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1} \text{ атм}^{-1}$.
 51. В том случае, когда в уравнении (А-20) максимален первый член функции \max , зависимость от t_{c0} фактически является неявной. Однако, из-за нечувствительности к значению аргумента логарифма итерации решения уравнения сходятся очень быстро.
 52. Ссылка¹, стр. 1239 (в особенности, уравнение (14)).
 53. См., например, ссылку¹, стр. 1238 - 1240. По той же причине из уравнения (Б-4) исключен член давления $v_z(nU)$; он влияет только на продольные плазменные волны.
 54. Сравнивая это выражение с обозначениями уравнения (А-2), мы видим, что ионизационная частота определяется простым выражением $\nu_i = \ln(2)/\tau_d$, где τ_d - время удвоения нашей модели.
 55. Эти приближения аналогичны определению хорошего проводника, $\text{Im}(c(\omega)) \gg \text{mod}(\text{Re}(c(\omega)))$. Уравнение (Б-8) можно вывести и другим способом, без углубления в динамику плазмы, из уравнений (7.49), при равной нулю частоте связи электрона, (7.58), (7.68) и (7.77) ссылки⁴⁸ (стр. 284 - 298).
Заметим также, что из-за того, что общая частота столкновений не может быть меньше частоты ионизирующих столкновений ($\nu_c \geq 1/\tau_d$), то из условия низкочастотного приближения $1/\tau_d \geq \omega$ следует, что $\nu_c \geq \omega$. Если мы рассмотрим другой режим (бесстолкновительный режим с $\omega > \nu_c$), то толщина скин-слоя будет определяться простым выражением $\delta = c/\omega_p$ при условии $\omega_p^2 \gg \omega^2$ и $\text{Re}(c) \ll -1$. Однако, в этом режиме наша модель становится неприменимой.