

А. Б. Прищепенко

ВЗРЫВЫ И ВОЛНЫ

ВЗРЫВНЫЕ ИСТОЧНИКИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РАДИОЧАСТОТНОГО ДИАПАЗОНА



А. Б. Прищепенко

ВЗРЫВЫ И ВОЛНЫ

ВЗРЫВНЫЕ ИСТОЧНИКИ

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

РАДИОЧАСТОТНОГО ДИАПАЗОНА

Допущено учебно-методическим объединением
вузов по университетскому политехническому
образованию в качестве учебного пособия
для студентов высших учебных заведений,
обучающихся по специальности
170103 — «Средства поражения и боеприпасы»
направления 170100 — «Оружие и системы вооружения»



Москва
БИНОМ. Лаборатория знаний
2008

УДК 623.45

ББК 68.8

П75

Прищепенко А. Б.

П75 Взрывы и волны. Взрывные источники электромагнитного излучения радиочастотного диапазона / А. Б. Прищепенко. — М. : БИНОМ. Лаборатория знаний, 2008. — 208 с. : ил.

ISBN 978-5-94774-726-3

В пособии изложены теоретические и экспериментальные основы преобразования химической энергии, содержащейся во взрывчатых веществах, в электромагнитную. Рассмотрены основные идеи нового класса взрывных источников мощного радиочастотного электромагнитного излучения, эффекты поражающего воздействия этого излучения на цели, а также основы тактического применения электромагнитных боеприпасов. Книга написана живым языком, богато иллюстрирована.

Для студентов и слушателей военных академий, обучающихся по специальности «Средства поражения и боеприпасы», а также для широкого круга читателей, интересующихся современными разработками в области военной техники.

УДК 623.45
ББК 68.8

Учебное издание

Прищепенко Александр Борисович

ВЗРЫВЫ И ВОЛНЫ. ВЗРЫВНЫЕ ИСТОЧНИКИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РАДИОЧАСТОТНОГО ДИАПАЗОНА

Ведущий редактор *Б. Копылов*

Художник *С. Инфантэ*

Художественный редактор *О. Лапко*

Компьютерная верстка *Е. Голубова*

Подписано в печать 13.12.2007. Формат 60×90/16

Бумага офсетная. Гарнитура NewtonC. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 13,0. Тираж 2000 экз. Заказ 141

Издательство «БИНОМ. Лаборатория знаний»

Адрес для переписки: 125167, Москва, проезд Аэропорта, 3

Телефон: (499) 157-5272. E-mail: Lbz@aha.ru

<http://www.Lbz.ru>

При участии ООО «ЭМПРЕЗА»

Отпечатано с готовых файлов заказчика в ОАО «ИПК
«Ульяновский Дом печати». 432980, г. Ульяновск, ул. Гончарова, 14

По вопросам приобретения обращаться:

«БИНОМ. Лаборатория знаний»

(499) 157-52-72, e-mail: Lbz@aha.ru

<http://www.Lbz.ru>

© Прищепенко А. Б., 2008

© БИНОМ. Лаборатория знаний, 2008

ISBN 978-5-94774-726-3

Оглавление

1. Предисловие	6
2. Предшественники	7
2.1. Превращения магнитного потока	7
2.2. О волнах (пока что — ударных) и взрывчатых веществах	12
2.3. Взрывомагнитные генераторы	20
2.4. Литература	38
3. Магнитный поток в тисках сверхпроводника: немедленно освободить!	39
3.1. Теория братьев Лондонов	41
3.2. Что же происходит в источнике	47
3.3. Очень сложные измерения широкополосного РЧЭМИ	50
3.4. Литература	59
4. Взрывные генераторы частоты: игра на быстрых гармониках	61
4.1. Математическая модель ВМГЧ	63
4.1.1. Асимптотические оценки	66
4.1.2. Точные решения уравнений, описывающие режим работы ВМГЧ, при наличии только диффузионных потерь	70
4.1.2.1. Случай экспоненциального закона изменения индуктивности по длине	70
4.1.2.2. Случай линейного закона изменения индуктивности по длине	73
4.1.3. Точные решения уравнений, описывающие режим работы ВМГЧ при наличии как диффузионных потерь, так и потеря на излучение	76
4.1.3.1. Решения для тока, напряжения и потока (хорошо сказал, в рифму!)	76
4.1.3.2. Расчет излучательных потерь	79
4.1.4. Еще раз об идеях, положенных в основу расчета, и о том, как получить данные, необходимые для него	84
4.1.5. Самодельный прибор, позволяющий подбирать намоточные данные ВМГЧ и ВМГ	84

4.2. Романтика взрывных экспериментов. «Одуревшие» мины	87
4.2.1. Где взять электрическую энергию для излучателя в боеприпасе? Выбить из пьезоэлектрика!	88
4.2.2. Витковый генератор частоты — более «жесткий» брат взрывомагнитного генератора частоты	90
4.2.2.1. Основы расчета ВГЧ	96
4.3. О длительности импульсов РЧЭМИ: вообще-то хотелось бы сделать их покороче, но для дешевых генераторов частоты сойдут и микросекундные	97
4.4. Литература	99
5. Излучающая ударная волна: схождение до последнего микрона	102
5.1. Выбросить большую часть магнитного поля из области сжатия, чтобы оставшееся менялось быстрее, чем в ВМГ!	103
5.2. Важное и удачное решение: выбор рабочего тела	105
5.3. Сладость успеха, обернувшаяся горечью неудач	111
5.4. Охота за данными для расчетов	119
5.5. Расчеты проведены. Наконец-то можно не тыкаться, как слепые кутия!	122
5.5.1. Постановка задачи	122
5.5.2. Физические свойства монокристалла иодида цезия	127
5.5.3. Численная реализация модели	130
5.5.3.1. О методе раздельных прогонок для разностных схем магнитной гидродинамики	132
5.5.4. Анализ результатов расчетов	133
5.5.4.1. Безразмерные параметры сжатия магнитного поля. Качественное описание их влияния на динамику процесса	133
5.5.4.2. Сжатие магнитного поля в монокристалле при различных начальных условиях	136
5.5.4.3. Мощность и спектр излучения	140
5.6. Опять потребовалось получить «из ничего» токовый импульс для питания излучателя, но уже гораздо более мощный. Выбить поле из железных пластин!	144
5.6.1. Нестабильность характеристик «сломала карьеры» ФМГ и ВМГ	147
5.7. Имплозивный магнитный генератор частоты — попытка спасти «народное добро»	149
5.8. Для источника РЧЭМИ со сферически-симметричным сжатием поля не нужны капризные и сложные генераторы начального тока!	154
5.8.1. За что любят постоянные магниты. Самодельный прибор для измерения индукции поля	161

5.9. Будущее — за генераторами очень коротких импульсов РЧЭМИ	163
5.10. Литература	164
6. Выбить взрывом все до последнего джоуля из ферромагнетиков и пьезоэлектриков и превратить в РЧЭМИ!	167
6.1. С «двустрелкой» против «активно защищенного» танка	167
6.2. И ток и излучение — все из пьезоэлектрика!	168
6.3. Ослепили и обидели	173
6.4. Эффекты облучения РЧЭМИ: не надо излишеств!	176
6.5. Литература	180
7. Электромагнитные боеприпасы: бревно в руках Одиссея для ослепления циклопа Полифема	181
7.1. «И что есть поражающее? И что даст тебе знать, что такое поражающее?» (Коран, сура 101)	181
7.2. Электромагнитные удары: точечные или ковровые?	185
7.3. Боевое применение электромагнитного оружия: были и небыли	197
7.4. Литература	201
8. Об авторе	203

1. Предисловие

Эта книга поначалу не содержала ни одной формулы, потому что автор задумал испытать себя именно в жанре остро необходимой популярной, а не научно-технической литературы, которая за много лет успела набить ему оскомину. Однако редколлегия издательства толкала его именно в нежелательном для него направлении, раз за разом изымая «не относящиеся к делу» эпизоды и требуя более формализованного описания явлений. Книга, которую держит в руках читатель — результат компромисса: сведения, которые можно найти в доступных монографиях (например, о детонации и ударных волнах), изложены схематично, с соответствующими ссылками. Попытки автора «на пальцах» объяснить физический смысл рассматриваемых явлений предваряют все приведенные в книге математические выкладки. В жертву удобству восприятия материала принесена и хронология: устройства создавались не в том порядке, в котором они описаны, но, как хотел бы надеяться автор, схема построения книги соответствует основному принципу успешного усвоения материала: «от простого — к сложному». Тем не менее, книгу в ее настоящем виде популярной назвать уже нельзя, она более соответствует введению в специальность и рассчитана на тех, кто уже достаточно свободно ориентируется в различных разделах университетского курса высшей математики, но пока еще не представляет, как выглядят осцилограммы процессов взрывного преобразования энергии и как даже из косвенных фактов «выжимается» нужная экспериментатору информация.

2. Предшественники

2.1. Превращения магнитного потока

Чтобы избежать мучений, связанных с тщательным подбором слов в определении этой важнейшей величины, воспользуемся плодами усилий автора книги [2.1]: «Магнитным потоком Φ через данную поверхность называется число линий вектора \mathbf{B} (индукции магнитного поля), пересекающих эту поверхность. Если вектор \mathbf{B} всюду нормален к поверхности (площадью S) и имеет постоянное значение во всех ее точках, магнитный поток равен $\Phi = BS$. Это определение вполне эквивалентно другому: если в контуре индуктивностью L течет ток I , то магнитный поток в таком контуре равен $\Phi = IL$. Также допустимо, рассматривая магнитный поток в контуре, «преобразовывать» контур, «завивая» его в несколько витков, тогда поток в нем будет равен тройному произведению: индукции поля на площадь витка и на число витков; можно поступить и наоборот, «развернув» витки (рис. 2.1).

В вакууме магнитное поле распространяется со скоростью света, а в проводящих средах — существенно медленнее. Поле, как и ток, проникает в проводящую среду на глубину скин-слоя, которая зависит, помимо проводимости, от частоты тока или от

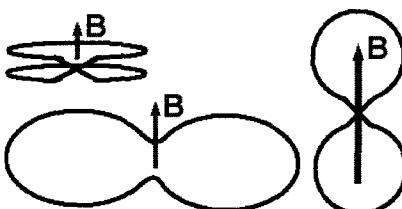


Рис. 2.1. Магнитный поток в контуре, состоящем из нескольких витков, и в «развернутом» контуре

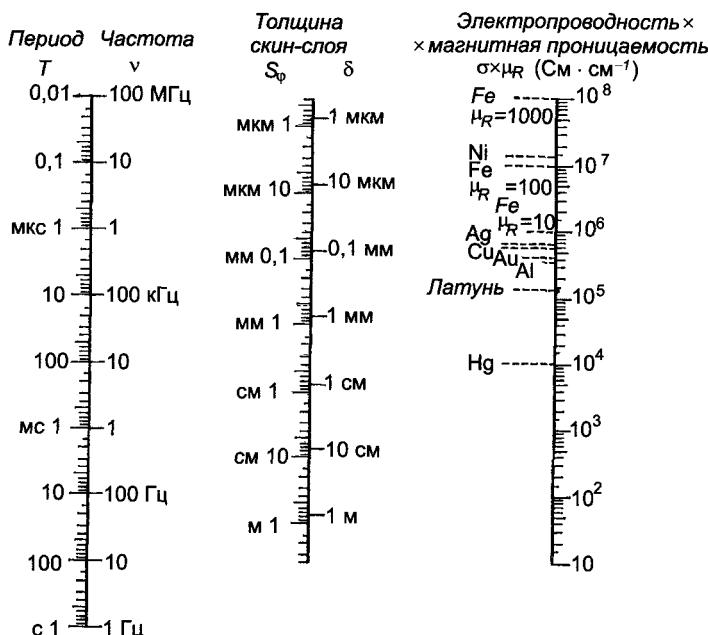


Рис. 2.2. Номограмма [2.2], связывающая «классическую» толщину скин-слоя δ , толщину скин-слоя для первой четверти периода магнитного поля, меняющегося по закону синуса S_ϕ , период T и частоту v изменения поля

длительности импульса переменного во времени поля. Чтобы избежать нудных выкладок (тем более, их все равно придется заимствовать), лучше просто привести номограмму толщин скин-слоя для различных частот и длительностей ([2.2], рис. 2.2).

Распределение индукции поля по толщине скин-слоя, конечно, неравномерно (описывается уравнением диффузии), но в любом случае такое поле уже «связано» и не может участвовать в быстропротекающих процессах, сопровождающих преобразование электромагнитной энергии. Из рис. 2.1 ясно, что, при прочих равных условиях, такого рода потери тем больше, чем на большей длине провода (или числе витков) происходит диффузия поля. В конечном итоге энергия «потерянного» поля превращается в тепло, вызывая нагрев металла провода вихревыми токами. Так что, если задумано сжать магнитный поток, «стянув» контур, и получить при этом многочисленные дивиденды в виде усиления тока и

магнитной энергии, надо стягивать контур столь быстро, чтобы существенная часть начального потока в нем сохранилась. Из определения потока следуют выражения для усиления тока: $I = I_0(L_0 / L)\lambda$; и магнитной энергии: $E = E_0(L_0 / L)\lambda^2$, где индексы относятся к начальным значениям, а λ — та доля потока, которую удалось сохранить (коэффициент сохранения). В контурах из металлических проводников сохранить существенную часть магнитного потока непросто, а в контуре из сверхпроводника поток сохраняется полностью. Но и последняя ситуация вызывает воссторг не во всех случаях. Вряд ли стоит объяснять, что величина тока связана взаимно-однозначным соответствием с индукцией магнитного поля, созданного этим током. Такая связь влечет за собой и другую: связь магнитного потока с магнитным моментом. Модуль последней величины равен произведению площади, охватываемой контуром, на ток в нем ($M = IS$). Значение же ее в том, что именно второй производной магнитного момента по времени пропорциональна мощность электромагнитного излучения. Связь магнитного потока и магнитного момента приводит к тому, что в контуре, где сохраняется магнитный поток, не может меняться и магнитный момент тока, а значит, даже если электромагнитная энергия в контуре очень велика, излучение пренебрежимо (магнитное поле квазистационарно). Когда же требуется получить именно излучение, магнитный поток стараются «выпустить», например — избавившись от сверхпроводимости, как только ток в контуре из сверхпроводника достиг существенного значения. «Вызволение» потока не всегда проходит безнаказанно: юный Адя Сахаров как-то отключил руками батарейку от игрушечного электромотора. Напряжение батарейки мало, но, из-за большого числа витков обмотки, магнитный поток (произведение тока на индуктивность) был заметным. При разрыве контура и возникло «дернувшее» Адю напряжение, равное отношению величины «выпущенного» потока к длительности этого остракизма*.

Плохо обстоит дело с хранением электромагнитной энергии: например, в заряженном высоковольтном конденсаторе ее плот-

* От греческого «остракон» — черепок. В Древней Греции изгнание граждан, опасных для государства, происходило после тайного голосования, в ходе которого имя кандидата на изгнание писалось на черепках. В современном значении — изгнание, гонение.

ность составляет десятую долю джоуля на каждый кубический сантиметр объема конденсатора. Чтобы сделать оценку «плохо» хоть сколь-нибудь объективной, следует привести пример и «хороших» хранилищ энергии — такими, по мнению автора, являются взрывчатые вещества (ВВ). В них плотность химической энергии (до 10^4 Дж/см³) на пять порядков выше, чем в конденсаторе, а при возбуждении ударно-волнового процесса, называемого детонацией, эта энергия преобразуется в тепловую и кинетическую, сообщаемую продуктам взрыва, причем очень быстро: реализуются колоссальные мощности, иногда на порядки превышающие тераватты.

Энергия в ВВ «хранится» довольно надежно. Техническими условиями гарантируется стабильность их характеристик в течение немногим более десятилетия, но на самом деле взрывчатые свойства сохраняются значительно дольше. Однажды в Севастополе я набрел на ядро времен Крымской войны* (рис. 2.3). Корпус ядра корродировал, но не насквозь, а медная запальная

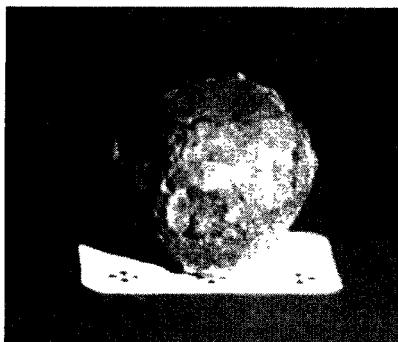


Рис. 2.3. Ядро времен Крымской войны 1855 г., найденное в Севастополе

*

Крымская война 1854–1856 гг. была вызвана попытками России отобрать у пережившей не лучшие времена Турции («большого человека Европы», как ее тогда называли) контроль над Черноморскими проливами. Поводом для начала войны послужил инцидент в Вифлееме (тогда — турецком), где были убиты несколько православных монахов. Русский флот быстро уничтожил турецкий, но превращение России в Средиземноморскую державу не устраивало Англию и Францию, которые выступили на стороне Турции. В этой проигранной России войне были и яркие эпизоды, такие как оборона Севастополя, в которой принимал участие молодой артиллерийский офицер Лев Толстой.



Рис. 2.4. Из дагерротипа времен Крымской войны, сделанного после неудачного для русских войск сражения при Инкермане и патетически названного его автором «Долина смерти и теней», можно представить, насколько частыми были отказы боеприпасов того времени

трубка смялась при ударе (возможно — о камень) и намертво закупорила «сосуд». После осторожного удаления ее, к своему удивлению, я обнаружил внутри ядра сохранившийся черный порох. За почти полтора столетия он, конечно, слежался, но отколупываемые кусочки, после минимального просушивания, энергично «пыхали» с белыми облачками дыма. Если бы запальная трубка сработала как надо, а не так, как часто бывало в те времена (рис. 2.4), ядро могло причинить неприятности защит-



Рис. 2.5. Минометная мина, произведенная в 1939 г., найденная и обезвреженная автором в начале 90-х

никам севастопольских бастионов! Правда, черный порох — не «настоящее» ВВ, но на итальянском пороховом заводе под Миланом уже более века в стеклянной ампуле с длинным «змеевиком» хранится без признаков разложения образец нитроглицерина, полученный еще его открывателем, А. Собреро. Даже снаряжение пролежавших более чем полвека в земле боеприпасов демонстрирует образцовое дробление корпуса, о чём я знаю не понаслышке (рис. 2.5). Дилетантам ни в коем случае не следует «оприходовать» и даже трогать подобную находку, потому что ее взрыватель был взведен при выстреле и неизвестно, какая малость помешала ему сработать многими десятилетиями ранее. Такие предметы следует уничтожать подрывом.

2.2. О волнах (пока что — ударных) и взрывчатых веществах

Рассмотрим движение поршня в цилиндре с газом ([2.3], рис. 2.6).

Поршень гонит газ впереди себя, при этом по газу распространяется звуковая волна, скорость фронта которой равна скорости звука, а массе сжатого газа сообщается скорость поршня.



Рис. 2.6. Образование ударной волны поршнем, вдвигаемым в цилиндр с газом

Отметим, что в сжатом газе скорость звука больше, чем в несжатом.

Пусть теперь поршень прошел еще некоторое расстояние. Тогда следующая волна пойдет по уже сжатому газу и, следовательно, будет иметь большую скорость. Кроме того, сам сжатый газ движется со скоростью поршня и, следовательно, относительно цилиндра скорость второй волны равна сумме скоростей: поршня и увеличенной — звука. Эта сумма и подавно превосходит скорость первого возмущения. Поэтому вторая волна сжатия неизменно догонит первую. Но перегнать ее она не сможет, так как для этого ей пришлось бы проскочить несжатый газ, где скорость распространения опять равна начальной скорости звука. Обе волны сольются и побегут вместе. Если поршень будет продолжать движение, он погонит впереди себя волну сжатия большой амплитуды, которая образуется в результате слияния отдельных слабых волн. В слившихся волнах, как едином скачке уплотнения, будет расти давление — до произвольно больших значений, в зависимости от результирующей скорости поршня. Этот скачок называется ударной волной (УВ) и в ней массовая скорость вещества (скорость поршня) всегда меньше скорости фронта. Чтобы продемонстрировать это, возьмем несколько карандашей и, оставляя зазоры, равные их толщине (что будет моделировать двукратное увеличение плотности вещества при сжатии), разложим в ряд на столе. Затем начнем двигать крайний из карандашей. Выбрав зазор, этот карандаш толкнет соседний, тот, пройдя зазор — следующий и т. д. Заметьте, что «фронт» процесса (граница области, где находятся карандаши без зазоров между ними) всегда опережает любой из двигающихся карандашей. Чем больше сжатие (больше расстояние между карандашами), тем меньше различаются массовая скорость и скорость фронта, но отличие существует всегда.

УВ не только сжимает, она также и нагревает вещество. Из-за этого плотность сжатого вещества не становится сколь угодно большой при неограниченно большом давлении, а стремится к конечному пределу (воздух, например, сжимается не более чем в 6 раз). Предел ударного сжатия существует и для конденсированных веществ: например, такая в высшей степени упорядоченная и «упакованная» атомами структура, как монокристалл иодида цезия сжимается УВ с давлением в 100 ГПа (миллион атмосфер) в 2,15 раза. Превалирование температурной компоненты давления приводит к тому, что молекулы вещества за фронтом мощной ударной волны диссоциируют, а затем ионизуются и составлявшие их атомы. Это означает, что вещество, в исходном состоянии бывшее диэлектриком, может, будучи ударно-сжатым, превратиться в проводник*.

В ударно-сжатое вещество магнитное поле не только дифундирует, но и вмораживается. Вернемся к аналогии с карандашами и расположим между ними обрывки веревки — аналоги силовых линий поля. На фронте «процесса» карандаши будут толкать веревки перед собой, но за фронтом веревки будут двигаться только вместе с карандашами, как единое целое. Если сделать промежутки совсем незаметными, то стоит чуть-чуть тронуть смесь «вещества» и «поля» — и фронт «процесса» окажется очень далеко, а «движения вещества» практически не будет. Если сжимаемость мала, а ионизация все же происходит, то магнитное поле сразу оказывается «вмороженным» в проводящее вещество, не будучи сколь-нибудь заметно вытесняемым из него. Предельный случай — ионизация вещества мощным излучением, когда среда может оставаться практически неподвижной (такое происходит, например, на ранней стадии ядерного взрыва, когда огненный шар растет за счет радиационной диффузии). Вмораживание специфично именно для ударного сжатия, оно «откусывает» поле «выталкивается», за исключением компоненты, «связываемой» диффузией.

Но все это относится к веществам инертным, а ведь есть и такие, молекулы которых метастабильны и распад их происходит

*

В некоторых ударно-сжатых веществах скачок проводимости объясняется явлениями, не связанными с термической ионизацией.

с выделением энергии. Достаточно мощная УВ как раз и инициирует этот процесс: за ударным фронтом в нагретом веществе начинается химическая реакция. Вначале энергией этой реакции фронт может «подпитываться», ускоряясь при этом, но затем устанавливается равновесие. Такой процесс называется детонацией, а установившаяся скорость симбиоза УВ и химической реакции за ее фронтом — скоростью детонации.

Понятно, что термодинамические характеристики вещества изменяются при протекании в нем реакции, но и с учетом этого явление детонации вполне возможно описать в рамках теории УВ [2.4]: скорость детонации относительно продуктов реакции равна местной скорости звука в продуктах реакции. УВ как явление, вызывающее детонацию, упомянуто не случайно, именно таков основной механизм инициирования бризантных (дробящих) взрывчатых веществ (ВВ). Если небольшое количество бризантного ВВ поджечь, то, не находясь в ограниченном объеме, оно просто горит. Это горение переходит в детонацию, если сопровождается повышением давления (как это было, например, в замкнутом корпусе боевого зарядного отделения торпеды, нагреваемом пламенем горящего двигателя другой торпеды на подлодке «Курск»). Но существуют и такие вещества, в которых горение быстро ускоряется за счет химической реакции и вне замкнутого объема, а переход в детонацию весьма быстротечен. Такие ВВ называются инициирующими и служат они для возбуждения детонации в бризантных ВВ.

Мы рассмотрели стационарную детонацию с постоянной скоростью, но возможны и нестационарные режимы. Например, если кривизна детонационного фронта существенна, это может приводить к диссипации или концентрации энергии. Сходящиеся детонационные волны (цилиндрические, сферические) движутся не с постоянной скоростью, а ускоряются по мере уменьшения радиуса. На достаточно малых радиусах энергия химической реакции вообще перестает играть существенную роль, и возрастание параметров сжатия определяется только геометрическим фактором. Кстати, именно в сферически-симметричном случае возможно достижение экстремальных параметров ударного сжатия, хотя часто от даже имеющих дипломы технических вузов приходится слышать, что для получения наибольшего давления следует организовать «любовое» столкновение тел. Видимо, тут сказывается

юношеский опыт игры в футбол, при которой лобовые столкновения происходят часто, а сферически-симметричные — никогда.

Несмотря на «волновые» термины, то и дело встречающиеся в их описании, для взрывных процессов не характерны циклические движения вещества, как например, в морских волнах. Возможно, одной из причин внедрения «волной» лексики послужило то, что, например, процессы отражения УВ имеют сходство с волновыми. Натолкнувшись на твердую преграду, УВ может «отразиться» либо приобретя дополнительное сжатие (рис. 2.7), либо испытав разрежение вещества (вроде как с «потерей фазы»).

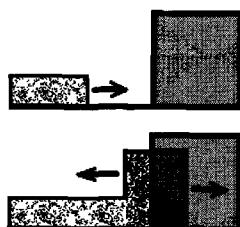


Рис. 2.7. Отражение ударной (или детонационной) волны от преграды из вещества с большим ударно-волновым импедансом, чем у вещества в волне

Критерием того, по какому сценарию это произойдет, является ударно-волновой импеданс — произведение плотности вещества на скорость звука в нем. Если преимущество в ударно-волновом импедансе за веществом преграды, отражается волна сжатия, в противном случае имеет место разрежение, но в любом случае веществу преграды будет передан импульс и оно начнет двигаться по направлению распространения УВ.

Движение вещества при взрывных процессах подчиняется уравнениям гидродинамики, названию которых тоже совершенно не соответствует область их применения: ими описываются не только движения жидкости (откуда и «гидро»), они применяются для решения очень многих задач. Как-то автору на глаза попалась диссертация, посвященная строительству метрополитена. Основная мысль работы состояла в том, что движение больших масс людей подчиняется уравнениям гидродинамики и это позволяет проводить расчеты пропускной способности эскалаторов, проходов и пр. Но этим же законам подчиняется и движение

вещества при взрывах. Таким образом, можно было, собрав несколько тысяч сотрудников, одев их в разноцветные халаты, построить чрезвычайно наглядную гигантскую модель ядерного заряда. Несколько было, правда, как моделировать нейтроны, но была твердая уверенность, что и здесь решение найдется. Такую действующую двумерную модель, управляемую устройством вроде светофора, можно было демонстрировать наблюдающему явление с крыши высокому начальству с несомненным наглядным психологическим эффектом. Автор, конечно, не был настолько дерзок, чтобы предложить свою идею руководству (это могли счесть и изdevательством), но с друзьями поделился.

Ясно, что, чем более массивна преграда, тем большую кинетическую энергию она приобретет в результате воздействия ударной или детонационной волны. Сообщение энергии конденсированной оболочке продуктами взрыва заканчивается на некотором расстоянии от заряда (рис. 2.8) и в полете такая оболочка «дыши» (рис. 2.9), потому что конденсированное вещество сжимаемо и в нем волны «гуляют», благодаря отражениям от свободных поверхностей. Метание оболочек и их дробление на осколки является наиболее изученной областью физики взрыва [2.5].

Теперь — о веществах, в которых возможна детонация. Если разложение молекул вещества происходит с выделением энер-

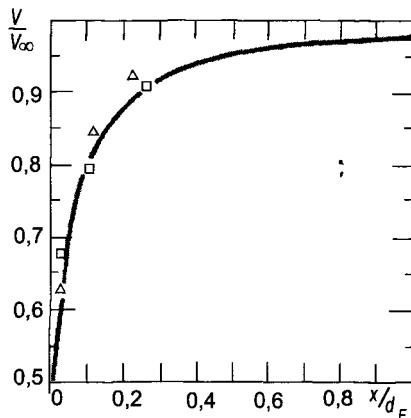


Рис. 2.8. Динамика ускорения пластины контактной детонацией [2.2]. V — скорость пластины в данный момент времени, V_∞ — максимально возможная скорость пластины, X — расстояние, пройденное пластиной от поверхности ВВ, d_E — толщина слоя ВВ

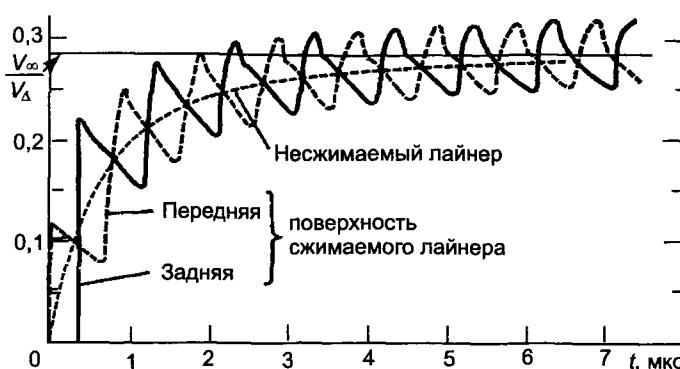


Рис. 2.9. Зависимость от времени скорости сжимаемой и несжимаемой пластины, метаемой контактной детонацией [2.2]. Обозначения те же, что и на рис. 2.8

гии, то в таком веществе (их насчитывается не одна тысяча) возможна и детонация, но в промышленных масштабах синтезируются только несколько соединений, которые можно пересчитать по пальцам. Дело в том, что, в соответствии со вторым началом термодинамики, химическая реакция с выделением энергии самопроизвольно протекает всегда (правда, «начало» ничего не сообщает о скорости такой реакции) и потому ВВ не могут не разлагаться. Далеко не все, по природе своей — взрывчатые, вещества удовлетворяют противоречивым требованиям: необходимо, чтобы их разложение при хранении происходило как можно медленнее, а при инициировании — как можно быстрее и полно. Разложение при хранении весьма опасно: при некоторых условиях оно самоускоряется, что ведет к воспламенению, а затем — и ко взрыву, как это случилось в годы Первой мировой войны на линкоре «Императрица Мария» (далеко не единственный подобный случай). Требование стабильности при хранении обуславливает ограничение плотности химической энергии в самых мощных современных ВВ. Может быть, можно было бы синтезировать и еще более мощные вещества, но чувствительность и стойкость их будут такими, что к ним не слишком безопасно станет приближаться.

Удовлетворительно стабильным и в то же время — мощным является циклотетраметилентетранитрамин (октоген). Давление

детонации в этом веществе 39,5 ГПа, а скорость (в запрессованном до плотности 1,9) — 9150 м/с. Именно из композиций на его основе горячим прессованием получают мощные заряды ВВ с хорошими механическими свойствами (в такой детали можно нарезать метчиком резьбу и она будет вполне удовлетворительно «держать» винт), но изготовление пресс-форм сложно и иногда применяют литьевые составы, тоже содержащие октоген, но уже менее мощные. Используя вязкие присадки, можно получить и пластические взрывчатые составы (с консистенцией детского пластилина) и эластичные (с консистенцией латекса — мягкой резины), еще менее мощные, чем их взрывчатый наполнитель*.

К тому же, скорость детонации составов не очень стабильна, потому что невозможно добиться достаточно однородного перемешивания связки и наполнителя. Все же, создать эластичный состав с высокостабильной скоростью детонации удалось, но не потому, что компоненты тупо перемешивали часами, а подбирая характеристики их ударного сжатия. Если подобрать связку так, что скорость звука в ее веществе будет близка к скорости звука в продуктах детонации наполнителя, то и скорость звука в смеси не будет зависеть от соотношения компонент (понятно — в пределах определенного интервала этого соотношения). Соответствующая пара была подобрана: нитрат многоатомного спирта и один из видов синтетического каучука. Скорость детонации такого состава чуть меньше 8 км/с, но создан он не ради получения рекордных параметров взрыва, а именно как основа детонационной автоматики, где главное — максимальная стабильность характеристик.

Итак, с хранением химической энергии все обстоит более-менее благополучно, но этого не скажешь о применении ВВ для тех задач, для которых они и создаются. Уже давно известно,

* В годы Второй мировой войны в Германии были созданы разнообразные взрывчатые составы для снабжения диверсантов: взрывчатка была введена в материал обувных подметок и даже — в вещество, по консистенции и цвету соответствовавшее пицевому маргарину. Этот «маргарин» диверсант, под угрозой разоблачения, мог съесть без фатального вреда для здоровья! В годы «холодной войны» многие стратегически важные мосты в Западной Европе имели в составе своих «быков» блоки, наполнителем бетона которых служил октоген: марш численно превосходящих советских танковых соединений рассчитывали остановить, не тратя драгоценное время на заложение зарядов, а только устанавливая детонаторы на известные саперам блоки в опорах.

какая доля энергии взрыва преобразуется в кинетическую энергию осколков или воздушной ударной волны (десятки процентов) и какой эффект эти поражающие факторы могут произвести. Конечно, и тут время от времени появляются новшества, но, в общем-то, все это — «подбиение крошек». С достижением предельно допустимой плотности хранимой в мощных ВВ химической энергии, в их традиционном (военном) применении наступил кризис жанра и естественным стал поиск путей преобразования химической энергии в другие виды, которые могли бы выступить в роли более эффективных поражающих факторов.

Если бы меня спросили, от кого я узнал об идее выведения из строя электроники противника при воздействии на нее мощным РЧЭМИ, я затруднился бы ответить и сейчас. Эта идея носилась в воздухе: очень многим было известно, что для того, чтобы вышел из строя смесительный диод в радиолокаторе, достаточно индуцировать токовый импульс энергией всего в десяти-миллионную долю джоуля*. Более того, развитие электроники связывалось с повышением степени интеграции, дальнейшей миниатюризацией полупроводниковых элементов, а это означало, что такие элементы будут становиться все менее стойкими к токовым перегрузкам. Так что РЧЭМИ обещало стать весьма эффективным поражающим фактором, во всяком случае, когда речь шла о целях, в состав которых функционально входила электроника; сама угроза его появления вставала на пути миниатюризации — основной тенденции развития электронных средств. Применение же РЧЭМИ по живой силе представлялось малореальным: уж слишком высокие плотности энергии были необходимы для соматических эффектов.

2.3. Взрывомагнитные генераторы

Так же, как этот раздел, была озаглавлена и статья А. Д. Сахарова в «Успехах физических наук» [2.6]. Чуть раньше описание

* Правда, в энергию такого импульса преобразуется далеко не вся энергия воздействующего излучения; пренебрежение этим фактом было причиной многочисленных неверных оценок на ранних этапах развития электромагнитного оружия.

аналогичных устройств было дано в статье американца Макса Фаулера. Сам Андрей Дмитриевич отмечал, что мысли о возможности магнитной кумуляции еще раньше высказывались Я. П. Терлецким и В. К. Аркадьевым, «но осуществление культуры МК (магнитной кумуляции) стало возможным лишь тогда, когда возникла определенная культура обращения со сложными зарядами ВВ — кумулятивными, которые появились только во время Второй мировой войны, взрывными линзами (тогда же), с имплозивными зарядами. По существу, именно объект (имеется в виду центр разработки ядерного оружия Арзамас-16) и ему подобные учреждения были наиболее подходящими для этих работ. В делах такого рода осуществление идеи это даже не полдела, а все 99%». Следует добавить, что чрезвычайно важно представлять и порядки величин, существенных для реализации идеи. У Сахарова было и это преимущество, потому что в годы войны он был одним из создателей прибора для контроля бронебойных сердечников на патронном заводе. В основу работы этого прибора был положен скин-эффект.

Первая идея Сахарова заключалась в сжатии металлической трубки, в которой заранее создавалось магнитное поле, взрывом, направленным внутрь (имплозией). Опишем современный вариант воплощения этой идеи, свободный от многих недостатков первоначального (рис. 2.10).

Через катушку 1, свитую из множества параллельно соединенных между собой проводков, пропускается ток от разряда конденсатора 2. Проволочки изолированы между собой, поэтому поле свободно проникает как между витками, так и проволочками об-

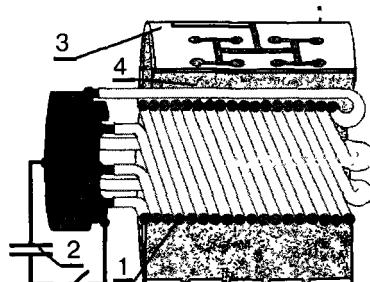


Рис. 2.10. Имплозивный взрывомагнитный генератор, идея которого была предложена А. Д. Сахаровым. На оси — катушка для измерения производной индукции магнитного поля

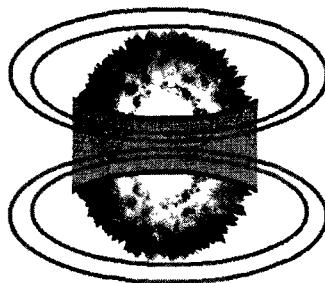


Рис. 2.11. Сжатие магнитного поля металлическим лайнером, сжимаемым взрывом к своей оси

ратного токопровода. Когда же ток близок к максимуму, срабатывает цилиндрическая детонационная разводка 3 и в кольце мощного взрывчатого вещества 4 формируется сходящаяся детонационная волна (происходит имплозия — «взрыв, направленный внутрь»). Достигнув катушки, она сдавливает витки. Изоляция между проводочками при этом перемыкается и далее взрывом сжимается просто трубка из металла (называемая лайнером). С замыканием витков, аксиальное магнитное поле, созданное разрядом конденсатора, оказывается окруженным металлическим лайнером, чей радиус уменьшается под давлением газов взрыва (рис. 2.11).

При условии сохранения большей части потока, индукция магнитного поля внутри лайнера «вынуждена» возрастать, чтобы компенсировать убывание площади сечения сжимаемого взрывом лайнера:

$$B = B_0 (S_0 / S) \lambda.$$

Несколько слов о детонационной разводке (рис. 2.12). Она представляет собой цилиндр, на котором отфрезерована система каналов. Начинаясь у детонатора, каналы покрывают всю внешнюю поверхность распределителя, заканчиваясь сквозными отверстиями. Они заполнены уже упомянутым эластичным ВВ с высокостабильной скоростью детонации. Эта сеть создается так, чтобы обеспечить равные пути детонации от детонатора до каждого отверстия. Таких отверстий (точек инициирования основного заряда) несколько десятков.

Описание работы имплозивного взрывомагнитного генератора (ИВМГ) особой сложности не представляет: вполне доста-

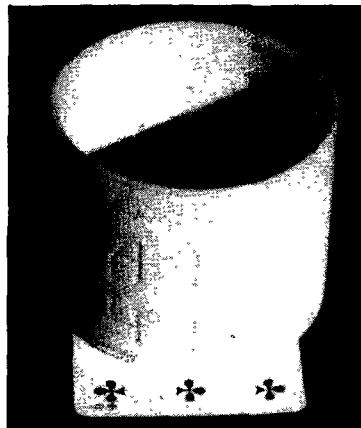


Рис. 2.12. Цилиндрическая детонационная разводка. Каналы еще не заполнены пластическим ВВ с высокостабильной скоростью детонации

точно знать коэффициент сохранения магнитного потока, чтобы определить и индукцию, и ток, и магнитную энергию. Существуют работы, посвященные расчету сохранения магнитного потока в ИВМГ, но автор не очень им доверяет, предпочитая определить все, что нужно, из осцилограммы (рис. 2.13) сигнала с пробной катушки, размещенной на оси устройства. Типичные данные его измерений приведены в табл. 1.1.

Таблица 1.1

Начальный внутренний диаметр катушки, мм	Конечный диаметр сжатия, мм	Коэффициент сохранения магнитного потока λ
33	20	0,86
45	30	0,91

Следует отметить, что ИВМГ автора были созданы для специфических задач: необходимо было получить максимальную скорость схождения лайнера, а потому он был намотан алюминиевыми, а не медными проводками: ради скорости метания проводимость, а значит, и сохранение потока, были принесены в жертву. Читатели, возможно, обратят внимание и на то, что сжатие имело место лишь до диаметра, всего в полтора раза

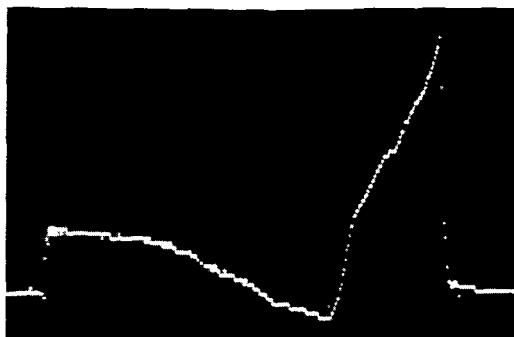


Рис. 2.13. Осциллограмма производной магнитной индукции в имплозивном ВМГ: сначала видна косинусоида от тока разряда конденсатора; когда производная приближается к нулю (а, значит, ток — к максимуму), взрыв замыкает витки катушки и сжимает ее к оси, почти двукратно увеличивая индукцию поля внутри (еще раз напомним: на осциллограмме — производная, поэтому индукция пропорциональна площадям соответствующих ее участков). Нелинейность возрастания производной на втором участке вызвана тем, что летящий лайнер «дышил» из-за отражений волн сжатия и разрежения (см. рис. 2.9)

меньшего, чем начальное значение. И это имеет объяснение: представляла интерес лишь та стадия сжатия, на которой еще не развивались нестабильности и внутренняя поверхность лайнера оставалась цилиндрической.

Каждый видел нестабильности, по крайней мере — по телевидению. Попросите ребенка нарисовать взрыв снаряда «на войне» и он начертит несколько линий, исходящих из центра. Из-за нестабильностей слой воды, метаемый взрывом, вырождается в струи, летящие в воздухе (рис. 2.14).

Нестабильности развиваются при большой разнице в плотности движущегося вещества и среды, где происходит его движение. Именно такое соотношение и имеет место в ИВМГ: лайнер из металла движется в воздухе, сжимаясь к оси. На полученных с помощью высокоскоростной камеры снимках (рис. 2.15) видно, как на внутренней поверхности лайнера начинают расти «пальцы», а потом образуется «звезда», разрезающая объем сжатия, на чем процесс усиления поля и заканчивается. В опытах автора (они будут описаны в главе, посвященной ударно-волновым излучателям) лайнер выполнял две функции, причем главной явля-



Рис. 2.14. Развитие нестабильностей в слое воды, метаемой подводным взрывом

лось формирование ударной волны при ударе лайнера о цилиндрическое тело, а дополнительно достигалось и «поджигание» поля с увеличением магнитной энергии примерно до килоджоуля, что по меркам ИВМГ было ничтожной величиной.

Создаваемые в Арзамасе-16 ИВМГ позволили достичнуть рекордных значений магнитной энергии и ее плотностей [2.7]. Привыкшие достигать совершенства, специалисты этой организации добились того, что в кинетическую энергию лайнера передавалось до 30% химической энергии ВВ (теоретически возможный уровень — 32%). Но химическая энергия распределена по большому объему заряда ВВ, а кинетическая энергия лайнера в конце процесса кумулируется в конечной полости

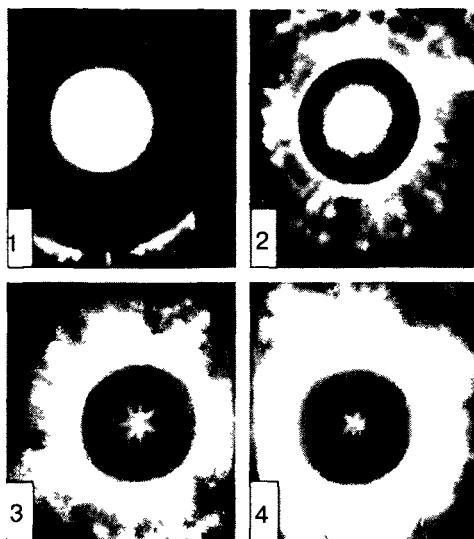


Рис. 2.15. Процесс развития нестабильностей в лайнере ИВМГ. Со временем (интервал между снимками 1,6 мкс) внутренняя поверхность лайнера из цилиндрической становится звездообразной

небольших размеров, что и позволило достичнуть рекордного значения плотности энергии магнитного поля ($4 \cdot 10^7$ Дж/см³), на несколько порядков превышающего плотность химической энергии в бризантных ВВ.

Работа, совершаемая взрывом против пондеромоторных сил поля, приводит к возрастанию энергии поля за счет энергии взрыва, пока процесс магнитной кумуляции не будет остановлен давлением поля: оно возрастает куда быстрее, чем гидродинамическое давление в веществе сжимаемого к оси лайнера. Площадь сечения лайнера убывает обратно пропорционально квадрату радиуса, а значит, в той же пропорции возрастает индукция поля; для магнитного же давления эта зависимость еще сильнее — оно пропорционально квадрату индукции, то есть четвертой степени радиуса лайнера! Закон возрастания давления гидродинамических сил куда как слабее — оно всего лишь обратно пропорционально логарифму радиуса. Из этого следует, что магнитное поле, пусть даже очень слабое вначале, всегда станет сильнее взрыва на конечной стадии сжатия и остановит движение лайнера к оси (и, кстати, чем слабее начальное поле, тем выше может

быть магнитная энергия в точке остановки). В опытах арзамасцев давление магнитного поля индукцией в 1000 Тл достигало 400 ГПа (четырех миллионов атмосфер), что превышало прочностные пределы любых материалов. Для таких опытов (рис. 2.16) создавались настоящие произведения искусства: свитые из нескольких тысяч плотно уложенных «один к одному» медных проводков диаметром 0,06 мм, катушки (их диаметры достигали 200 мм) вызывали уважение у всякого, кто держал их в руках. Арзамасцы нашли и способ борьбы с настабильностями: размещали на оси катушки несколько «каскадов» — трубочек разных диаметров, также образованных уложенными и скрепленными компаундом проволочками. Сжимаемый лайнер ударял по каскаду, «вбирая» его в себя, что препятствовало развитию нестабильностей. Ну, и конечно, такие сверхсильные поля тре-

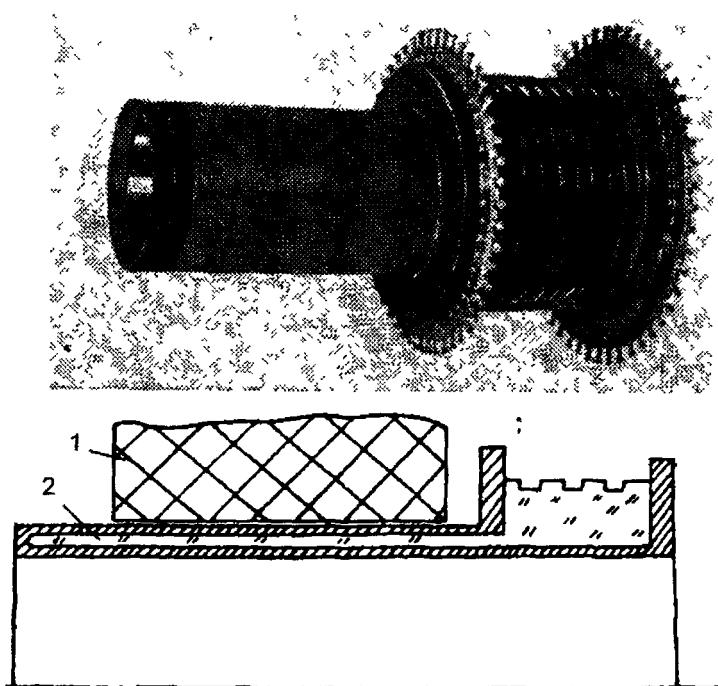


Рис. 2.16. Катушка ИВМГ, предназначенная для получения рекордных значений индукции магнитного поля [2.7]. Обозначения на нижней схеме.

1 — заряд ВВ, 2 — обмотка катушки и обратный токопровод

бовали гораздо более надежной, чем примитивные индукционные катушки, диагностики.

Методика регистрации поля в ИВМГ была основана на магнитооптическом эффекте Фарадея (рис. 2.17). При прохождении линейно-поляризованного света через прозрачный датчик длиной l , помещенный в магнитное поле H , плоскость поляризации поворачивается на угол $\theta = \nu l H$, где ν — постоянная Верде. Таким образом, повышение индукции магнитного поля регистрировалось фотоэлектронным умножителем как последовательность максимумов и минимумов. Датчик магнитного поля — цилиндр из тяже-

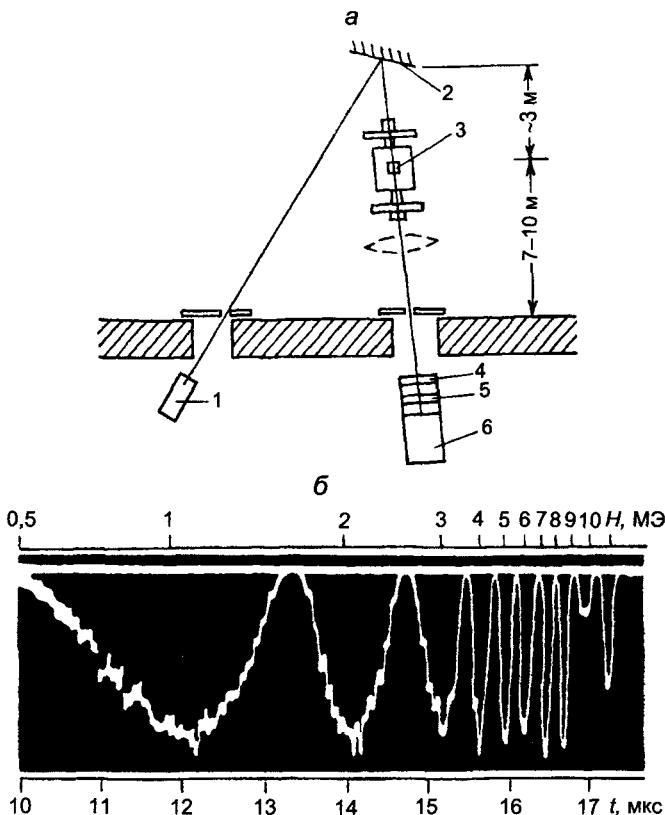


Рис. 2.17. Схема измерений индукции магнитного поля в ИВМГ и осциллограмма сигнала с фарадеевского датчика для опыта, где была достигнута индукция магнитного поля в 1000 Тл [2.7].

Обозначения на верхней схеме: 1 — лазер; 2 — зеркало; 3 — датчик поля; 4 — фильтр; 5 — анализатор поляризации; 6 — фотоэлектронный умножитель

лого флинта или плавленого кварца (диаметром 0,8 мм) — практически нечувствителен к производной магнитного поля и существенно менее чувствителен (по сравнению с индукционными датчиками) к механическим воздействиям. Оптический канал связи датчика с регистрирующей аппаратурой решил проблему ее сохранности и защиты от электромагнитных наводок. Использованная в экспериментах методика включала источник линейно-поляризованного монохроматического излучения — гелий-неоновый лазер (мощность 40 мВт, длина волны — 0,633 мкм), датчик магнитного поля и детектор излучения. Луч лазера 1 системой зеркал 2 направлялся вдоль оси генератора, в центре которого располагался датчик поля 3, и затем, пройдя оптический фильтр 4 на длину волны лазерного излучения и поляризатор-анализатор 5, попадал на фотоэлектронный умножитель 6. При монотонном изменении магнитного поля сигнал с фотоэлектронного умножителя, регистрируемый осциллографом, представляет собой чередование максимумов и минимумов, каждый из которых соответствует повороту плоскости поляризации на угол 90°.

Бессспорно, ИВМГ наиболее эффективны там, где требуется получить рекордные значения магнитной энергии, но и основной недостаток их очевиден: даже при применении «каскадной» техники они могут усиливать поле не более чем на порядок.

Второе предложение Сахарова — спиральный ВМГ (СВМГ) — обманчиво просто (рис. 2.18): спираль 1, а внутри нее — металлическая труба 2, заполненная взрывчатым веществом 3. Распространяющаяся вдоль трубы детонация растягивает трубу в конус, основание которого движется по виткам обмотки (в которой заранее сформирован магнитный поток), приближая точку контакта к нагрузке 4. По закону электромагнитной индукции, индуцируемая при этом ЭДС направлена так, чтобы воспрепятствовать изменению потока. Поскольку уменьшается индуктивность контура, ЭДС будет компенсировать это увеличением тока. Казалось бы, не составляет труда подсчитать усиление тока и энергии по формулам раздела 1.1, причем для получения значительного усиления естественно увеличивать начальную индуктивность, наматывая обмотку с постоянным шагом проводом наименьшего диаметра. Это — простое, но ложное представление: именно сохранение магнитного потока играет самую важную роль в работе СВМГ, превалируя над влиянием

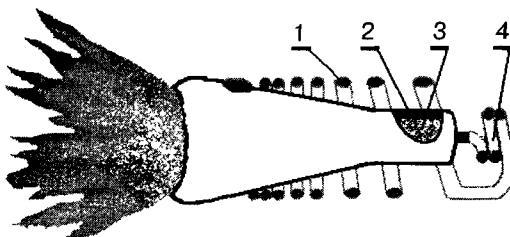


Рис. 2.18. Схема спирального взрывомагнитного генератора (СВМГ)

индуктивности. В любом случае магнитный поток будет теряться, потому что поле со временем будет «уходить» в металл провода на глубину скин-слоя. Ясно, что, при прочих равных условиях, потери тем больше, чем на большей длине провода происходит диффузия поля.

Когда оптимизируют обмоточные данные, ищут компромисс: в начале работы ВМГ ток протекает в очень большом числе витков, но индукция поля внутри обмотки еще невелика; в конце работы это соотношение обратное. Необходимо сделать так, чтобы в любой момент работы ВМГ потери энергии были меньше, чем ее прирост за счет работы, производимой взрывом при сжатии поля. Отсюда понятно, что закон изменения индуктивности обмотки по длине ВМГ (а значит — и во времени) должен быть согласован с временной зависимостью потерь магнитного поля.

Рассмотрим два СВМГ, различающихся лишь обмотками (рис. 2.19). СВМГ справа намотан с постоянным шагом по всей длине, поэтому его площадь сжимаемого контура уменьшается расширяемой взрывом трубой линейно. Слева сжимаемый контур образован профицированной обмоткой (с одинаковым с первым вариантом начальным шагом намотки, но увеличивающимся по мере приближения к нагрузке).

Пусть в начальный момент времени ток одинаков. Для СВМГ справа это означает, что энергия запитки у него больше, потому что индуктивность его обмотки выше. Но вот преимущество в усилении тока — за «левым» вариантом: за равный промежуток времени труба «отсечет» (показано пунктиром) то же число витков (начальные шаги намотки равны), но нагрузки для примерно равных наведенных ЭДС будут существенно различаться: в «левом» случае остаточная индуктивность меньше. К



Рис. 2.19. Схема работы СВМГ с обмоткой, намотанной с постоянным шагом витков (справа), и с обмоткой, шаг витков которой увеличивается по мере приближения точки контакта к нагрузке

тому же, в «левой» обмотке меньше потери потока на диффузию в проводник, потому что меньше периметр «остатка» сжатого контура.

По мере дальнейшего движения конуса, преимущество «профицированного» варианта будет возрастать, потому что в каждом из последующих его участков будет течь больший начальный ток. Если конечная нагрузка подобрана правильно («согласована») и усиление продолжается вплоть до закорачивания расширяющейся трубой последнего витка, «левый вариант» имеет все предпосылки не только компенсировать начальное энергетическое преимущество «правого», но и далеко превзойти его. Тот, кто разобрался в механизме сжатия поля, может задать вопрос: «А где же предел «крутизны» профицирования обмотки, возрастания шага намотки по мере приближения к нагрузке?». Стоит вспомнить, что большой ток еще не гарантирует получения большой магнитной энергии, которая равна полупроизведению индуктивности на квадрат тока! Так что, все более «круто» профицируя обмотку, можно прозевать момент, когда ВМГ вообще перестанет усиливать энергию и даже начнет терять ее, несмотря на больший генерируемый ток!

Ясно, что между двумя крайними рассмотренными случаями существует оптимум. Осталось только выяснить, как найти такой закон профицирования обмотки, при котором минимальны по-

тери. Понятно, что ток генерируется в контуре благодаря ЭДС, но эта ЭДС ограничена сверху значением электропрочности конструкции. Обычно изоляция провода постоянна по толщине, а значит, и рабочее напряжение СВМГ рационально сделать постоянным [2.8] и близким к пределу электропрочности.

Ток I , протекающий в цепи СВМГ, определяется дифференциальным уравнением: $d\Phi/dt + R_{\text{эфф}} I = 0$, где $R_{\text{эфф}}$ — эффективное сопротивление, определяющее все потери в контуре.

Решение этого уравнения имеет вид: $\Phi(t) = \Phi_0 \exp(-\int_0^t R_{\text{эфф}} dt / L)$.

Отсюда коэффициент сохранения магнитного потока: $\lambda(t) = \exp(-\int_0^t R_{\text{эфф}} dt / L)$. Эксперименты показали, что, если в спирлях при работе не наблюдается существенных потерь магнитного потока (например, из-за пробоев или «перескоков» точки контакта конуса, вызванных несоосностью спирали и трубы), то соотношение $\alpha = R_{\text{эфф}} / L = (1/t) \ln(1/\lambda) \cong \text{const}$ остается практически постоянным, с учетом чего можно записать:

$I(t) = \Phi_0 \exp\{-\alpha t\} / L(t)$. Продифференцировав последнее выражение по времени, умножив результат на L и учитывая, что $LdI/dt = U = \text{const}$, получим: $dL/dt + \{(U/\Phi_0)\exp(\alpha t) + \alpha\}L = 0$. Решение последнего уравнения:

$$L(t) = L_0 \exp\{(U/\Phi_0\alpha)(1 - \exp\alpha t) - \alpha t\}$$

и является законом вывода индуктивности для СВМГ, в котором максимальное напряжение между конусом трубы и витками спирали в течение всего времени работы постоянно. Каким именно оно будет — зависит от того, какова величина начального тока.

Расчет профиля индуктивности СВМГ ведут с использованием последней формулы, разделив обмотку по длине на секции (это тем более удобно, потому что и при изготовлении спирали провода будут укладываться в «канавки» на шаблонах из фторопласта, выполненных, в пределах одного шаблона, с постоянным шагом). Начинают расчет с секции, ближайшей к нагрузке, учитывая индуктивность последней. Далее расчет проводят по известным зависимостям, причем значение формфактора, учитывающее соотношение диаметра к длине, берут на 15–17% выше табличного, вводя, таким образом, поправку на взаимоиндукцию секций обмотки.

Те, кто не ограничится простым разбором приведенных формул, а захотят самостоятельно рассчитать СВМГ, обязательно «упрутся» в вопрос: какое же значение α надо использовать в расчете (фактически это означает — какова временная функция коэффициента сохранения потока в спирали). В этом-то и заключается вся трудность: до сих пор автор не встречал надежных методик расчета потерь. Будет ли ваш СВМГ достаточно эффективным — напрямую зависит от того, как «толст» ваш журнал для записей экспериментальных данных. Чем больше вы найдете там данных о спиралях с близкими нужному вам законами вывода индуктивности, тем больше шансы на успех (впрочем, и не успех будет полезен — вы занесете в журнал и данные опыта со спиралью, характеристики которой вас не устроили и «подправите» ее в дальнейшем). Для начала — данные об одном, очень эффективном СВМГ [2.8], с начальной индуктивностью 650 мГн, внутренним диаметром спирали 80 мм. Спираль была разбита на 15 секций длиной по 40 мм. Считая от нагрузки, шаг витков (в мм) от секции к секции изменялся так: 24/16/11/8/6/4,5/3,5/2,5/2/1,75/1,5/1,25/1,12/1. Такой СВМГ обеспечивал коэффициент усиления 240–260 (эта величина колеблется, потому что всегда существует несоосность трубы и спирали, другие технологические причины; запомним это), и при работе на нагрузку в 270 нГн магнитная энергия в ней достигала 52 кДж. При начальном токе в 620 кА напряжение между обмоткой и трубой в этом СВМГ было практически постоянным в процессе срабатывания (25 кВ), а коэффициент сохранения потока к концу работы (через 70 мкс после замыкания спирали) составил 34%, причем поток в процессе работы убывал строго линейно со временем — это указывает на то, что в обмотке нет секций, в которых потери были бы меньше усредненного значения (тогда имел бы смысл «пересчитать» всю обмотку с использованием такого локального закона вывода индуктивности), и нет секций, в которых потери были бы выше (что тоже потребовало бы корректировки шага их намотки). Индуктивность обмотки ВМГ по мере приближения точки контакта к нагрузке уменьшается экспоненциально, поэтому удобно представить ее в виде зависимости логарифма индуктивности от длины — тогда это будет прямая линия (рис. 2.20). Индуктивность нагрузки тоже должна быть «встроена» в закон изменения индуктивности спирали, потому

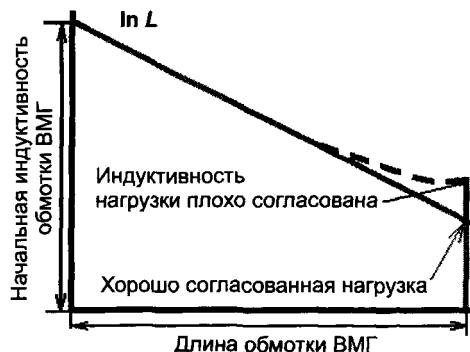


Рис. 2.20. Согласование нагрузки с законом изменения индуктивности СВМГ

что любые отклонения изменят этот закон, но когда «очень нужно», нагрузку все же меняют, как это не раз приходилось делать и автору. На начальных стадиях работы, пока индуктивность спирали велика, несогласованность нагрузки не будет ощущаться, но в конце работы отклонения от выбранного закона станут заметными и приведут к потерям потока (рис. 2.21), хотя на «свою» нагрузку спираль эффективно работала до последней микросекунды (рис. 2.22). Опять же, когда «очень нужно», повышают и начальный ток сверх расчетного, что чревато пробоем и получением просто жалкого тока в нагрузке (рис. 2.23). Иногда без изменения нагрузки не обойтись, но мучительно не хочется

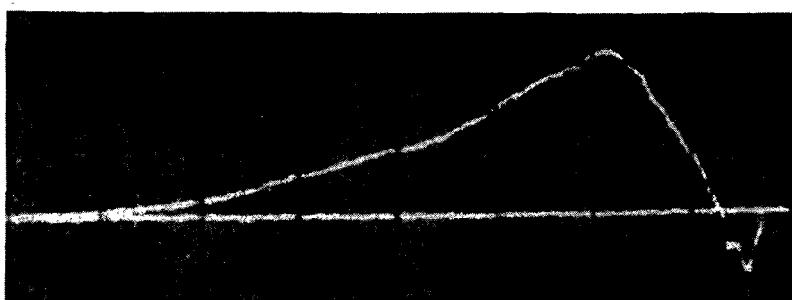


Рис. 2.21. Осциллограмма производной тока при работе СВМГ. Потеря потока в конечной стадии работы происходит из-за несогласованности индуктивности нагрузки с законом изменения индуктивности обмотки СВМГ

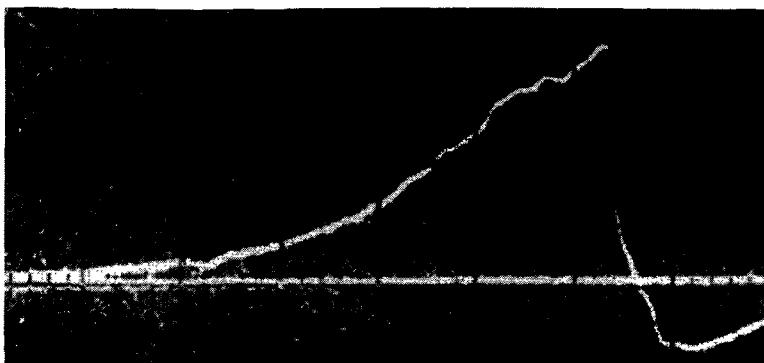


Рис. 2.22. Индуктивность нагрузки хорошо согласована с законом изменения индуктивности обмотки. СВМГ эффективно усиливает ток вплоть до последней микросекунды своей работы. Правда, и в этой обмотке есть что «подправить»: осциллограмма перед самым окончанием работы (пиком и последующим «обрывом») могла бы возрастать «покруче», а значит, и усиление тока могло бы быть немного большим

менять что-нибудь в уже доказавшей свою эффективность, подобранной с таким трудом обмотке. Перейти на меньшую индуктивность нагрузки — не проблема, просто надо добавить к спирали одну-две секции с большими шагами намотки, продолжив зависимость рис. 2.20, до согласования с новой нагрузкой (при этом, если не требуется большее усиление, можно «отбросить» такое же число секций с наименьшими шагами намотки). Хуже (но чаще встречается), если индуктивность новой нагрузки



Рис. 2.23. Слишком большая величина начального тока привела к развитию в СВМГ напряжения, превышающего пробивное для изоляции проводов обмотки. Произошел пробой, канал которого «отсек» область, где была сосредоточена большая часть потока. Конечное усиление тока ничтожно

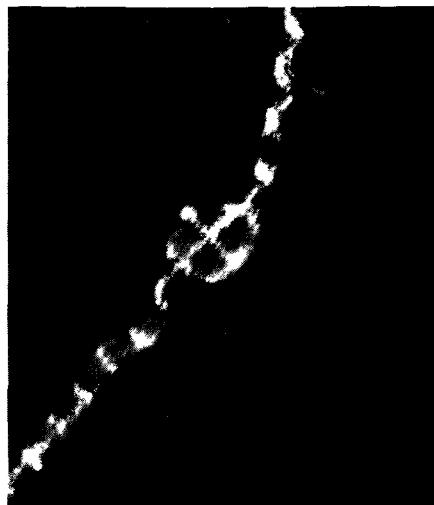


Рис. 2.24. Несоосность трубы и обмотки привела к тому, что точка контакта основания конуса, образованного расширяющейся трубой, «перескочила» участок обмотки, что привело к частичной потере магнитного потока

больше, чем «согласованное со спиралью» значение — тогда тут же зависимость придется продлевать в сторону меньших шагов и все более вероятной станет встреча с «перескоком» (рис. 2.24): незаметная глазу несоосность трубы и спирали приведет к тому, что точка контакта будет не плавно скользить по каждому витку, а «перескакивать» на некоторых участках, опять же — транжира драгоценный магнитный поток.

Но бывает и так, что нагрузка — вообще «ни в какие ворота», и тогда ее согласуют, используя взрывной трансформатор. К СВМГ подключают (рис. 2.25) коаксиал из центрального проводника 1 и цилиндра 2 из тонкой фольги. В конечной фазе цилиндрическая детонационная разводка 3 (рис. 2.12) формирует в кольцевом заряде 4 сходящуюся детонационную волну. Взрывом токовый контур разрывается — фольга цилиндра 2 продавливается в пазы между ребрами изоляционной катушки 5. При этом за время в сотни наносекунд «освобождается» магнитный поток, что ведет к индуцированию на разрыве напряжения, которое, достигая иногда миллиона вольт, и прикладывается к нагрузке 6.

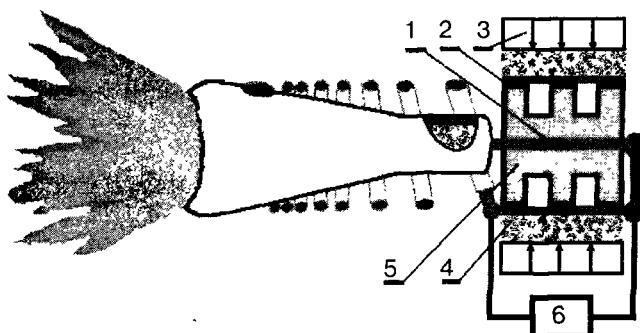


Рис. 2.25. Схема взрывного трансформатора, допускающего согласование СВМГ с любой нагрузкой

Пока газы взрыва (окислы углерода и азота), сжатые до огромных (грамм на кубический сантиметр) плотностей, еще не разлетелись, они хорошо изолируют катушку 5. Внимательный читатель задастся вопросом, есть ли смысл подключать такой трансформатор к СВМГ, в котором магнитный поток только течет: можно просто «разорвать» контур первичного тока, соединив точки разрыва с нагрузкой. Так иногда и делают, когда требуется только высокое напряжение. Но когда нужно существенно усилить энергию (пусть даже за счет снижения напряжения), без СВМГ не обойтись.

Если все параметры СВМГ подобраны правильно, то он представляет собой очень эффективный усилитель, ведь если, как мы знаем, в ИВМГ сжатие и усиление тока заканчиваются после того, как диаметр лайнера уменьшился в пределах порядка, то соотношение начальных индуктивностей спирали и нагрузки может достигать многих тысяч, поэтому реально усиление тока и энергии на три порядка. По мере увеличения коэффициента усиления, КПД преобразования химической энергии ВВ в энергию токового импульса снижается, но только когда коэффициент усиления СВМГ достигает тысяч, имеет смысл задуматься, что рационально увеличивать: габариты СВМГ или размеры начального источника энергии, такого как конденсатор.

2.4. ЛИТЕРАТУРА

- 2.1. Г. Е. Зильберман. Электричество и магнетизм — М.: Наука, Главная редакция физико-математической литературы, 1970.
- 2.2. Г. Кнопфель. Сверхсильные импульсные магнитные поля. — М.: Мир, 1972.
- 2.3. А. С. Компанеец. Законы физической статистики. Ударные волны. Сверхплотное вещество. — М.: Наука, ГРФМЛ, 1976.
- 2.4. Я. Б. Зельдович, А. С. Компанеец. Теория детонации. — М.: ГИТТЛ, 1955.
- 2.5. Л. П. Орленко (ред.). Физика взрыва. — М.: Физматлит, 2004.
- 2.6. А. Д. Сахаров. Взрывомагнитные генераторы. УФН, 1966, т. 88, № 4.
- 2.7. В сб. «Вопросы современной экспериментальной и теоретической физики» (ред. А. П. Александров). — Л.: Наука, 1984.
- 2.8. В. А. Демидов, Е. И. Жаринов, С. А. Казаков, В. К. Чернышев. Высокоиндуктивные взрывомагнитные генераторы с большим коэффициентом усиления энергии. ПМТФ, № 6, 1981, с. 106.

3. Магнитный поток в тисках сверхпроводника: немедленно освободить!

История сверхпроводникового источника радиочастотного электромагнитного излучения (РЧЭМИ) началась с того, что один из приятелей автора (В. В. Слепцов) попросил определить критические токи в создаваемых его лабораторией высокотемпературных сверхпроводниках — микронной толщины пленках из $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, нанесенных на подложки из искусственного сапфира. Предполагалось, что токи, при которых такие пленки должны были перейти из разряда сверхпроводников в плохие проводники, составляют килоамперы. Автор подумал, что если бы в контуре из сверхпроводника протекал значительный ток, а потом со сверхпроводником случилась бы такая неприятность, то все это не могло бы не сопровождаться существенным изменением магнитного момента контура, второй производной которого по времени, как известно, пропорциональна мощность РЧЭМИ. Он попросил, чтобы пленки были напылены на сапфировые подложки в виде колец. Доклад о критических токах в таких пленках был впоследствии опубликован [3.1], но у автора к ним был и свой интерес [3.2].

В опытах (рис. 3.1, 3.2, 3.3) одновитковый соленоид из меди 1 окружал кольцо 2. Оба погружалось в жидкий азот 3, где кольцо и обретало сверхпроводимость. От созданного в Арзамасе-16 (Г. И. Волковым, В. А. Ивановым и др.) ВМГ с взрывным трансформатором, подобным описанному в разделе 2.3, в соленоиде 1 формировался импульс тока с коротким (сотни наносекунд) фронтом. Индуктивность соленоида вначале была очень мала, потому что внутри него находилась сверхпроводящая вставка и возрастание тока определялось только возможностями формирователя. Магнитное поле было сосредоточено в узком зазоре между сверхпроводником и соленоидом: в сверхпроводник оно не могло проникнуть, потому что там индуцировался ток, полно-

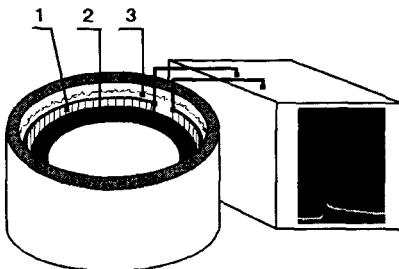


Рис. 3.1. Схема излучателя с переключающим элементом из сверхпроводника



Рис. 3.2. «Сверхпроводниковый» излучатель подготовлен к опыту

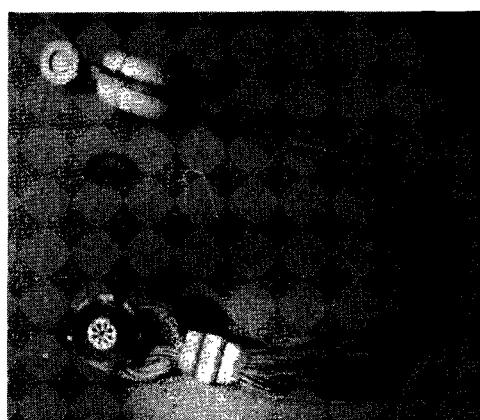


Рис. 3.3. Элементы «сверхпроводникового» излучателя: соленоид с подводящими кабелями и кольцо из сверхпроводника

тью его компенсировал (эффект, которому было присвоено имя одного из его первооткрывателей — В. Майснера). Но наступил момент, когда ток в сверхпроводнике превышал критическое значение и тогда в кольце возникал фазовый переход, по одну сторону которого пленка была еще сверхпроводящей, а по другую — проводила плохо. Фронт фазового перехода двигался от периферии кольца к его оси и оказалось, что скорость его довольно велика (километры в секунду), но она слабо зависит от индукции внешнего магнитного поля. Это позволяло за доли микросекунды успеть «накачать» существенную энергию в соленоид. Когда же фронт фазового перехода достигал внутренней границы кольца, ток, а значит, и магнитный момент менялись очень быстро. Отметим, что размер фронта фазового перехода в высокотемпературных сверхпроводниках значительно больше, чем в сверхпроводниках первого рода, к которым относятся практически все достаточно охлажденные чистые металлы: в них толщина переходной области порядка характерного размера куперовской пары (смысл этого понятия будет пояснен далее).

3.1. Теория братьев Лондонов

В 1934 г. голландские физики К. Гортер и Х. Казимир предложили рассматривать сверхпроводник как смесь двух электронных жидкостей — нормальной и сверхпроводящей. Нормальная электронная жидкость характеризуется наличием некоторого «трения», то есть обладает теми же свойствами, что и электроны в обычном металле, а вот сверхпроводящая — течет без трения. Обе жидкости перемешаны, в каждом сверхпроводнике есть электроны обоих сортов. Концентрация сверхпроводящих электронов зависит только от температуры. Когда мы охлаждаем металл до критической температуры, сверхпроводящие электроны появляются, а при абсолютном нуле все электроны являются сверхпроводящими.

Теория Лондонов [3.3] описывает проникновение магнитного поля в высокотемпературный сверхпроводник (иногда говорят: «сверхпроводник второго рода»). Считается, что в переходной зоне присутствуют электроны как сверхпроводящие (индекс "s"), так и нормальные ("n"). Чем ближе напряженность магнитного поля и температура к их критическим значениям, тем выше кон-

центрация нормальных электронов n_n . Полный ток может быть представлен как сумма двух параллельных токов: нормального и сверхпроводимости.

В сверхпроводнике, как в атоме или молекуле, электронные облака могут двигаться по замкнутым траекториям, создавая ток и связанное с током магнитное поле. Движение электронов в сверхпроводнике не затухает со временем, как не затухает вращение электронных облаков атома. В обычном металле при комнатной температуре движение большого числа электронов в одном направлении быстро затухает, так как такое движение фермионов соответствует возбужденному состоянию. Перейти в одно наименее энергетическое состояние большому числу фермионов запрещает принцип Паули*. При низких температурах, в условиях перехода к сверхпроводящему состоянию, электроны объединяются в так называемые куперовские пары — квазичастицы со спином, равным единице (открытие этого принципа было отмечено Нобелевской премией). Куперовские пары — бозоны и могут в любом количестве скапливаться в одном энергетическом состоянии, благодаря чему, собственно, и реализуется сверхпроводимость: если это состояние характеризуется настолько низкой энергией, что частицы уже не возбуждают колебания кристаллической решетки, то бозоны — носители заряда — беспрепятственно перемещаются в одном направлении, а значит, возникает незатухающий электрический ток.

*

Частицы с целым спином — бозоны, с полуцелым — фермионы. Деление частиц на бозоны и фермионы отражает их различный, чисто квантовый характер взаимодействия, связанный с тем, что волновые функции бозонов всегда симметричны относительно перестановки двух бозонов в пространстве, а волновые функции фермионов антисимметричны, т. е. меняют знак при перестановке двух частиц. Отсюда для фермионов следует известный запрет, именуемый принципом Паули:

в любом фиксированном состоянии системы взаимодействующих частиц может находиться только один фермион.

Принцип Паули накладывает жесткие ограничения на движение связанных фермионов. Их коллективные свойства сильно отличаются от коллективных свойств бозонов. Бозоны при взаимодействии друг с другом стремятся занять одинаковое состояние с минимальной энергией.

Фермионы взаимодействуют друг с другом только тогда, когда могут перейти в новое, не занятое другими фермионами, состояние. Фермионы и бозоны образуют два основных класса частиц.

В случае наличия параллельных токов система уравнений, обобщающая уравнения братьев Лондонов [3.3], имеет вид:

$$\begin{aligned} \partial \vec{B} / \partial t + c \operatorname{rot} \vec{E} &= 0, \quad \vec{j} = (c / 4\pi) \operatorname{rot} \vec{B}, \quad m \partial \vec{V}_s / \partial t = e \vec{E}, \\ \vec{j}_n &= \sigma_0 (1-\alpha) \vec{E}, \quad \vec{j}_s = \alpha n \vec{V}_s, \quad \vec{j} = \vec{j}_n + \vec{j}_s, \quad \alpha = n_s / n. \end{aligned} \quad (3.1)$$

Здесь B и E — напряженности магнитного и электрического полей; j — плотность тока; V_s — скорость электронов сверхпроводимости. Соотношения (3.1) представляют уравнения Максвелла, условие параллельности включения токов, законы Ома для электронов — нормальных и сверхпроводимости.

Для того чтобы система (3.1) стала полной, необходима зависимость $\alpha = \alpha(B, T)$. В [3.4] приведена зависимость сопротивления ρ сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ от величины магнитного поля для разных температур, ниже критической. Полагая, что $\rho(B, T) = \{1 - \alpha(B, T)\}\rho_0$, получим $\alpha(B, T) = 1 - \rho(B, T) / \rho_0$, ($\rho_0 = 0,3 \text{ мОм} \cdot \text{см}$). Характерной особенностью сверхпроводников второго рода является наличие двух критических полей: нижнего B_1^* и верхнего B_2^* . Если напряженность магнитного поля меньше нижней критической, вещество ведет себя как чистый сверхпроводник, чему соответствует $\alpha = 1$, а если поле больше верхнего критического, то $\alpha = 0$ и вещество — просто проводник. В переходной области зависимость $\alpha(B)$ хорошо аппроксимируется формулой:

$$\alpha = \frac{\alpha_1 + \alpha_2(B - b) - (\alpha_2 + 1)(B - b)^2}{\alpha_1 + \alpha_2(B - b) - \alpha_3(B - b)^2}, \quad (3.2)$$

где: B — напряженность магнитного поля, отнесенная к верхней критической; b — безразмерное нижнее критическое поле; параметры α_i определяются температурой тела.

Для оценки возможного повышения температуры, связанного с джоулевым разогревом сверхпроводника, используем уравнение баланса энергии. Без учета процессов теплопроводности (существенно более медленных) оно имеет вид:

$$(\rho c) \partial T / \partial t = \sigma_0 (1-\alpha) E^2. \quad (3.3)$$

В процессе расчетов по текущим токам будет оцениваться изменение температуры. Пусть сверхпроводник представляет со-

бой бесконечный полый цилиндр с внешним радиусом r_e и внутренним r_i . Считаем, что внутри цилиндра распределение электромагнитных полей описывается уравнениями Максвелла в пустоте, а в цилиндре — уравнениями (3.1). На внешней границе цилиндра задано магнитное поле $B_e = B(t)$, параллельное оси. В начальный момент поле отсутствовало: $B(r, 0) = 0$, $0 \leq r \leq r_e$. При $r = r_i$ полагаем непрерывность электрического и магнитного полей, что соответствует отсутствию поверхностных токов и зарядов, поля при $r = 0$ считаем ограниченными.

Задача сводится к интегрированию двух систем одномерных нестационарных уравнений в частных производных, сопрягающихся на неподвижной границе $r = r_i$ условиями непрерывности поля.

Решение проводилось численно. По консервативной схеме [3.6] расписывались чисто неявные разностные аналоги систем уравнений, затем в направлениях от границ $r = 0$ и $r = r_e$ вычислялись коэффициенты матричной прогонки, по ним и граничным условиям при $r = r_i$ определялись значения полей на внутренней границе сверхпроводника, затем методом обратной их прогонки находилось распределение во всей расчетной области.

Для характеристики проникновения поля в сверхпроводник введем величины $\lambda_1 = r(B_1^*)$ и $\lambda_2 = r(B_2^*)$ (r — расстояние от границы сверхпроводника), а также среднюю величину проникновения поля λ :

$$\lambda(r_0 - 1/2\lambda)B_0 = \int_{r_i}^{r_e} B(r)rdr.$$

Если $B_2^* < B_e$, то образуются три зоны: I — зона сверхпроводящего состояния ($\lambda_1 < r$), II — зона смешанной проводимости ($\lambda_2 < r < \lambda_1$), III — зона обычной электропроводности. Величина λ непрерывно растет, при $B_e = B_2^*$ $\lambda \approx \ln t$, а при $B_2^* < B_e$ $\lambda \approx t \exp(\gamma(B_0))$ причем $\gamma \rightarrow 1/2$ с увеличением B_e . Это показывает, что определяющим процессом является проникновение поля в области обычной электропроводности, где процесс описывается уравнением типа теплопроводности. В качестве закона изменения поля на внешней границе цилиндра примем $B_e = (2/\pi)B_0 \operatorname{arctg}(\omega t)$. Величина $\omega = \infty$ соответствует мгновенному максимальному значению поля. Здесь и далее, если явно не ука-

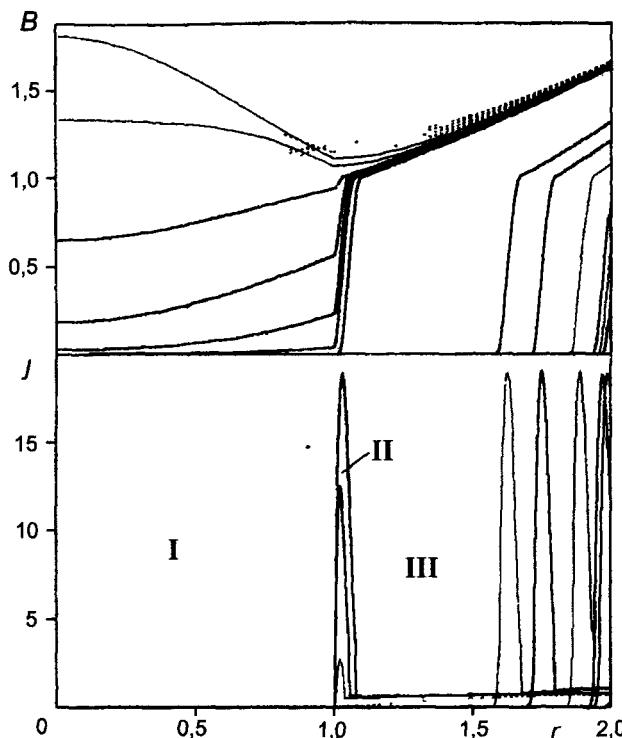


Рис. 3.4 Профили магнитного поля и плотности тока при $\omega = 0,1$ для $B_0 = 2$ (пунктирные линии — профили после отражения волны от оси схождения, $0 < r < 1$ — пустота, $1 \leq r \leq 2$ — проводник)

зана размерность, используются безразмерные величины. Величина напряженности магнитного поля отнесена к верхнему критическому значению, т. е. $B_2 = 1$, время — к r_i / c ; расстояние при $r_i < r < r_e$, в том числе λ_1 , λ_2 и λ — к $\Delta r = r_i - r_e$, а при $r < r_i$, т. е. в пустоте — к r_i .

Плотность тока отнесена к $B_2^* c / \Delta r$, а магнитный момент системы токов — к $B_2^* c / \Delta r^4$.

На рис. 3.4 представлены профили магнитного поля при $\omega = 0,1$ для $B_0 = 2$ (пунктирными линиями — после отражения волны от центра). Пока $1 < B(r_e, t)$, λ_1 имеет значение порядка нескольких лондоновских длин и медленно увеличивается с ростом поля, и ток протекает в узкой области у границы. Как только

$1 < B(r_e, t)$, глубина проникновения резко возрастает, образуются три зоны, указанные выше, основной ток течет по области II, которую можно рассматривать как волну разрушения сверхпроводимости. В области III из-за омических потерь ток быстро затухает. Оценка увеличения температуры, сделанная по (3.3), показывает, что ее значительное повышение происходит только в области III и не оказывает заметного влияния на процесс перехода от сверхпроводящего состояния к нормальному. С уменьшением B_0 время разрушения сверхпроводимости в цилиндрическом слое возрастает как за счет более позднего достижения на границе значения $B_e = 1$, так и за счет уменьшения $d\lambda_1 / dt$. Ширина зоны смещенной проводимости при этом увеличивается. К аналогичным результатам приводят и уменьшение ω . Глубина проникновения поля на начальном участке меняется в основном за счет распространения фронта волны разрушения сверхпроводимости и при достижении ею границы проводящего материала определяется обычной электропроводностью.

В табл. 3.1 приведены значения времени разрушения сверхпроводимости в кольце в зависимости от скорости нарастания напряженности на границе поля и его максимального значения. Времена t_1 и t_2 соответствуют достижению верхнего критического поля на внешней и внутренней границе сверхпроводника соответственно.

Таблица 3.1

B_0	ω							
	0,05		0,1		1,0		∞	
	t_1	t_2	t_1	t_2	t_1	t_2	t_1	t_2
	Время разрушения сверхпроводимости, наносекунд							
1,5	34,7	89,7	17,4	61,1	1,70	28,2	0	21,6
2,0	20,0	52,6	10,0	35,8	1,0	16,2	0	12,2
5,0	6,5	21,3	3,3	14,8	0,4	6,7	0	4,8

При исчезновении области II происходит резкое возрастание напряженности магнитного поля на внутренней границе до величины, пропорциональной B_2^* . Это изменение поля распространя-

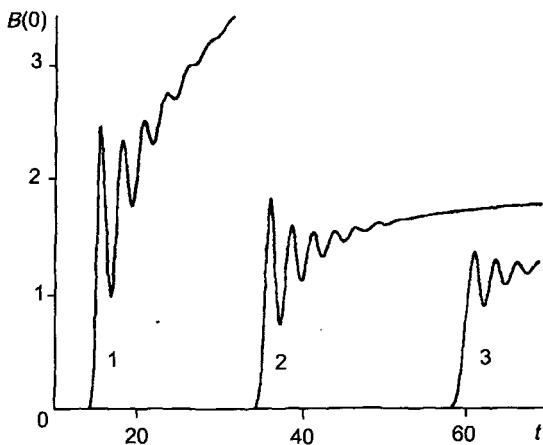


Рис. 3.5. Изменение индукции магнитного поля в центре (B_0) в зависимости от t для $\omega = 0,1$ и $B_0 = 5; 2; 1,5$ (кривые 1–3 соответственно)

ется в непроводящей области в виде электромагнитных волн, которые отражаются от центра проводящего цилиндра. В выбранной геометрии время резкого изменения поля на границе равняется 2–3 единицам безразмерного времени (рис. 3.5). Вначале имеет место колебательный процесс, инициированный отражением волн с асимптотическим выходом на приложенное внешнее поле B_0 . Максимальное значение в первом пике превосходит $B(r_i)$ в 1,5–3 раза в зависимости от ω и может быть меньше B_0 , что связано с задержкой проникновения поля через проводящий слой. Отсюда следует, что сильное сжатие поля при разрушении сверхпроводимости невозможно.

3.2. Что же происходит в источнике

Протекание тока в соленоиде 1 (см. осциллограмму на рис. 3.1) приводит к тому, что изменение магнитного момента M системы токов в сверхпроводнике

$$M(t) = \int_{r_i}^{r_0} r^2 (\partial B / \partial r) dr = (r_0 - \lambda)^2 B(r_e) - r_i^2 B(r_i)$$

происходит за счет изменения B_e , так как значение λ / r_0 мало, а $B(r_i) = 0$ (рис. 3.6). Когда зона II достигает r_i , второй член начи-

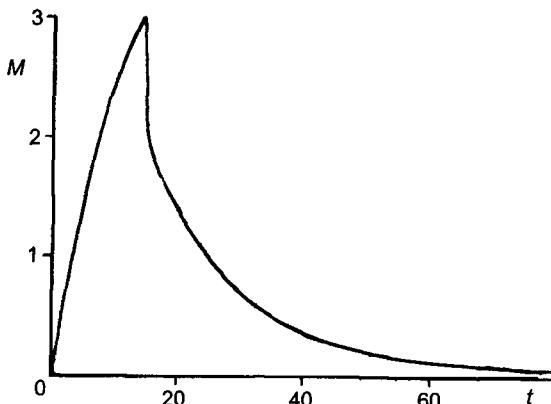


Рис. 3.6. Момент системы токов в сверхпроводнике в различные моменты времени

нает быстро расти, что приводит к резкому падению $M(t)$. Характерно, что это падение определяется в основном скоростью изменения B_i , что, как указывалось выше, слабо зависит от скорости изменения поля на внешней границе. После того как сверхпроводимость полностью исчезнет, процессы определяются обычной диффузией, и изменение $M(t)$ резко замедляется. Такое поведение $M(t)$ позволит объяснить, почему данная система является эффективным излучателем электромагнитных волн. Сравнивая критические токи для тонкопленочного сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ с аналогичными параметрами, характерными для сверхпроводящих слоев существенных размеров [3.4], можно заключить, что наблюдавшиеся эффекты потребовали более низкого значения тока в соленоиде (порядка десятков килоампер). Из расчетов также следует, что существенное превышение током критического значения слабо влияет на выход электромагнитной энергии. Это было подтверждено и экспериментально. Мощность РЧЭМИ была рассчитана для магнитного диполя с меняющимся во времени магнитным моментом [3.5]. Графики зависимости мощности излучения $S(t)$ приведены на рис. 3.7 для $\omega=1$, $B_0 = 5; 2; 1,5$ (кривые 1—3) и $\omega=0,1$; $B_0 = 5; 2$ (кривые 4 и 5). Максимальная мощность излучения падает с уменьшением B_0 , а скорость нарастания внешнего поля ω влияет более слабо (см. кривые 1 и 4 и табл. 3.2). Провал в пике излучения соответствует изменению знака $M''(t)$. Длительность основного импульса излу-

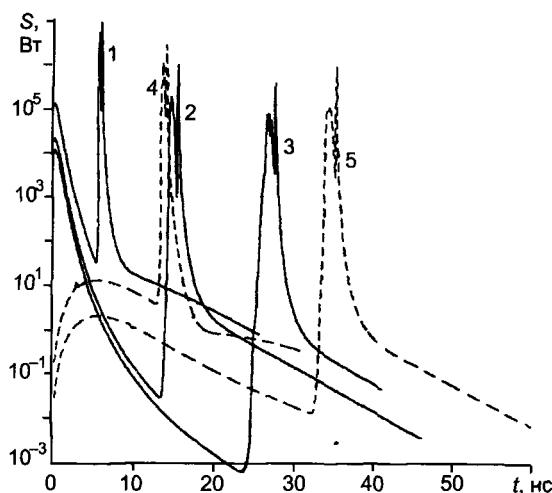


Рис. 3.7. Зависимость мощности излучения $S(t)$ для $\omega = 1$; $B_0 = 5; 2; 1,5$ (кривые 1–3) и $\omega = 0,1$; $B_0 = 5; 2$ (кривые 4 и 5)

чения увеличивается с уменьшением B_0 , что связано со снижением скорости токовой волны: она составляет примерно 0,8 наносекунды для $B_0 = 5$ и порядка 2,7 нс для $B_0 = 1,5$. Излучение, обусловленное нарастанием внешнего поля, определяется скоростью его изменения и для рассматриваемых процессов на несколько порядков меньше основного максимума.

Расчеты подтвердили, что излучение, генерируемое кольцевым сверхпроводящим коммутатором, обусловлено резким изменением его магнитного момента при исчезновении сверхпроводимости во всем объеме проводника, что видно из со-поставления расчетных значений спектрального распределения мощности РЧЭМИ с экспериментальными (рис. 3.8). Это распределение было получено преобразованием функции тока в сумму синусоид методами Фурье (чтобы корректно применить эти методы, пришлось пойти на ряд хитростей, но об этом — позже). Далее для диполя рассчитывались парциальные мощности излучения и плотность мощности РЧЭМИ (производная мощности по частоте). Совпадение вполне удовлетворительное, если учитывать модельный характер расчетной схемы. Частотный диапазон смещается в область более высоких значений ω при увеличении B_0 .

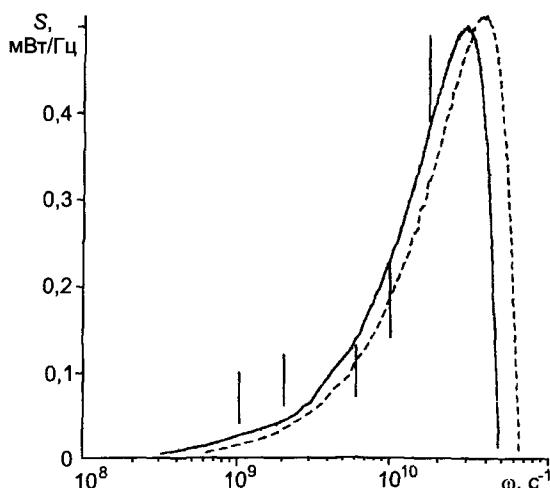


Рис. 3.8. Спектральное распределение мощности РЧЭМИ для $\omega = 0,1$ и $B_0 = 2$ (сплошная кривая) и 5 (пунктир)

Таблица 3.2

	ω			
	0,05	0,1	1,0	∞
B_0	Интегральная мощность РЧЭМИ, МВт			
1,5	0,26	0,27	0,31	0,33
2,0	0,76	0,85	0,92	1,03
5,0	2,77	4,21	8,93	9,32

3.3. Очень сложные измерения широкополосного РЧЭМИ

Сложность этих измерений определяется прежде всего тем, что необходимо одновременно регистрировать сигналы, амплитуды которых отличаются на много порядков: излучение индуцирует на антенах напряжения в доли вольт, а при работе сборок амплитуды колебаний составляют многие десятки киловольт. Большие токи разряда могут привести к появлению в цепях регистрации излучения наводок, даже если собственно излучения в

опыте и не было. Знание этого факта является источником вдохновения для многочисленных «специалистов», которые, мало что понимая в процессе измерений, тем не менее, стремятся к самоутверждению в образе суровых, но справедливых скептиков, объявляя «наводками» практически любой зарегистрированный сигнал. Все же, объективно возможность регистрации ложных сигналов существует, а потому необходимо принять все меры к тому, чтобы ее исключить.

Сильноточные цепи ни в коем случае не должны быть гальванически связаны с цепями регистрации. Для этого заземление сильноточных цепей делается именно через землю, а не через оплетку кабеля (рис. 3.9). В высоковольтном кабеле 1 для зарядки емкостного накопителя 2 используется только центральная жила. Как емкостной накопитель, так и используемый для зарядки источник 3 заземляются небольшими металлическими штырьками, втыкаемыми в грунт близи накопителя и в пол бункера 4 (слегка проводящий). Нетрудно видеть, что сопротивление току зарядки представлено в этом случае сопротивлением участка грунта, разделяющего место проведения опыта и находящийся обычно в полусотне метров бункер. Это сопротивление обычно составляет десятки килоом и зависит от многих факторов (прежде всего — от влажности грунта), но токи зарядки обычно невелики (миллиамперы) и специально повышать проводимость грунта ни к чему. Более того, в целях безопасности персонала и оборудования, а также — для исключения обвинений в «присоединении дополнительной антенны», к концам кабеля подключаются токоограничивающие резисторы 5.

Напротив, чтобы обеспечить протекание больших начальных токов в сборке 6, она подсоединяется к накопителю 2 возможно более коротким отрезком высоковольтного радиочастотного ка-

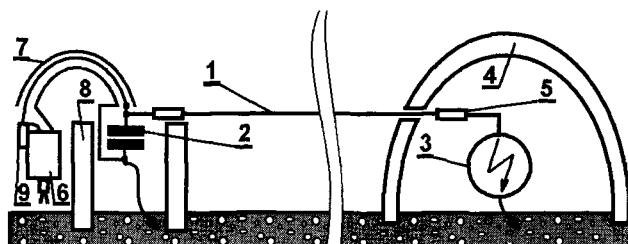


Рис. 3.9. Схема проведения опыта со взрывным источником РЧЭМИ

беля 7, причем при этом принимаются меры к тому, чтобы контакты токоведущих жил были качественными (под тую завернутыми винтами). Чтобы при взрыве сборки накопитель не пострадал, он окружается защитным кольцом 8.

Но, понятно, разряд накопителя необходимо обеспечить в нужный момент времени, синхронизованный с другими процессами в сборке с точностью до микросекунды. Этому служит коммутатор 9, который приводится в действие детонацией слоя взрывчатого вещества (используется такое ВВ, скорость детонации которого постоянна, и, зная ее и разметив на взрывчатой полоске соответствующие длины, можно синхронизировать многие процессы, происходящие в сборке).

Собственно коммутатор (рис. 3.10) включает ввинченный в изолятор металлический штырь 1, к которому подпаивается центральная жила кабеля. Острое штыря дополнительно изолируется (обычно — слоем слюды 2) и вся конструкция обматывается слоями лавсановой или фторопластовой пленки. Пластишка медной фольги 3 служит другим контактом коммутатора. Когда детонация доходит до участка, расположенного под острием штыря, ее газы «прижимают» контактную пластинку 3. При этом все слои изоляции продавливаются и достигается хороший контакт. На ленте из эластичного ВВ коммутатор, в нужном месте, укрепляется изолентой.

Но важно не только в нужный момент времени обеспечить энергией сборку, а и запустить развертки многочисленных осциллографов, регистрирующих происходящие в ней процессы. Для этого также используется детонационная автоматика

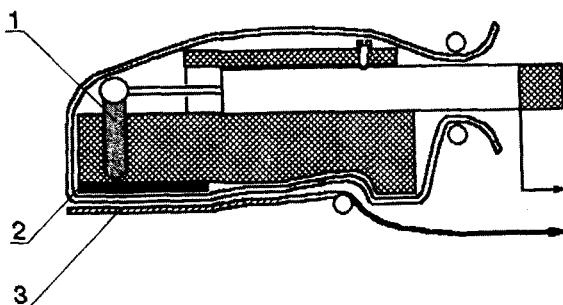


Рис. 3.10. Схема коммутатора для энергообеспечения сборки

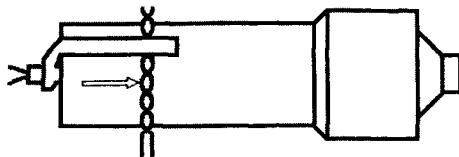


Рис. 3.11. Датчик для формирования сигнала запуска разверток осциллографов

(рис. 3.11) — внутрь ленты из того же ВВ с постоянной скоростью детонации в заранее рассчитанном месте помещается пара перекрученных обмоточных проводков (показаны стрелкой). Детонация передавливает их лаковую изоляцию, в нужный момент времени замыкая контакт. Если подключить к проводкам батарейку, то будет сформирован импульс, позволяющий запустить развертки осциллографов, но если использовать этот импульс напрямую, то через «земляную» оплетку кабеля на корпус осциллографа может поступить сигнал, наведенный большими токами, протекающими всего в нескольких сантиметрах от оплетки. Поэтому «развязывают» эту цепь: батарейка при замыкании «зажигает» светодиод, а от него по волоконному кабелю (на котором напряжение никаким излучением не индуцируется) вспышка света поступает на преобразователь (рис. 3.12), находящийся на удалении в несколько десятков метров от сборки, который и формирует запускающий развертку осциллографов импульс.

Как правило, сигналы с сильноточных цепей и сигналы с антенн регистрируются разными осциллографами, с раздельными заземлениями, чтобы избежать внутренних наводок. Эта мера все же не избавляет от скептических комментариев «самоутверждающихся», которые любой импульс в канале регистрации излучения неизменно трактуют, как «наводку». Но бывает и так, что какое-либо обстоятельство (например — наличие только одного осциллографа) заставляет нарушать правила, что приводит к неожиданному результату. На рис. 3.13 на оба верхних луча выведены сигналы производной тока взрывомагнитного генератора частоты (так называемые «рыбы», о которых речь — в следующей главе), а на нижний луч — сигнал с низкочастотной, довольно примитивной дипольной антенны, вроде тех, которые использовались в первых образцах телевизоров. Лепет о «наводках» в ка-

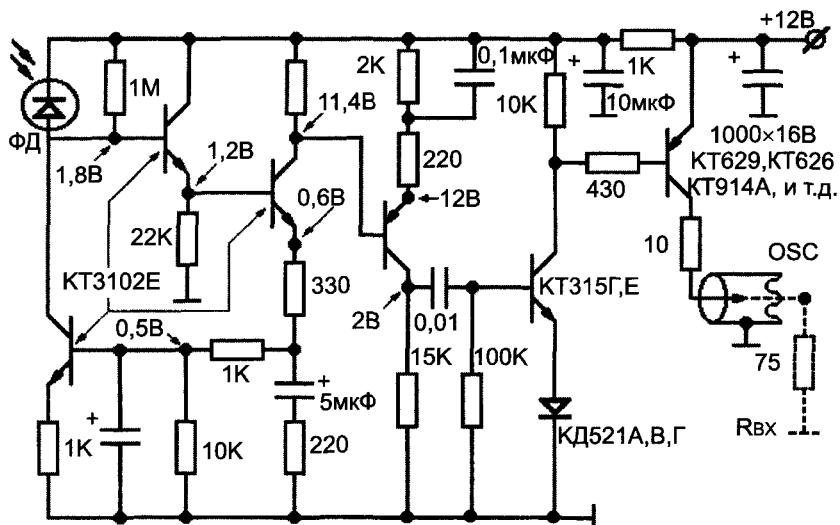


Рис. 3.12. Схема, преобразующая световую вспышку, переданную по волоконно-оптическому кабелю, в сигнал запуска разверток

нале регистрации излучения увял, поскольку из осцилограммы следовало, что:

- колебания в сильноточной цепи и колебания на антенне противофазны, что вряд ли может реализоваться, если вторые обусловлены наводкой от первых, поскольку все три развертки осциллографа запускаются одновременно;
- видно, что в некоторый момент времени (примерно — по прошествии двух третей времени работы) в устройстве сложились особо благоприятные условия для излучения, что привело к существенному отбору энергии и снижению амплитуд электрических колебаний. Этот момент соответствует и максимальным амплитудам сигналов, регистрируемых антенной.

Заметим, что в данном случае речь идет только об ответе на вопрос: имела ли место во время опыта генерация РЧЭМИ, потому что определить частотно-мощностные параметры излучения в диапазоне, охватывающем несколько декад, с помощью столь примитивной методики невозможно.

Простор для рассуждений о «наводках» открывается и тогда, когда после опыта получают осцилограммы сигналов в различ-

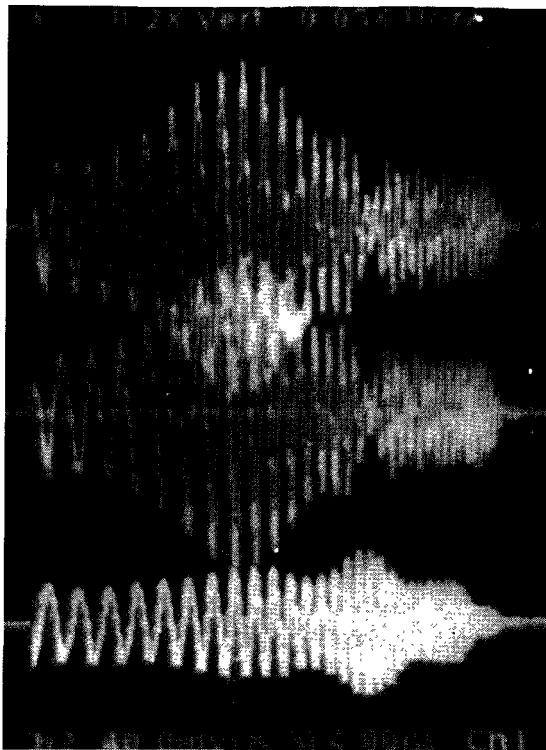


Рис. 3.13. Осциллограммы сигналов при срабатывании ВМГЧ. Два верхних луча — производные тока, нижний луч — сигнал с низкочастотной антенны от генерируемого РЧЭМИ

ных контурах электронных устройств, служивших в качестве мишеней (рис. 3.14). В этом случае «самоутверждающимся» помогает тот факт, что параметры регистрируемого возмущения определяются более характеристиками контура, в котором оно наводится, чем параметрами воздействующего импульса. Всегда есть возможность сказать, что электронное устройство утратило работоспособность потому, что сигнал навелся на подводящем кабеле, и что, не будь этого кабеля, работоспособность не пострадала бы. Позже о сложностях диагностики мишеней еще пойдет речь.

Все сказанное выше должно подвести читателя к выводу: наиболее надежные результаты, которые затруднительно оспорить

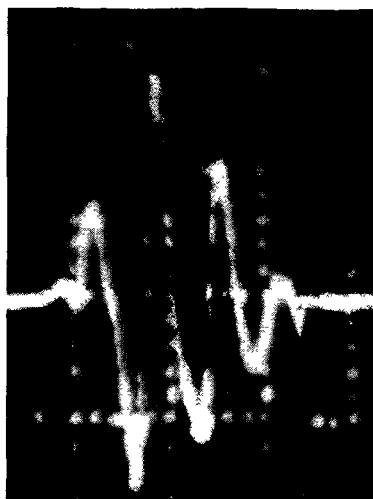


Рис. 3.14. Сигнал, наведенный импульсом РЧЭМИ в одном из контуров устройства-мишени.

оппонентам, получают в том случае, когда мишень, на которой проверяется воздействие РЧЭМИ, не имеет буквально никаких дополнительных, нештатных связей, и приборы, измеряющие излучение, также полностью автономны.

Именно такими являются спектрометры третьего поколения, которые для измерений параметров генерируемого РЧЭМИ производит предприятие «Сириус» (рис. 3.15, [3.7]). Измерения производятся только в узких «полосах» (пропускание было существенно лишь для РЧЭМИ с частотами, отличавшимися примерно на 5% от «центральной»), а в остальных диапазонах, которые, по оценкам, охватывали минимум четыре частотные декады (от десятков мегагерц до десятков гигагерц) эффективные фильтры препятствуют приему. Спектрометр регистрирует и огибающую нескольких импульсов (рис. 3.16), давая информацию о мощности каждого из них в данном частотном диапазоне (в случае сверхпроводникового излучателя этого не требовалось, но было важно для излучателей других классов). Вся полученная информация хранится в памяти спектрометра и выводится на компьютер после опыта и вскрытия тщательно экранированного корпуса прибора (иногда — после перевозки его с полигона в гостиницу). Спектрометр полностью автономен (питание — от

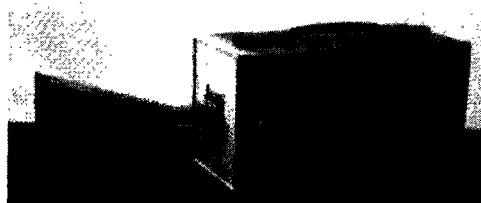


Рис. 3.15. Полностью автономный спектрометр. Центральная частота полосы пропускания — 6,55 ГГц; полоса пропускания — 420 МГц; диапазон энергий регистрируемого импульса РЧЭМИ: от 0,8 до 70 нДж; мощность регистрируемых импульсов: от 0,06 до 1,5 мВт; максимальная длительность регистрации последовательности импульсов РЧЭМИ — 15,5 мкс; число регистрируемых импульсов РЧЭМИ в одной последовательности — до 16

аккумуляторов). Отсутствие каких-либо гальванических связей является дополнительной гарантией от наводок, вызванных вне-полосным РЧЭМИ. Зарегистрировав значение мощности РЧЭМИ в пределах «полосы» и поделив его на протяженность частотного интервала, получали значение спектральной плотности мощности (ватт/герц) — одну точку, каплю в огромном, трехдекадном частотном море. Нечего было и думать, чтобы получить таким образом весь спектр (частотно-мощностное распределение РЧЭМИ), потому что для этого потребовалась бы тучи спектрометров, для закупки которых не хватило бы доли бюджета, выделяемой Министерством обороны на исследовательскую деятельность во всех областях. Но была вполне реальной другая возможность: получив несколько точек, восстановить по ним весь спектр, используя теоретическую модель явления. Если очень уж довериться такой модели, достаточно было и одной точ-



Рис. 3.16. Осциллограмма контрольного сигнала при калибровке спектрометра

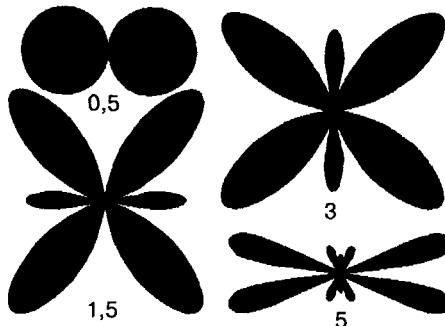


Рис. 3.17. Зависимость пространственного распределения излучения простейшего диполя от его размера и длин излучаемых волн (цифры под диаграммами — отношения этих величин, длина ординаты, проведенной из центра любой из диаграмм, пропорциональна плотности потока энергии в направлении ее проведения)

ки, но взглянув на величины ошибок на графике рис. 3.8, каждый поймет, что такая самонадеянность вряд ли оправданна.

Дело здесь не в точности спектрометра (инструментальная ошибка невелика и составляет проценты), а в самой природе процесса.

Для излучения простейшего диполя (проволочная петля), число максимумов (рис. 3.17) возрастает с ростом различий размера петли и длин волн (цифры под диаграммами — отношения этих величин, длина ординаты, проведенной из центра любой из диаграмм, пропорциональна плотности потока энергии в направлении ее проведения). Попробуйте наложить друг на друга хотя бы четыре диаграммы рис. 3.17! А ведь ток, в результате протекания которого генерируется сверхширокополосное РЧЭМИ, состоит из мириадов гармоник с длинами волн, отличающимися друг от друга в пределах трех порядков, а не в 10 раз! Отражение от земли еще усложняет пространственное распределение.

Чтобы результаты измерений были доступны для понимания и допускали сравнения с другими источниками, они «приводятся к точке» — домножаются на отношение площади сферы с радиусом, равным расстоянию от сборки до измерительной антенны, к эффективной площади самой антенны. Нетрудно понять, что при проведении такой операции молчаливо предполагается, что пространственное распределение излучения изотропно. Может быть, это утверждение близко к истине, когда речь идет об интег-

ральной энергии или мощности во всем излучаемом диапазоне, но, чем уже диапазон измерений, тем более проявляются пространственные минимаксы излучения, обуславливая тем самым ошибки в результатах. Едва заметный поворот излучателя приводит к тому, что мощность, регистрируемая спектрометром, изменяется весьма существенно. Каждый опыт стоит дорого и набирать статистику весьма накладно, поэтому из соответствующего вероятностного распределения и следуют такие величины ошибок, как на рис. 3.8. Но, когда экспериментальных точек, пусть и в разных частях спектра, достаточно много, восстановить спектр РЧЭМИ, не выходя за пределы экспериментальной ошибки для каждой из них, можно с удовлетворительной достоверностью.

Интегральная мощность РЧЭМИ источника со сверхпроводниковым коммутатором сравнительно невысока (мегаватты), но ценность такого излучателя состоит в том, что его можно сделать и невзрывным (например, получив импульс тока в соленоиде от кабельного формирователя), и в этом качестве использовать для исследований воздействия сверхширокополосного РЧЭМИ на электронику в лабораторных, а не полигонных условиях, что во многих случаях более удобно. Иногда сверхпроводниковый коммутирующий элемент размещают и поверх соленоида, которым создается начальное магнитное поле. В этом случае формируется расходящаяся токовая волна, а спектр излучения сдвигается в область более низких частот.

3.4. Литература

:

- 3.1. Н. А. Козырева, В. Г. Колтева, А. Б. Прищепенко и др. Доклад «Свойства ВТСП — пленочных элементов, получаемых методом ионно-лучевого осаждения». Материалы 7-й Отраслевой конференции «Тонкие пленки в производстве полупроводниковых приборов и интегральных схем». Махачкала, 1990, с. 97–98.
- 3.2. А. Б. Прищепенко, А. А. Бармин и О. Э. Мельник. Моделирование проникновения надкритического поля в сверхпроводник второго рода и генерируемого при этом электромагнитного излучения. Прикладная механика и техническая физика, 1997, т. 38, № 3, с. 3–9.
- 3.3. А. Роуз-ИНС, Е. Родерик. Введение в физику сверхпроводимости. — М.: Мир, 1972.

- 3.4. Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников (Под ред. В. Л. Гинзбурга). — М.: Мир, 1990.
- 3.5. И. Е. Тамм. Основы теории электричества. — М.: Наука, 1984.
- 3.6. А. А. Самарский, Ю. П. Попов. Разностные схемы газовой динамики. — М.: Наука, 1975.
- 3.7. В. В. Онучин, А. Б. Прищепенко. Spectrometer Block for Measurements of the Parameters of the UWB EM Pulses (Спектрометрический блок для измерения параметров сверхширокополосного электромагнитного импульса), «Megagauss - 9 Proceedings of Ninth International Conference on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics». Moscow – St. Petersburg, July 7 – 14, 2002. Ed. by: V. D. Selemir, L. N. Plyashkevich, Sarov, VNIIEF, 2004, c. 657–658.

4. Взрывные генераторы частоты: игра на быстрых гармониках

История взрывных генераторов частоты началась с исследования работы традиционных СВМГ на различные виды нагрузок. Теоретик М. Щелкачев рассматривал в числе других и вариант емкостной нагрузки. При обсуждении результатов автор заметил, что полученная Щелкачевым зависимость тока от времени была весьма далекой от синусоиды. Несущая частота (с которой происходила смена полярности тока) даже при минимальных параметрах индуктивности ВМГ и емкости нагрузки не превышала нескольких мегагерц, что было недостаточно для эффективного излучения (соответствующая длина волны на два–три порядка превышала размеры устройства), но для «быстрых» гармоник это соотношение обещало быть куда как более благоприятным. Методы Фурье позволяли провести гармонический анализ функции тока, представив ее как сумму «чистых» синусоид с известными амплитудами, но для того, чтобы использовать эти данные для расчетов мощности излучения, как всегда, не хватало знаний о нескольких параметрах и получить информацию о них можно было только в ходе приближающейся серии испытаний.

В серии 1990 года впервые испытывались излучатели, получившие название взрывомагнитных генераторов частоты (ВМГЧ, рис. 4.1) — ВМГ с малоемкостным конденсатором в качестве нагрузки. Как мы знаем, магнитный поток выпустить непросто — надо быстро разорвать обмотку взрывающегося ВМГ, да еще успеть изолировать разрыв. Но все это можно сделать и заранее, например — включив в контур высоковольтный конденсатор 1, соединив его с медной трубой 2 (снаряженной ВВ 3) и соосной трубе спиралью 4. Взрыв расширяет трубу, образуя конус, который и ударяет по обмотке, вызывая протекание тока от заранее заряженного конденсатора (заряжается он от пьезоэлектрического генератора 5, который будет рассмотрен далее). Точка контак-

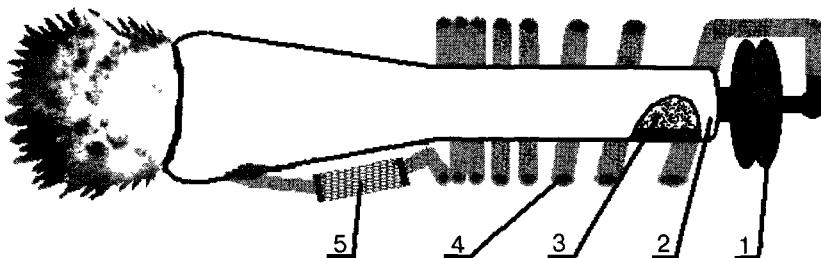


Рис. 4.1. Схема взрывомагнитного генератора частоты (ВМГЧ)

та на основании конуса движется по виткам спирали, продавливая изоляцию и закорачивая их, усиливая ток, который осциллирует (рис. 4.2а), т. к. емкость контура существенна. Оценив период (для единиц микрогенри и нанофарад), получим сотни наносекунд, что не очень благоприятно (волны в сотни раз «длиннее» самого ВМГЧ), но эти «несущие» волны — не основные в излучении: компрессия поля трубой, усиливая ток тем больше, чем выше его мгновенное значение, приводит к появлению «быстрых» гармоник. Находясь в уличной «пробке», мы плавно тронули свою машину и притормозили у стоящей впереди. Но потом, едва мы сняли ручник, в нас «въехали» сзади; доли секунды — и мы «целуем» стоящую впереди. Как пройденные расстояния, так и времена движения в обоих случаях близки, но ваш организм подсказывает, что в элементах движения имелись и отличия: в последнем случае он сначала «ускорился», как от сильного пинка, потом — парил, блаженствуя, и, наконец — «замедлился», как бы упав. Подсознательно сложное движение представлено, как сумма более простых. Это и есть задача гармонического анализа, основы которого заложил французский математик Симон Фурье: любая функция может быть представлена как сумма синусоид (гармоник). Вообще-то можно произвести разложение и в ряд других функций, не синусов, но для наших целей удобны именно они, потому что рассчитать мощность излучения, генерируемого током синусоидальной формы, протекающим через несколько витков провода, несложно. Именно на гармониках больших частот («быстрых») и реализуется основной выход энергии РЧЭМИ.

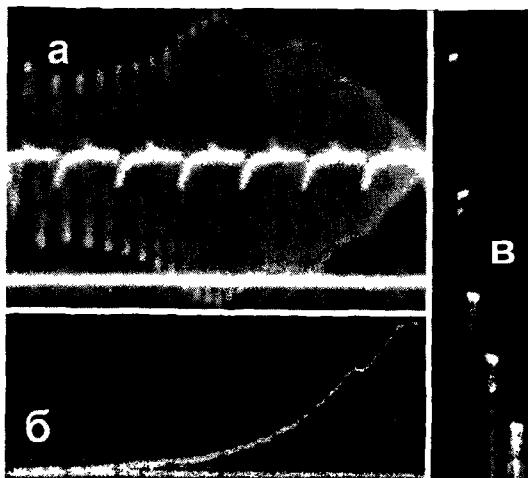


Рис. 4.2. Осциллографмы:

а — производной тока во взрывомагнитном генераторе частоты («рыба» — на жаргоне разработчиков электромагнитных боеприпасов); б — производной тока в СВМГ с обмоточными данными, точно соответствующими взрывомагнитному генератору частоты, но с индуктивной нагрузкой вместо малоемкостной; в — полуволн производной тока, во взрывомагнитном генераторе частоты, снятая на значительно более быстрой развертке, чем осциллографма «а»; на последней осциллографме видно, что форма полуволн ломаная, несинусоидальная, а значит, в разложении существенна доля быстрых гармоник

Пригодится и осциллографма тока, полученная с точно такой же, как в ВМГЧ спиралью, но с индуктивной, а не емкостной нагрузкой (рис. 4.2б). С помощью этой осциллографмы будут определены потери в контуре, не связанные с изучением.

4.1. Математическая модель ВМГЧ

ВМГЧ представляет собой параметрический усилитель, работающий лишь в те моменты времени, когда существенен ток, поскольку только при этом условии расширяющейся трубой совершается работа против сил магнитного поля. При срабатывании, с возрастанием несущей частоты, возрастает и доля быстрых гармоник, и форма импульсов тока становится ломаной (механической, рис. 4.2в). Не замкнутые ударом трубы витки обмотки представляют в этой ситуации эффективную спиральную антен-

ну, и потери на излучение возрастают, исчерпывая усилительные возможности ВМГЧ. Кроме излучательных, ниже вводится и понятие диффузионных потерь, к которым отнесены все их виды, не связанные с излучением (в изоляции, на диффузию магнитного потока в металл проводов и пр.).

Описание режима работы проводится в рамках эквивалентной схемы, приведенной на рис. 4.3. Здесь L_r , L_h — соответ-

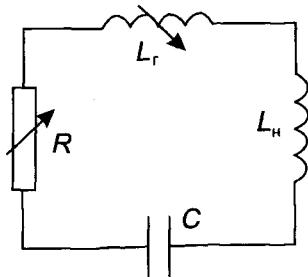


Рис. 4.3. Эквивалентная схема ВМГЧ

ственно индуктивность генератора (спирали) и его нагрузки (в роли последней выступает индуктивность проводов, соединяющих спираль и конденсатор); C — емкость, R — эффективное сопротивление, определяющее все потери в контуре. Электрический ток I , магнитный поток $\Phi = LI$, напряжение на конденсаторе $U = (1/C) \int_0^t Idt$ описываются уравнениями:

$$(IL)' + RI + (1/C) \int_0^t Idt = 0,$$

$$\Phi' + \frac{R}{L} \Phi + (1/C) \int_0^t \frac{\Phi}{L} dt = 0, \quad (4.1)$$

$$LU'' + (L' + R)U' + \frac{1}{C}U = 0,$$

где $L = L_r + L_h$ — индуктивность контура. Считается, что при $t = 0$ (в начале работы ВМГ) $\Phi = \Phi_0$, $I = I_0$, $U = 0$. Пусть

$$L = L_0 f(\tau), \quad \tau = t / \tau_L, \quad (4.2)$$

где τ_L — характерное время изменения индуктивности (для различных законов изменения индуктивности по длине τ_L выбирается так, чтобы максимально упростить выкладки), L_0 — начальная индуктивность контура, $f(\tau) > 0$ — дифференцируемая функция ($f_0 = 1$, $f'(\tau) < 0$, $f''(\tau) > 0$ — монотонно убывающая; при $\tau \rightarrow \infty$ $f(\tau)$, $f'(\tau)$, $f''(\tau)$ стремятся к нулю). Такая зависимость описывает, например, изменение индуктивности спирали, у которой шаг витков возрастает по длине.

Преобразуем интегро-дифференциальные уравнения (4.1) в дифференциальные, представленные в безразмерной форме, воспользовавшись (4.2):

$$\begin{aligned} y_i'' + P_i(\tau)y_i' + Q_i(\tau)y_i = 0, \quad i = 1, 2, 3, \\ y_1 = J = I / I_0, \quad P_1 = 2f' / f + v = 0, \quad Q_1 = f'' / f + vf' / f + \Theta^2 / f, \\ y_2 = V = U\tau_L / (I_0 L_0), \quad P_2 = v + f' / f, \quad Q_2 = \Theta^2 / f, \\ y_3 = \eta = \Phi / \Phi_0, \quad P_3 = v, \quad Q_3 = v' + \Theta^2 / f, \quad v(\tau) = \alpha(\tau)\tau_L, \\ \alpha(\tau) = R(\tau) / L(\tau), \quad \Theta^2 = \tau_L^2 / (CL_0) = \text{const}. \end{aligned} \quad (4.3)$$

Из уравнений (4.1)–(4.3) следуют равенства

$$\eta = Jf, \quad V' = \Theta^2 J, \quad \eta' + \beta\eta + V = 0. \quad (4.4)$$

Запишем начальные условия при $\tau = 0$ для уравнений (4.3), воспользовавшись уравнениями (4.1):

$$J = 1, \quad J' = f' / f + v = 0, \quad V = 0, \quad V' - \Theta^2 = 0, \quad \eta = 1, \quad \eta' + v = 0. \quad (4.5)$$

В дальнейшем индексом 1 будем обозначать величины, характеризующие ток, 2 — напряжение, 3 — магнитный поток. Приведем уравнения (4.3) к двучленному виду посредством подстановок:

$$y_i = \exp \left[-(1/2) \int_0^\tau P_i(\tau)d\tau \right] x_i(\tau),$$

$$\begin{aligned}
 y_1 &= \frac{1}{f(\tau)} A(\tau) x_1(\tau), \\
 y_2 &= \sqrt{\frac{1}{f(\tau)}} A(\tau) x_2(\tau), \\
 y_3 &= A(\tau) x_3(\tau), \\
 A(\tau) &= \exp \left[-(1/2) \int_0^\tau v(\tau) d\tau \right].
 \end{aligned} \tag{4.6}$$

Имеем:

$$\begin{aligned}
 x_i'' + q_i(\tau) x_i &= 0, \quad q_i = Q_i - P_i^2 / 4 - P'_i / 2, \\
 q_1 &= q_3 = \Theta^2 / f + v' / 2 - v^2 / 4, \\
 q_2 &= \frac{\Theta^2}{f} + \frac{1}{4} (f' / f)^2 - \frac{1}{4} v^2 - \frac{v'}{2} - \frac{1}{2} \frac{f''}{f} - \frac{v}{2} \frac{f'}{f}.
 \end{aligned} \tag{4.7}$$

4.1.1. Асимптотические оценки

Используя свойства решений уравнений второго порядка вида (4.7) и применяя асимптотические формулы (ВКБ-приближение [4.4]), по особенности поведения коэффициентов $q_i(\tau)$ можно определить характер процесса. Пусть функция $v(\tau)$ (характеризующая потери как диффузионные, так и диссипативные) и ее производные ограничены во времени, тогда из (4.7) получим, что в процессе срабатывания величина $q_i(\tau)$ становится положительной независимо от знака $q_i(0)$ в начальный момент времени. Отсюда следует, что при больших значениях емкости $C (\Theta^2 \ll 1)$, когда в начале процесса $q_i(0) < 0$ — имеет место апериодический режим, который затем (когда $q_i(\tau) > 0$) сменяется колебательным. Для малых значений емкости $C (\Theta^2 \gg 1)$ при $q_i(0) > 0$, колебательный процесс реализуется в течение всей работы.

Если $v'''(\tau)$ непрерывна при $\tau \geq 0$ (тогда $q_i''(\tau)$ непрерывна), а также выполняются условия [4.4]

$$\begin{aligned}
 q_i(\tau) &> 0, \\
 \int_0^\infty |q_i| d\tau &< \infty,
 \end{aligned}$$

$$\alpha_i(\tau) = \frac{1}{8} \frac{q_i''(\tau)}{q_i^{3/2}(\tau)} - \frac{5}{32} \frac{[q_i'(\tau)]^2}{q_i^{5/2}(\tau)}, \quad (i = 1, 2, 3), \quad (4.8)$$

то уравнение (4.7) имеет при $\tau \rightarrow \infty$ два ВКБ-асимптотических решения:

$$\begin{aligned} x_{i1} &= q_i^{-1/4} \cos \int_0^\tau \sqrt{q_i(\tau)} d\tau + \varepsilon_{i1}, \\ x_{i2} &= q_i^{-1/4} \sin \int_0^\tau \sqrt{q_i(\tau)} d\tau + \varepsilon_{i2}, \\ \varepsilon_y(\tau) &\leq B \int_0^\infty |\alpha_i| d\tau, \\ \lim_{\tau \rightarrow \infty} \varepsilon_y(\tau) &= 0, \end{aligned} \quad (4.9)$$

$$(B = \text{const}, i = 1, 2, 3, j = 1, 2).$$

Если кроме (4.8) выполняется условие

$$\lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{q_i'(\tau)}{q_i^{3/2}(\tau)} = 0, \quad (4.10)$$

то решения (4.9) линейно-независимы и их можно дифференцировать [4.4]. При $\tau \rightarrow \infty$ получаем

$$\begin{aligned} x'_{i1} &= -q_i^{-1/4} \sin \int_0^\tau \sqrt{q_i(\tau)} d\tau, \\ x'_{i2} &= -q_i^{-1/4} \cos \int_0^\tau \sqrt{q_i(\tau)} d\tau. \end{aligned} \quad (4.11)$$

Воспользовавшись формулами (4.6), (4.9) и (4.11), можно оценить частоту и амплитуду колебательного процесса. Когда $\Theta^2 \gg 1$, то, согласно (4.7), $q_i \approx \Theta^2 / f > 0$, что характерно для спиралей, индуктивность которых меняется вдоль их оси по экспоненциальному закону или, во всяком случае, не слишком от него отличному; например, [4.4]

$$f(\tau) = \exp\left[-\sum_i a_i \tau^{b_i}\right], \quad (4.12)$$

$$\begin{aligned} a_i &= \text{const}, \\ b_i &= \text{const}, \end{aligned}$$

i — любое натуральное число. Или, для [4.5]

$$f = \exp[h(1 - \exp(v\tau))], \quad h = \text{const}, \quad v = \text{const}. \quad (4.13)$$

Условия (4.8), (4.10) для $q_i = \Theta^2/f$, где f определяется равенствами (4.12), (4.13), выполнены, при этом формулы (4.6) и (4.7) упрощаются и асимптотика решений уравнений (4.3) имеет вид

$$\begin{aligned} J &= \Theta^{-1/2} \frac{A(\tau)}{f(\tau)^{3/4}} D_1(\tau), \\ V &= \Theta^{-1/2} \frac{A(\tau)}{f(\tau)^{1/4}} D_2(\tau), \end{aligned} \quad (4.14)$$

$$D_i = C_{i1} \cos B(\tau) + C_{i2} \sin B(\tau),$$

$$B(\tau) = \Theta \int_0^\tau f(\tau)^{-1/2} d\tau,$$

$$\begin{aligned} C_{ij} &= \text{const}, \\ (i, j &= 1, 2). \end{aligned}$$

Так как $v(\tau)$ — ограниченная функция, то из (4.6) вытекает, что с ростом τ функция $A(\tau)$ убывает. Поэтому амплитуда напряжения в (4.14) возрастает, если монотонно возрастает функция

$$f(\tau) = o\left[A(\tau)^4\right] = o\left[\exp\left(-2 \int_0^\tau v(\tau) d\tau\right)\right],$$

а амплитуда тока возрастает, если

$$f(\tau) = o\left[A(\tau)^{4/3}\right] = o\left[\exp\left(-\frac{2}{3} \int_0^\tau v(\tau) d\tau\right)\right].$$

$F(\tau) = o[g(\tau)]$ означает, что при $\tau \gg 1$ $F(\tau)$ — бесконечно малая величина высшего порядка по сравнению с $g(\tau)$.

Оценим амплитуду $U^* = LI'$ (в безразмерной форме fJ'), характеризующую напряжение между конусом центральной расширяющейся трубы и витками спирали [4.5], для $q_i = \Theta^2 / f$. Из (4.1)–(4.4) получаем

$$fJ' = -(V + fJ + v\eta). \quad (4.15)$$

Подставляя решение (4.14) в (4.15), находим

$$fJ' = -\Theta^{-1/2} \frac{A(\tau)}{f(\tau)^{1/4}} \left[D_2(\tau) + \frac{f'(\tau)}{\sqrt{f(\tau)}} D_1(\tau) + v\sqrt{f(\tau)} D_1(\tau) \right]. \quad (4.16)$$

Условие (4.10) при $q_i = \Theta^2 / f$ имеет вид

$$\lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{q'_i(\tau)}{q_i^{3/2}(\tau)} = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{f'(\tau)}{\sqrt{f(\tau)}}. \quad (4.17)$$

Используя уравнение (4.17), а также свойства функции $f(\tau)$, из (4.16) получаем, что с ростом времени τ $fJ' \ll V$, $v\eta \ll V$. Следовательно, при $\tau / \tau_L \gg 1$ амплитуду U^* можно оценить по значению амплитуды напряжения U на конденсаторе. Для оценки несущей частоты колебаний в решениях (4.14) воспользуемся формулой

$$B(\tau + T) - B(\tau) = \Theta \left[\int_0^{\tau+T} f(\tau)^{-1/2} d\tau - \int_0^{\tau} f(\tau)^{-1/2} d\tau \right] = 2\pi \quad (4.18)$$

($B'(\tau) = \Theta f(\tau)^{-1/2}$, $T = 2\pi / (\omega \tau_L)$ — период колебаний). Разлагая левую часть (4.17) в ряд Тейлора (учитывая, что при $\tau \rightarrow \infty$ $T \rightarrow 0$) и ограничиваясь линейным членом, находим несущую частоту колебаний ω :

$$\begin{aligned} \omega &= \frac{\Theta}{\tau_L} f(\tau)^{-1/2} = \frac{1}{\sqrt{L(\tau)L}}, \\ L(\tau) &= L_0 f(\tau), \end{aligned} \quad (4.19)$$

$$\tau = \frac{t}{\tau_L}.$$

Итак, получаем, что при $\Theta^2 \gg 1$ (для малых значений емкости C) с течением времени несущая частота колебаний растет и не зависит от потерь, а зависит от емкости конденсатора и индуктивности $L(\tau)$ (4.19). Рассмотрим случаи, когда можно получить точные решения уравнений (4.1), (4.3).

4.1.2. Точные решения уравнений, описывающие режим работы ВМГЧ, при наличии только диффузионных потерь

4.1.2.1. Случай экспоненциального закона изменения индуктивности по длине

Пусть закон изменения индуктивности в процессе работы экспоненциальный, описанный в моделях [4.2, 4.6-4.9]:

$$f(\tau) = \exp(-\tau), \quad \tau = t / \tau_L. \quad (4.20)$$

Здесь τ_L равно времени, за которое индуктивность при срабатывании изменяется в e раз. Пусть потери только диффузионные

$$\alpha = R(\tau) / L(\tau) = \text{const} \quad (v = \text{const}) \quad (4.21)$$

в течение всего времени работы [4.5]. Тогда для уравнений (4.3), (4.7) запишем коэффициенты как

$$P_1 = v - 2, \quad Q_1 = 1 - v + \Theta^2 \exp(\tau), \quad q_1 = \Theta^2 \exp(\tau) - v^2 / 4, \\ P_2 = v - 1, \quad Q_2 = \Theta^2 \exp(\tau), \quad q_2 = \Theta^2 \exp(\tau) - (v - 1)^2 / 4.$$

Общее решение уравнений (4.3) представим с помощью цилиндрических функций ([4.10] №№ 2.37a, 2.162):

$$J = \exp[(2 - v)\tau / 2]Z_v(\delta),$$

$$V = \exp[(1 - v)\tau / 2]Z_{v-1}(\delta), \quad \delta = 2\Theta \exp(\tau / 2).$$

Решая начальную задачу, используя свойства функций Бесселя [4.11], получаем

$$J = \pi\Theta \exp[(2 - v)\tau / 2][Y_{v-1}(2\Theta)J_v(\delta) - J_{v-1}(2\Theta)Y_v(\delta)], \quad (4.22)$$

$$V = \pi\Theta^2 \exp[(1 - v)\tau / 2][J_{v-1}(2\Theta)Y_{v-1}(\delta) - Y_{v-1}(2\Theta)J_{v-1}(\delta)].$$

В отсутствие потерь ($R = v = 0$) из (4.22) получим решение, совпадающее с представленным в [4.2]:

$$J = \pi\Theta \exp(\tau)[J_1(2\Theta)Y_0(\delta) - Y_1(2\Theta)J_0(\delta)],$$

$$V = \pi\Theta^2 \exp(\tau/2)[J_1(2\Theta)Y_1(\delta) - Y_1(2\Theta)J_1(\delta)].$$

К концу работы ($\tau \rightarrow \infty$) начинается колебательный процесс. Из (4.22) вытекает

$$J = (\pi\Theta)^{1/2} \exp[(3-2v)\tau/4][Y_{v-1}(2\Theta)\cos\beta - J_{v-1}(2\Theta)\sin\beta], \quad (4.23)$$

$$V = (\pi\Theta^3)^{1/2} \exp[(1-2v)\tau/4][J_{v-1}(2\Theta)\cos\beta + Y_{v-1}(2\Theta)\sin\beta],$$

$$\beta = 2\Theta \exp(\tau/2) - v\pi/2 - \pi/4.$$

При $\Theta \rightarrow \infty$ из (4.22) находим

$$J = \exp[(3-2v)\tau/4]\cos\mu, \quad V = \Theta \exp[(1-2v)\tau/4]\sin\mu, \quad (4.24)$$

$$\mu = 2\Theta[\exp(\tau/2) - 1].$$

В данном случае можно применить асимптотическое приближение (4.14) вида

$$J = \Theta^{-1/2} \exp[(3-2v)\tau/4][C_{11}\cos\mu + C_{12}\sin\mu], \quad (4.25)$$

$$V = \Theta^{-1/2} \exp[(1-2v)\tau/4][C_{21}\cos\mu + C_{22}\sin\mu],$$

$$C_{ij} = \text{const}, \quad (i, j = 1, 2).$$

Сравнивая выражения (4.24), (4.25), видим, что периоды этих колебательных процессов равны, а амплитуды соответствующих величин пропорциональны между собой. Амплитуда возрастает во времени в (4.23)–(4.25) для J при $v < 3/2$ и для V при $v < 1/2$.

Итак, когда $\alpha = R(\tau)/L(\tau) = \text{const}$, безразмерные значения магнитного потока, тока и напряжения в течение работы зависят от параметров v и Θ . На основании данных [4.5, 4.6-4.9] принят следующий диапазон изменения параметров:

$$\tau_L = 1 \dots 20 \text{ мкс}, \quad L_0 = 100 \dots 1000 \text{ мкГн}, \quad (4.26)$$

$$C = 10^{-10} \dots 10^{-8} \Phi, \quad v = 0,1 \dots 0,4.$$

Этой комбинации размерных параметров отвечает $\Theta = 1 \dots 200$. Расчеты показали, что уже при $1 \leq \Theta \leq 2,5$ огибающие амплитуд ко-

лебательного процесса могут описываться уравнениями (4.24) с абсолютной ошибкой не выше 5%. Напряжение на конденсаторе и ток в цепи к концу работы можно оценить по огибающим амплитуд колебаний. Амплитуда тока J не зависит от Θ и, следовательно, от емкости C , а амплитуда напряжения V пропорциональна Θ (напряжение U в размерной форме пропорционально

$$I_0 \sqrt{L_0 / C}.$$

Влияние потерь потока на амплитуду колебаний весьма существенно.

Заметим, что в случае чисто индуктивной нагрузки в цепи контура при $C \rightarrow \infty$ ($\Theta \rightarrow 0$) из решений (4.22) имеем

$$J = \exp[(1-v)\tau]. \quad (4.27)$$

Из сравнения (4.24) с (4.27) вытекает, что рост амплитуды тока при работе на емкостную нагрузку имеет место при $v < 1/2$.

Считая, что коэффициент усиления энергии

$$K_E = (1/2)CU^2 / [(1/2)L_0 I_0^2]$$

есть отношение энергии конденсатора к энергии начальной запитки, из (4.3) получим $K_E = V^2 / \Theta^2$. Значение K_E можно оценить, пользуясь (4.24).

На рис. 4.4 представлена зависимость логарифма амплитуды напряжения в (4.24) от времени τ для различных значений v :

$$\ln \frac{V}{\Theta} = \ln \frac{U}{I_0 \sqrt{L_0 / C}} = \frac{1}{2} \ln K_E = \frac{1-2v}{4} \tau.$$

Оценивая несущую частоту колебательного процесса по формуле (4.19), из (4.23) или (4.24) находим, что несущая частота ω не зависит от величины потерь и равна

$$\omega = \frac{1}{\tau_L} = \frac{\pi}{\ln[\pi \exp(-\tau/2) \Theta^{-1} + 1]}. \quad (4.28)$$

С увеличением Θ или τ несущая частота колебаний растет и ее зависимость становится аналогичной (4.19):

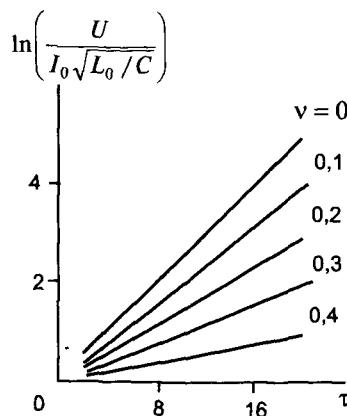


Рис. 4.4. Зависимость логарифма амплитуды напряжения от времени

$$\omega = \frac{\Theta}{\tau_L} \exp(\tau/2) = \frac{1}{\sqrt{L(\tau)C}},$$

$$L(\tau) = L_0 \exp(-\tau), \quad (4.29)$$

$$\tau = \frac{t}{\tau_L}.$$

На рис. 4.5 представлена зависимость безразмерной несущей частоты $\omega\tau_L$ от значения $\Theta \exp(\tau/2)$ согласно формулам (4.28) и (4.29) (сплошная и штриховая линия).

Оценки показали, что при $\Theta \exp(\tau/2) \approx 16$ абсолютная ошибка при расчете ω по формуле (4.29) не превосходит 10%.

4.1.2.2. Случай линейного закона изменения индуктивности по длине

Рассмотрим устройство коаксиального типа (или спирально-го, витки которого намотаны с постоянным шагом). При этом закон вывода индуктивности запишем в форме [4.2, 4.12]

$$f = 1 - \tau, \quad (4.30)$$

где $\tau = t / \tau_L^*$, τ_L^* — характерное время, за которое индуктивность уменьшается до нуля. Тогда коэффициенты для уравнений (4.3), (4.7) следующие:

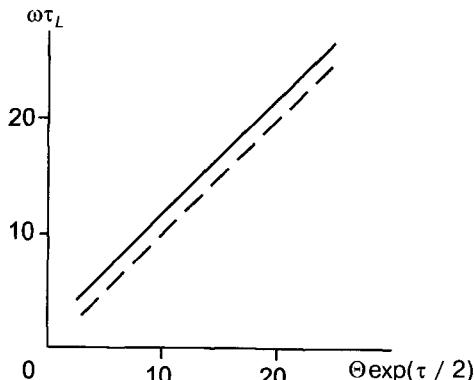


Рис. 4.5. Сравнение результатов расчета безразмерной частоты по формуле (4.28) (сплошная линия) и (4.29) (пунктир)

$$P_1 = v - 2 / (1 - \tau), \quad Q_1 = \Theta^2 / (1 - \tau) - v / (1 - \tau) + v',$$

$$q_1 = \Theta^2 / (1 - \tau) + v' / 2 - v^2 / 4,$$

$$P_2 = v - 1 / (1 - \tau), \quad Q_2 = \Theta^2 / (1 - \tau),$$

$$q_2 = \Theta^2 / (1 - \tau) + 1 / [4(1 - \tau)^2] + v / [2(1 - \tau)] - v' / 2 - v^2 / 4.$$

В соответствии с определением τ в (4.30) процесс срабатывания происходит для $0 < \tau < 1$. Так как при $\tau \rightarrow 1$ не выполняются условия, аналогичные (4.8) [4.4], то ВКБ-асимптотические оценки провести нельзя. Для случая (4.21), когда $\alpha = R(\tau) / L(\tau) = \text{const}$ ($v = \text{const}$ и потери только диффузионные), решение уравнений (4.3) можно представить с помощью вырожденных гипергеометрических функций ([4.10], № 2.273.9):

$$J = (1/f) \exp[(v/2)f] Y(\Theta^2/v, 1/2, vf),$$

$$V = (1/f)^{1/2} \exp[(v/2)f] Y[(2\Theta^2 + v)/v, 0, vf].$$

Решая начальную задачу, используя свойства вырожденных гипергеометрических функций в обозначениях [4.11] получаем

$$\begin{aligned} J = & v \exp[-v\Gamma(1-\Theta^2/v)] \{U[-\Theta^2/v, 1, v]M[1-\Theta^2/v, 2, (1-\tau)v] + \\ & + M[-\Theta^2/v, 1, v]U[1-\Theta^2/v, 2, (1-\tau)v]\}, \end{aligned} \quad (4.31)$$

$$\begin{aligned} V = & \Theta^2 \exp[-v\Gamma(-\Theta^2/v)] \{M[-\Theta^2/v, 1, v]U[-\Theta^2/v, 1, (1-\tau)v] + \\ & + U[-\Theta^2/v, 1, v]M[-\Theta^2/v, 1, (1-\tau)v]\}, \end{aligned}$$

($\Gamma(x)$ — гамма-функция). Когда потери малы ($v \rightarrow 0$, $\Theta^2/v \rightarrow \infty$, Θ фиксировано), из (4.31), согласно [4.11], получаем решение, представленное в виде цилиндрических функций и совпадающее с [4.2]:

$$J = \pi\Theta(1-\tau)^{-1/2} \{Y_0(2\Theta)J_1[2\Theta(1-\tau)^{1/2}] - J_0(2\Theta)Y_1[2\Theta(1-\tau)^{1/2}]\},$$

$$V = \pi\Theta^2 \{Y_0(2\Theta)J_0[2\Theta(1-\tau)^{1/2}] - J_0(2\Theta)Y_0[2\Theta(1-\tau)^{1/2}]\}.$$

К концу работы при $\tau \rightarrow 1$ решение (4.31) не выражается через тригонометрические функции в отличие от случая, разобранного в п. 4.1.2.1. При малых значениях емкости ($C \rightarrow 0$, $\Theta^2/v \rightarrow \infty$, v фиксировано) решение (4.31) упрощается и наблюдается колебательный режим:

$$J = \exp(-v\tau/2)(1-\tau)^{-3/4} \cos\{2\Theta[1-(1-\tau)^{1/2}]\}, \quad (4.32)$$

$$V = \Theta \exp(-v\tau/2)(1-\tau)^{-1/4} \sin\{2\Theta[1-(1-\tau)^{1/2}]\}.$$

Несущую частоту колебаний ω в решении (4.32) можно оценить по формулам, аналогичным (4.18), (4.19):

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{L(\tau)C}},$$

$$L(\tau) = L_0(1-\tau),$$

$$\tau = \frac{t}{\tau_L}$$

Из (4.32) следует, что амплитуда тока при $\tau \leq 1 - 1/(2v)$ уменьшается, а при $\tau > 1 - 1/(2v)$ возрастает. Амплитуда напряжения имеет подобную зависимость для $\tau \gtrsim 1 - \frac{3}{2/v}$.

Частота колебаний с течением времени растет.

Заметим, что характерное время τ_L^* , определенное по (4.30), значительно превосходит τ_L из (4.20). Поэтому для одинаковых значений α , начальной индуктивности и емкости контуров безразмерные параметры v и Θ в данном пункте, пропорциональные τ_L^* , согласно (4.3), значительно превосходят соответствующие параметры в п. 4.1.2.1 Расчеты показали, что рост несущей частоты колебаний и амплитуды в формуле (4.32) менее интенсивен, чем у спиралей с экспоненциальным законом изменения индуктивности.

4.1.3. Точные решения уравнений, описывающие режим работы ВМГЧ при наличии как диффузионных потерь, так и потерь на излучение

4.1.3.1. Решения для тока, напряжения и потока (хорошо сказал, в рифму!)

Представим потери следующим образом:

$$\frac{R(\tau)}{L(\tau)} \tau_L = v + v_1(\tau), \quad (4.33)$$

$v = \text{const}$, $v_1(\tau) = \varepsilon \exp(S\tau)$, $\varepsilon = \text{const} \ll v$, $S = \text{const}$,

где величина v описывает диффузионные, а v_1 — диссипативные потери.

Опыт работы с ВМГ обычного типа, в которых имеют место лишь диссипативные потери [4.3, 4.5], позволяет оценить соотношение между последними величинами. Определение величин v и v_1 производится следующим образом. В исследуемом ВМГЧ демонтируется емкость, а спираль соединяется с индуктивной нагрузкой, согласованной с ходом изменения индуктивности. Заметим, что закон изменения индуктивности в ВМГЧ близок к экспоненциальному. Отсутствие емкости, а значит и колебаний тока гарантирует отсутствие диссипативных потерь (v_1) в общем балансе энергии при работе устройства. По осцилограмме тока, полученной при срабатывании, и по результатам измерения хода

изменения индуктивности по длине (выполненного при помощи специально разработанного для измерения малых индуктивностей прибора [4.13]) определяется величина $\alpha(\tau) = R(\tau) / L(\tau)$ из второго уравнения системы (4.1) (при $C = \infty$)

$$\alpha(\tau) = -[\ln(\Phi)]' = -[\ln(IL)]'.$$

Основной вклад вносят потери магнитного потока в довольно толстом слое изоляции проводов (сотни микрон), из которого не удается полностью вытеснить поле даже несмотря на большую скорость удара лайнера [4.5, 4.6, 4.8]. На порядок меньше потери, обусловленные диффузией низкочастотной компоненты поля в металл проводов. Когда же ВМГ работает на емкостную нагрузку, диффузионные потери для высокочастотных гармоник и поглощают меньшей величины скин-слоя.

Расчеты показали, что величина $\alpha(\tau)$ практически постоянна в процессе срабатывания. По среднему значению величины α за время τ рассчитывается (см. (4.3)) величина v . По осциллограмме тока ВМГЧ строится огибающая амплитуд (кривая 1, рис. 4.6), и для определения $v_1(\tau)$ параметры ε и S в (4.33) подбираются методом минимизации среднеквадратического отклонения огибающих амплитуд тока, численно рассчитанных по уравнениям (4.1) (кривая 2, рис. 4.6), от кривой 1 рис. 4.6.

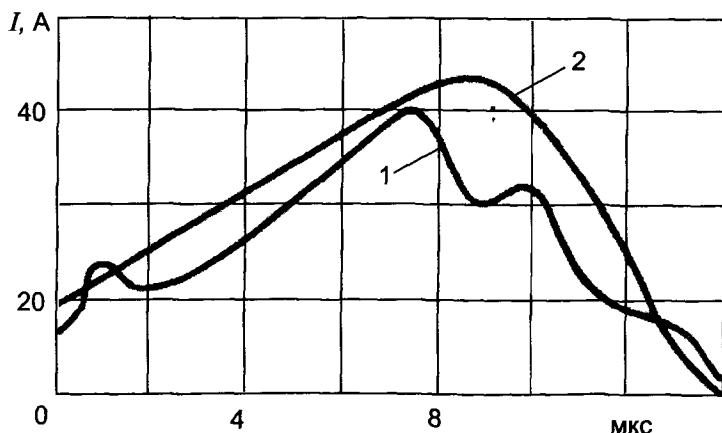


Рис. 4.6. Огибающие тока ВМГЧ.

1 — эксперимент (см. рис. 4.2а); 2 — расчет, описанный в разд. 4.1.2.1

Представим закон изменения индуктивности за время работы ВМГЧ $\tau^* = t^*/\tau_L$ (τ_L — время изменения индуктивности в e раз) в виде:

$$f^{-1} = \exp(\tau)[1+g(\tau)]; \quad (4.34)$$

$$g(\tau) = \varepsilon / (2\Theta^2)(v - S)\exp[(S - l)\tau] + \varepsilon^2 / (4\Theta^2)\exp[(2S - l)\tau].$$

При условии $g(\tau) \ll 1$, $0 \leq \tau \leq \tau^*$ закон изменения индуктивности (4.34) мало отличается от экспоненты. Общее решение для магнитного потока можно представить с помощью функций Бесселя [4.10]:

$$\eta = \exp\{-[v\tau/2 + \varepsilon/(2S)\exp(S\tau)]\}Z_v(\delta); \quad (4.35)$$

$$\delta = 2\Theta\exp(\tau/2).$$

А из условий (4.5) и уравнений (4.3), (4.4) имеем:

$$\begin{aligned} J &= \pi\Theta\exp[(2-v)\tau/2 - D][AJ_v(\delta) - BY_v(\delta)][1+g(\tau)], \\ \eta &= \pi\Theta\exp[-v\tau/2 + D][AJ_v(\delta) - BY_v(\delta)], \\ V &= \pi\Theta^2 \exp[(l-v)\tau/2 - D][BY_{v-1}(\delta) - AJ_{v-1}(\delta)] - (\varepsilon/2)\exp(S\tau)\eta, \\ A &= Y_{v-1}(2\Theta) + \varepsilon/(2\Theta)Y_v(2\Theta), \\ B &= J_{v-1}(2\Theta) + \varepsilon/(2\Theta)J_v(2\Theta), \\ D &= \varepsilon/(2\Theta)\exp[(S\tau) - l]. \end{aligned} \quad (4.36)$$

При $\varepsilon \rightarrow 0$ решение (4.36) совпадает с решением (4.22). Для маломощных ($\Theta \rightarrow \infty$) нагрузок

$$\begin{aligned} J &= \exp[(3-2v)\tau/4 - D]H\cos[\chi - \arccos(1/H)][1+g(\tau)], \\ \eta &= \exp\{-(l+2v)\tau/4 + D\}H\cos[\chi - \arccos(1/H)], \\ V &= \Theta\exp[(l-2v)\tau/4 - D]H\sin[\chi + \arccos(1/H)] - (\varepsilon/2)\exp(S\tau)\eta, \\ \chi &= 2\Theta[\exp(\tau/2) - 1], \quad H = [1 + (\varepsilon/2\Theta)^2]^{1/2} \approx 1. \end{aligned} \quad (4.37)$$

Несущая частота ω (рис. 4.7) в решении (4.37) определится соотношениями

$$\chi(\tau + T) - \chi(\tau) = 2\pi; \quad T = 2\pi/(\omega\tau_L),$$

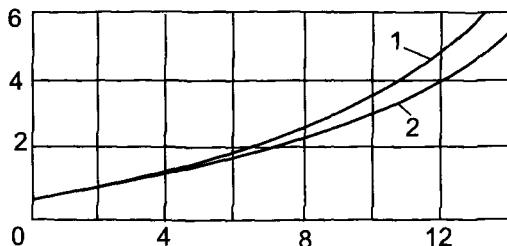


Рис. 4.7. Несущая частота колебаний тока ($n = \omega / 2\pi$) при работе ВМГЧ.
1 — эксперимент (см. рис. 4.2а); 2 — расчет по (4.29)

и тогда для оценки ω получаются формулы, тождественные формулам (4.28), (4.29).

4.1.3.2. Расчет излучательных потерь

Чтобы получить спектр (частотно-мощностное распределение РЧЭМИ), воспользуемся разложением решения (4.36) для тока в ряд Фурье для $0 \leq \tau_i \leq \tau$, $\tau < \tau^*$. Используя [4.14, 4.15], представим мощность диссипативных потерь эллиптически поляризованного поля в дальней зоне спиральной антенны для каждой гармоники тока с частотой ω^0 в виде [4.15, 4.16]:

$$P_{\Sigma} = \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{E_a^2 + E_{\phi}^2}{240\pi} \rho^2 \sin\alpha d\alpha d\phi, \quad (4.38)$$

$$\bar{E} \approx i\omega^0 \bar{A},$$

где ρ, α, ϕ — сферические координаты, \bar{A} — векторный потенциал (черточка над соответствующими величинами означает их векторный характер).

Считая провод достаточно тонким [4.17], а ток — симметрично распределенным по сечению, получаем из [4.16]:

$$\bar{A} = \frac{\mu}{4\pi} \int I(l_{\alpha}) \exp(ikr) \frac{1}{r} dl_{\alpha}, \quad (4.39)$$

$$I(l_{\alpha}) = I(\omega^0) \exp(-i\gamma^0 l_{\alpha}),$$

$$k = \frac{\omega^0}{c},$$

где l_α — расстояние, отсчитанное вдоль витков спирали; $I(\omega^0)$ — амплитудное значение тока с частотой ω^0 ; l — длина спирали, r — расстояние между элементом провода спирали с координатой l_α и точкой наблюдения (при расчетах r представляется функцией от сферических координат и параметров спирали); $\gamma^0 = \gamma^0(l_\alpha)$ — фазовая характеристика распространения волны тока вдоль провода спирали.

Для расчета фазовой характеристики $\gamma^0 = \gamma^0(l_\alpha)$, воспользовавшись принципом «локальной эквивалентности» [4.18], разобъем спираль на секции с постоянным шагом. Считается, что в каждой секции спирали, являющейся антенной бегущей волны, фазовая характеристика γ^0 не изменяется. Отражение волн от концов спирали и от секции к секции и затухание не учитывались. Фазовая постоянная в секции такая же, как и в случае спирали бесконечной длины. Тогда для каждой секции получим:

$$\gamma^0 l_\alpha = \gamma z_\alpha, \quad \gamma = \gamma^0 / \sin \Psi, \quad (4.40)$$

$$z_\alpha = l_\alpha \sin \Psi, \quad \operatorname{ctg} \Psi = \pi D / h,$$

где h — шаг намотки провода в секции; z_α — осевая координата провода (ось Z совпадает с осью симметрии); γ — осевая составляющая фазовой постоянной γ^0 ; Ψ — угол намотки спирали.

Решение для компонент электромагнитного поля в области, ограниченной внешней поверхностью бесконечной спирали, и в области между спиралью и трубой для каждой гармоники с частотой ω^0 находим в виде [4.19, 4.20]:

$$\sum_{-\infty}^{+\infty} \Phi_m(r) \exp[i(\omega^0 t - \gamma_m z + m\phi)], \quad (4.41)$$

$$\gamma_m = \gamma_0 + \frac{2\pi m}{h},$$

где: r, ϕ, z — цилиндрические координаты; $\Phi_m(r)$ — функции, выраженные через линейные комбинации модифицированных функций Бесселя I и II рода от аргумента, пропорционального радиусу r , содержащие постоянные коэффициенты, различные для компонент \bar{E} и \bar{H} и для областей распространения электромагнитного поля.

Наличие в выражении (4.41) бесконечного числа членов отражает тот факт, что в спиральной периодической системе поле представляет собой бесконечную сумму пространственных гармоник с фазовыми постоянными γ_m , соответствующими различным фазовым скоростям, и одинаковой групповой скоростью [4.21]. В отдельности каждая пространственная гармоника граничным условиям не удовлетворяет, им удовлетворяет полное поле (называемое собственной волной), являющееся бесконечной комбинацией пространственных гармоник. В [4.22] показано, что, когда коэффициент заполнения спиральной системы меньше 0,3 (а это обычно выполняется в ВМГ и используется в ВМГЧ), граничное условие Леоновича [4.23], учитывающее конечную проводимость металла и имеющее место при сильном скин-эффекте, можно не применять. Таким образом, в граничных условиях на спирали (с учетом поперечных размеров провода) и на трубе [4.14, 4.15, 4.17-4.20] проводимость предполагается бесконечной. При написании граничных условий спираль предполагается ленточной с конечной шириной ленты с шагом малым по сравнению с длиной волны и очень малой толщиной, проводящей ток только в направлении спирали и не проводящей в перпендикулярном направлении. Тогда граничные условия на поверхности спирали имеют вид [4.19, 4.20, 4.23]:

$$\begin{aligned} E_s &= i\xi_1 \left[H_t^{(2)} - H_t^{(1)} - \frac{1}{ik} \frac{d}{ds} (E_n^{(2)} - E_n^{(1)}) \right], \\ \xi_1 &= \chi \ln \sin \frac{\pi b}{2h}, \\ H_s^{(2)} - H_s^{(1)} &= -4i\xi_2 \left(E_t + \frac{1}{ik} \frac{d}{ds} H_n \right), \\ \xi_2 &= \chi \ln \sin \frac{\pi b}{2h}, \\ \chi &= \frac{kh}{2\pi}, \end{aligned}$$

где b — ширина ленты, n — нормаль к поверхности, направленная от стороны 1 к стороне 2 этой поверхности и выбранная так, что тройка направлений t , s , n является правой. Касательные со-

ставляющие электрического поля E_t и нормальные составляющие магнитного поля H_n непрерывны при переходе через эту поверхность. На внешней поверхности трубы касательные составляющие электрического поля и нормальные составляющие магнитного поля равны нулю.

Подставляя (4.41) в граничные условия, получаем решение для электромагнитного поля [4.24] и трансцендентное дисперсионное уравнение для определения фазовых постоянных [4.20]:

$$-k^2 \operatorname{ctg}^2 \psi = \frac{\sum_{-\infty}^{+\infty} \gamma_m^2 \left(1 - \frac{\beta_m m}{\gamma_m^2 D}\right)^2 x_m(D) K_m(D)}{\sum_{-\infty}^{+\infty} Y'_m(D) K'_m(D)},$$

$$\beta_m^2 = \gamma_m^2 + k^2,$$

$$X_m(D) = I_m(D) - \frac{I'_m(D)}{K'_m(D)} K_m(D),$$

$$Y_m(D) = I_m(D) - \frac{I'_m(D)}{K'_m(D)} K_m(D),$$

где $I_m(r)$ и $K_m(r)$ — модифицированные функции Бесселя I и II рода (штрихи обозначают производную по радиусу), D — безразмерный диаметр трубы.

В спиральной системе возможно существование бесчисленного множества собственных волн в интервалах на оси $\pi D/4$ ($\lambda = 2\pi c / \omega^0$). Внутри каждого интервала имеет место пространственный резонанс (одна из пространственных гармоник намного превышает по амплитуде все другие и в основном определяет поле собственной волны). В каждой собственной волне может резонировать только одна пространственная гармоника $T_{\pm n}$, где n — число волн тока, укладывающихся на длине витка спирали, знак перед n определяет направление фазовой скорости. Анализ дисперсионного уравнения проводится согласно [4.25]. Дисперсионное уравнение существенно упрощается в двух случаях:

1. В области низких частот, когда $\lambda/(\pi D) > 15$, дисперсионное уравнение совпадает с уравнением [4.26], выведенным на основе модели, где спираль заменена цилиндрической поверхностью, проводящей ток только в направлении спирали:

$$\gamma_m = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\operatorname{ctg}^2 \psi \left[1 - \frac{d^2}{D^2} \right] / \left[2 \ln \left(\frac{d}{D} \right) \right] + 1},$$

где d — диаметр трубы. Дисперсия полностью определяется волной T_0 , амплитуды высших гармоник малы.

2. В ВМГ и ВМГЧ обычно спирали удовлетворяют условию $\operatorname{ctg} \psi >> 1$, тогда для области высоких частот, когда $\lambda / (\pi D) < 5$, получаем [4.20]

$$\gamma_m D / 2 \approx [\pi D / \lambda + m] \operatorname{ctg} \Psi, \quad m \neq 0,$$

при этом дисперсия основной гармоники (γ_0) либо равна нулю, либо весьма мала и наличие трубы не влияет на фазовые постоянные.

Определив фазовые постоянные для каждой секции, получим зависимость фазы $\gamma = \gamma(z)$ и, следовательно, из (4.41) $\gamma^0 = \gamma^0(z)$ для всей спирали. Из закона изменения шага h по длине спирали получаем зависимость изменения осевой координаты провода z_α от азимутального угла ϕ и, следовательно, $l_\alpha = l_\alpha(\phi)$, $\gamma^0 = \gamma^0(\phi)$, что дает возможность рассчитать компоненты электромагнитного поля в (4.38), (4.39) и потери на излучение.

Левой границей интервалов, в пределах которых вычислялись ряды Фурье, являлось значение $t = 0$. Для данного максимума тока (например, $t_i = 2,85$) ближайший момент времени t , удовлетворяющий условиям:

1. $I(0) = I(t)$,
2. $\operatorname{sign}[I'(0)] = \operatorname{sign}[I'(t)]$,
3. $t_i < t$,

являлся правой границей интервала вычисления ряда Фурье. Таким образом, все ряды являлись равномерно сходящимися. Вычислять значения спектральной плотности мощности имело физический смысл только в точках экстремумов тока, поскольку

сопротивление диссипативных потерь определялось с использованием огибающей тока.

Результаты расчета по формулам (4.5), (4.29) отличаются от расчетов по (4.36), (4.28) не более, чем на 5%.

На рис. 4.8 приведены спектры РЧЭМИ для моментов времени, соответствующих экстремумам тока ВМГЧ. При численных расчетах параметры ВМГЧ принимались следующими:

$C = 10^{-9} \Phi$, $L(0) = 5 \cdot 10^{-5}$ Гн, $I(0) = 20$ А, $\tau_L = 3,5 \cdot 10^{-6}$ с, $v = 0,75$, $\varepsilon = 1,14 \cdot 10^{-2}$, $S = 2$. Центральная труба — из меди, внутренний диаметр — 28 мм, внешний диаметр — 32 мм, скорость детонации ВВ — 8,66 км/с.

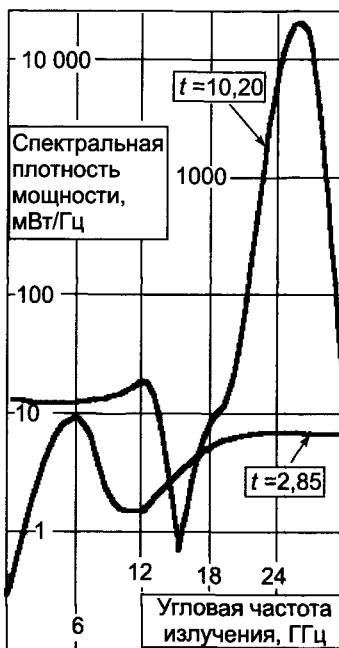


Рис. 4.8. Частотно-мощностное распределение излучения ВМГЧ в моменты минимаксов тока (время в микросекундах, прошедшее с момента замыкания контура, указано для каждого спектра). ВМГЧ генерирует последовательность из нескольких десятков импульсов РЧЭМИ (по числу полуволн тока)

4.1.4. Еще раз об идеях, положенных в основу расчета, и о том, как получить данные, необходимые для него

Завершая раздел, посвященный расчету ВМГЧ [4.27], напомним основные идеи, положенные в его основу.

- Частота, с которой происходит смена полярности тока в ВМГЧ (несущая) не является той, на которой спектральная плотность мощности РЧЭМИ максимальна и даже вообще существует.
- Основная энергия РЧЭМИ реализуется на частотах, соответствующих «быстрым» гармоникам в разложении тока. Эти частоты существенно превышают несущую и не могут быть получены при обработке токовых осциллограмм, потому что в основном находятся вне полосы пропускания осциллографов.
- Диффузионная компонента потерь определяется из опыта с ВМГ с точно такой же, как в ВМГЧ, обмоткой, но с индуктивной нагрузкой. При срабатывании ВМГ нет колебаний тока, излучение, а значит, и соответствующие ему потери отсутствуют.
- В расчетах тока и других характеристик ВМГЧ используются только хорошо известные и проверенные экспериментально в многочисленных опытах с ВМГ зависимости, описывающие процесс сжатия поля. Интегральное сопротивление потерь на излучение подбирается в рамках этих зависимостей, с использованием осциллограммы огибающей тока ВМГЧ.

4.1.5. Самодельный прибор, позволяющий подбирать намоточные данные ВМГЧ и ВМГ

Как ясно из описания, расчет ВМГЧ является полуэмпирическим и осциллограммы производной тока играют важнейшую роль. Не меньшее значение имеет и закон изменения индуктивности обмотки. В рассмотренном случае длинной спирали и трубы постоянного диаметра эти расчеты еще удовлетворительно совпадают с результатами опытов, но для более сложных случаев они пригодны весьма условно. Конечно, промышленностью выпускаются соответствующие измерители, но их данные также весьма сомнительны, особенно для малых (десятки наногенри) индуктивностей, потому что индуктивность подводящих кабелей

существенно выше. Прибор (рис. 4.9, [4.13]) позволяет решить эту проблему «в лоб», при определении индуктивности по периоду ударно-возбужденных колебаний в контуре, без использования каких-либо соединительных проводов. В металлической трубке 1 размещаются два элемента: коммутатор 2 и конденсатор 3. Когда коммутатор срабатывает, возникают колебания в контуре, включающем эти два элемента и исследуемую индуктивность. Колебания осциллографируются и вычислить индуктивность не составляет труда (при этом, конечно, из нее вычитается собственная индуктивность элементов контура, определенная в режиме, когда прибор был «закорочен»). На трубку можно надеть конус со скользящим контактом, имитирующим расширяемую взрывом трубу ВМГ. Можно было и подбирать требуемый закон изменения индуктивности, начав процесс измерений с нагрузки, а затем подбирая необходимое значение индуктивности соленоида в данной точке, изменяя шаг намотки.

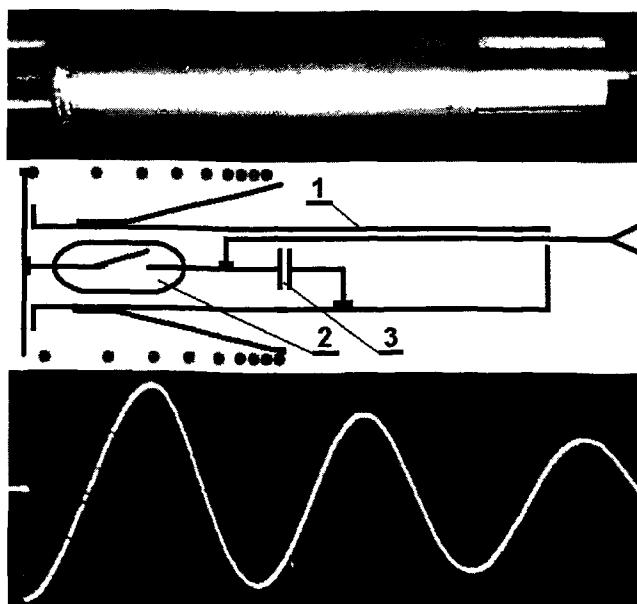


Рис. 4.9. Прибор для измерения индуктивности, его схема и осцилограмма ударно-возбужденных колебаний

4.2. Романтика взрывных экспериментов. «Одуревшие» мины

...Опыт готовят долго (рис. 4.10), но вот датчики и кабели подсоединены, и всех загнали в бункер. Кнопка нажата; на взрыв не смотрят, это опасно и глупо. Видна отраженная от стен вспышка. Через доли секунды воздух на мгновение становится тугим и бьет по ушам. Близкая детонация разгоняет соломинку так, что она втыкается в сталь. Ударная волна сожмет самую прочную сталь, а следующая за ней волна разрежения «растасчит» стальной цилиндр, сделав из него подобие полена, разваленного колуном (рис. 4.11), причем внутри «полена» сохранится структура, напоминающая древесные волокна. На дистанции около метра от взрыва поток газов до песчинки счищает почву с корня дерева (иногда этим пользуются, оставляя вблизи заряда «сувениры»; при инструктаже невредно напомнить, что так же чисто могут быть «обдуты» и мышцы с кисти руки). Наконец, гром взрыва умирает, сделав слышным тихий шелест летящих осколков — остатков того, что еще несколькими мгновениями ранее было генератором, собранным вашими руками. Первый взгляд — на осциллографы: есть ли сигналы от датчиков тока, от спектрометров. Потом все бегут к мишеням.



Рис. 4.10. Подготовка взрывного опыта

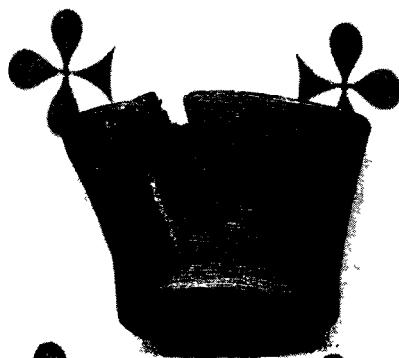


Рис. 4.11. Стальной цилиндр, сжатый ударной волной, а потом «растащенный» волной разрежения

Срабатывавшие от магнитных полей бронетехники мины были размещены по всем азимутам в пределах 40–50 м от точки подрыва ВМГЧ, после которого они в течение 20–30 минут не реагировали на движения сильного магнита вблизи взрывателя. За это время через минное поле мог пройти танковый батальон. Правда, затем облученные мины оживали и срабатывали от малейшего прикосновения даже без магнита, а иногда и вообще без видимой причины. Даже на спор безнаказанно не удавалось, повернув ключ на корпусе мины, обесточить ее: разъяренное устройство реагировало на такие попытки хлопком контрольного детонатора (азарт не заходил столь далеко, чтобы держать пари на боевом изделии). Через десятки минут чувствительность мин вновь приближалась к штатной [4.28].

В опытах на минах был достоверно зафиксирован эффект, поучивший впоследствии название «временного ослепления» — цель выводилась из строя не «навсегда», а на время, достаточное, чтобы сорвать боевую задачу, которую она выполняла.

4.2.1. Где взять электрическую энергию для излучателя в боеприпасе? Выбить из пьезоэлектрика!

В первых опытах начальная энергия, необходимая для работы ВМГЧ, обеспечивалась при зарядке его конденсатора от источника высокого напряжения, но для применения в боеприпасе необ-

ходим был компактный, а главное, полностью автономный источник начальной энергии. Никакие другие устройства не могут превзойти системы постоянных магнитов в простоте и надежности. В одной из схем магниты были расположены таким образом, что внутри обмотки ВМГ их поля суммировались (рис. 4.12, [4.29]). Расчеты показывали, что даже такие ухищрения не позволяют повысить энергию начального поля в ВМГ до величин, превышающих джоуль — слишком мала была остаточная магнитная индукция даже в лучших материалах, таких как FeNdB. Таким образом, необходимо создавать ВМГЧ, в котором небольшая начальная энергия сначала возрастала бы на один-два порядка, прежде чем ее уровень стал таким, что электропрочность конденсатора и изоляции обмотки были бы полностью использованы. Такое решение связано с увеличением длины обмотки, а значит, и габаритов, что, конечно, снижает эффективность, потому что, как и в ядерных боеприпасах, даже в крупнокалиберных ЭМБП целесообразно размещать не один большой, а несколько небольших излучателей, рассеиваемых перед групповым подрывом. Тогда поражающая цели плотность энергии РЧЭМИ создается на большей площади, и, если подорвать один элемент — от датчиков излучения сработают и остальные.

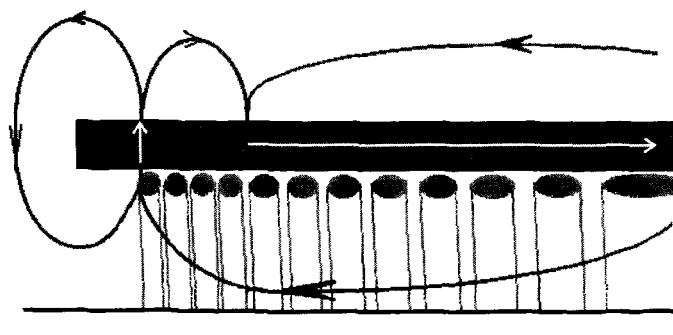


Рис. 4.12. Система постоянных магнитов, предназначенная для создания начального поля в ВМГЧ. Ориентация элементов система такова, что внутри спирали поля элементов складываются, а вне спирали — вычитаются

К счастью, существуют и другие методы получения начальной энергии. Так, способны накапливать энергию диэлектрики: если «закоротить» заряженный конденсатор (удалив таким образом свободные заряды с металлических обкладок), а затем снять «закоротку», спустя небольшое время конденсатор снова окажется частично заряжен. Причина в том, что изолятор при зарядке был поляризован внешним полем. При «закорачивании» исчезло поле, но не направленная поляризация. Возвращение поляризации к равновесному значению вызывает протекание тока смещения, вновь заряжающего конденсатор. Некоторые диэлектрики (сегнетоэлектрики, пьезоэлектрики), будучи поляризованными, хранят электромагнитную энергию сколь угодно долго. Их структурные элементы обладают собственными электрическими дипольными моментами. Сохраняющая энергию комбинация этих элементов может существовать лишь в пределах диапазона температур, верхняя граница которого (точка Кюри) — обычно около 100 °С. Во внешнем поле структурные элементы сегнетоэлектрика «выстраивают» свои дипольные моменты соответственно, но после снятия поля не все они возвращаются к первоначальной ориентации — остаточная поляризация сохраняется. «Выбить» из пьезоэлектрика запасенную энергию можно, разрушив его сложную структуру, например при нагреве до температуры, превышающей точку Кюри. Для этого вполне подходит мощная ударная волна. Впрочем, она не должна быть слишком мощной: иначе, двигаясь по пьезоэлектрику и деполяризуя его элементы, она может индуцировать столь сильное поле, что возникнет пробой и ток смещения не будет заряжать металлические обкладки рабочего тела из пьезоэлектрика.

4.2.2. Витковый генератор частоты — более «жесткий» брат взрывомагнитного генератора частоты

Рассмотрим применение пьезоэлектрического генератора (ПЭГ) в витковом генераторе частоты (ВГЧ, рис. 4.13), специально разработанном для применения в кассетных боевых элементах. Конденсатор 1 в нем последовательно соединен с электродами 2, образующими неполный виток. Короткая труба 3 смешена в сторону пьезоэлементов 4, поэтому сначала она, расширяясь под действием взрыва, «выбивает» из них ток, заряжая

конденсатор 1 (для уменьшения давления, развивающегося при ударе, до значений, при которых пробой пьезоэлементов не происходит, предназначен буфер 5), а уж затем замыкает контур, генерирующий излучение.

Процесс ударной деполяризации пьезоэлемента описывается дифференциальным уравнением [4.30]:

$$L\ddot{I} + R\dot{I} + (1/C + 1/C_0)I = I_0 / C_0; \quad I_0 = \Delta P_r s / T,$$

где ΔP_r — плотность заряда деполяризации пьезоэлемента, C_0 — его емкость, а T — время прохождения ударной волны по элементу (площадь s поверхности УВ в пьезоэлементе считаем постоянной).

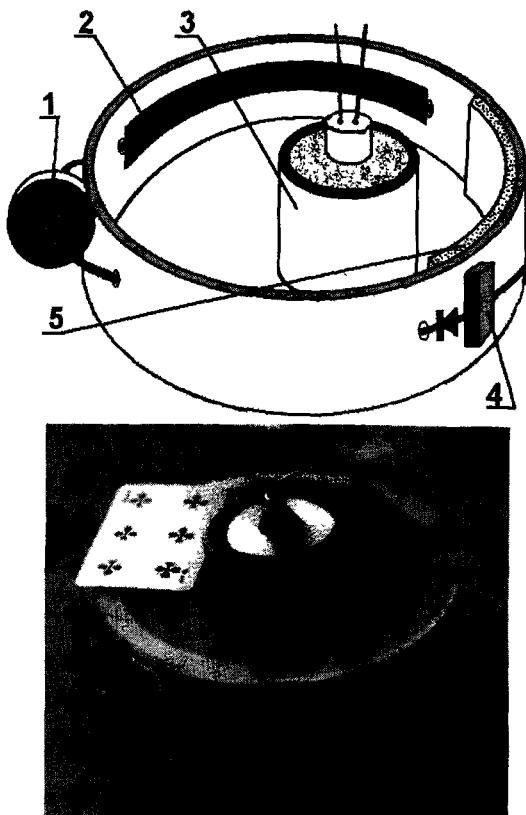


Рис. 4.13. Витковый генератор частоты и его схема

Все элементы эквивалентной схемы соединены последовательно, а начальные условия таковы: $I(0) = 0$; $\dot{I}(0) = 0$.

Для ВГЧ рассмотрение процесса зарядки емкости с помощью ПЭГ упрощается, потому что, кроме емкости C , остальные параметры нагрузки (R и L) пренебрежимы.

Пока УВ движется по пьезоэлементу, генерируемый ток теоретически постоянен $\{I(t) = I_0C/(C + C_0)\}$, а напряжение на нагрузочной емкости возрастает линейно $\{V(t) = CC_0I_0t/(C + C_0)\}$. После того, как УВ завершит пробег по пьезоэлементу, ток падает до нуля, а напряжение на конденсаторе (опять-таки, — теоретически) должно сохраняться. Реальные явления в ПЭГ, конечно, сложнее, конденсатор сразу начинает разряжаться (рис. 4.14) и, поскольку все это происходит за время меньшее микросекунды, важной проблемой становится синхронизация момента наивысшего напряжения на конденсаторе и замыкания обмотки ВГЧ. Пьезоэлементы могут соединяться параллельно или последовательно, в зависимости от требуемых значений тока и напряжения.

Для измерений параметров срабатывания ВГЧ можно применять, как это было сделано при получении осциллограммы рис. 4.14, емкостной делитель (для напряжения), пояс Роговского с интегрирующим элементом (для тока), но автор всегда предпочитал применять пояс Роговского без интегрирующего элемента [4.31]. Пояс представляет собой катушку, предназначенную для измерения производной тока по времени (рис. 4.15). Принцип его действия основан на законе полного тока: $\oint Bds = \mu_0 i$. Линейный интеграл магнитной индукции B пропорционален полному току, заключенному внутри контура интегрирования по замкнутой кривой. Путь интегрирования может быть любым, однако он должен быть замкнутым и охватывать измеряемый ток. Индуцированное при изменении магнитного поля напряжение в навитой вокруг силовых линий катушке, длиной l , с числом витков n и площадью витка F равно $u(t) = (\mu_0 nF / l)di / dt$.

Измерения начинались с того, что на каркас произвольной формы наматывалось несколько десятков витков. Их можно было особенно внимательно и не считать (далее станет ясно, почему). Затем пояс Роговского надевался на токоподвод конденсатора ВГЧ. Конденсатор заряжался до ожидаемого во взрывном опыте напряжения. Напряжение зарядки измерялось статичес-

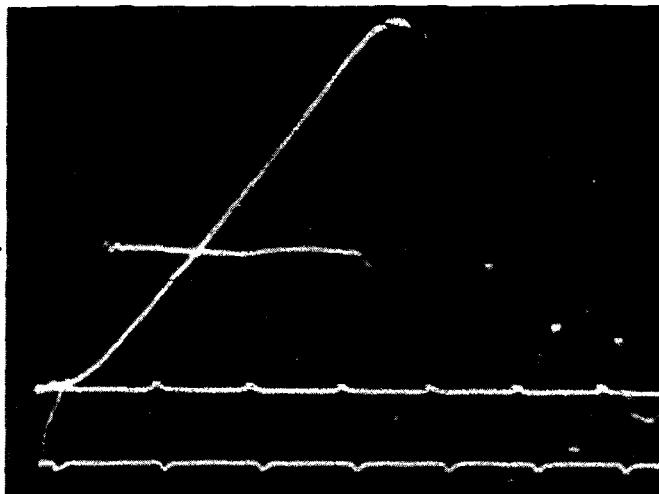


Рис. 4.14. Осциллограмма срабатывания взрывного пьезоэлектрического генератора. Нарастающий во времени импульс — напряжение на нагрузочной емкости; постоянный во времени — ток в цепи генератора

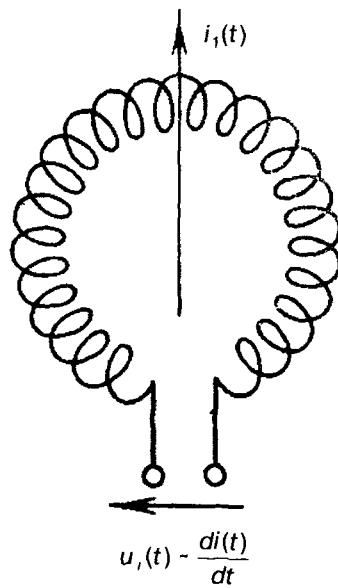


Рис. 4.15. Пояс Роговского (без интегрирующего элемента) для измерения производной тока по времени

ким вольтметром (довольно точным и надежным прибором). Далее, с помощью обрезка провода, укрепленного на деревянной палочке, электроды ВГЧ закорачивались. На осциллограмме сигнала с пояса Роговского от разрядного тока дважды интегрировалась первая полуволна, что давало величину, пропорциональную заряду конденсатора. «Холостое» закорачивание позволяло примерно определить ожидаемую амплитуду сигнала и установить соответствующую ей чувствительность осциллографа. В последующем взрывном опыте конденсатор ВГЧ заряжался от пьезоэлектрического генератора почти постоянным током, поэтому производная тока зарядки была близка к нулю, но двойное интегрирование полученной с помощью того же пояса осциллограммы первой полуволны осцилляций тока (рис. 4.16а) давало возможность по отношению значений интегралов и данным статического вольтметра определить напряжение зарядки ВГЧ. Не для всех образцов ВГЧ характерно наращивание энергии колебаний, иногда вся она сразу начинает реализовываться в излучении, в процессе немногих осцилляций. Как и для ВМГЧ, много полезной информации можно было извлечь из опытов, в которых конденсатор ВГЧ демонтировался и вместо него электроды соединяли закоротка из обрезка провода соответствующей длины (рис. 4.16б).

Другой важной проблемой, о которой уже упоминалось, является сохранение электропрочности ударно-нагруженного пьезоэлемента. Практически максимальное значение генерируемой пьезоэлементом мощности тока W определяется не удельной энергией его полной деполяризации, а той, которая соответствует предпробойной напряженности поля E_{kp} , которая и определяет максимально допустимое давление p рударного нагружения. Для оценок применяется эмпирическое соотношение:

$$W = \Delta P E_{kp}.$$

В таблице приведены значения соответствующих величин для пьезокерамики ПКР-57.

Давление p ударной волны, ГПа	ΔP , Кл/м ²	E_{kp} , кВ/мм
2,0	0,33	5,5
5,0	0,35	4,0
10,0	0,35	1,2

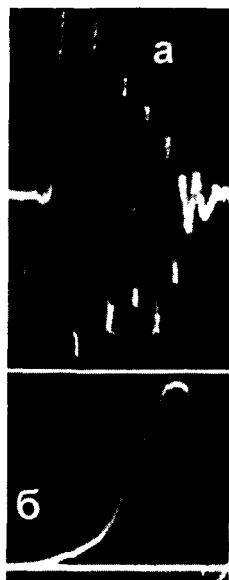


Рис. 4.16. Осциллограммы производной тока:

а) в ВГЧ, электроды которого соединены с конденсатором; б) в том же устройстве, электроды которого соединены «закороткой» из провода

Давление в пьезокерамике, развиваемое при ударе летящей со скоростью около 2 км/с металлической трубы значительно выше значений, указанных в таблице, и превышает сотню гигапаскалей (миллион атмосфер), поэтому для его снижения используют буфер — элемент цилиндра из плексигласа, размещаемый поверх пьезоэлементов. Для большей надежности рабочие напряжения в пьезоэлементах стараются выбирать не слишком близкими к пробивным значениям, потому что габаритные объемы ВГЧ позволяют размещать такое число пьезоэлементов, что зарядка конденсатора возможна до напряжений в многие десятки и даже — в сотни с лишним киловольт.

Взрывные пьезогенераторы могут использоваться для питания любых нагрузок: активных, емкостных, индуктивных и смешанных. Мощность генерируемых импульсов достигает нескольких мегаватт, энергия — десятков джоулей.

4.2.2.1. Основы расчета ВГЧ

Идеи, положенные в основу расчета характеристик ВМГЧ и ВГЧ, различаются незначительно, поэтому достаточно схематичного описания последнего случая [4.32]. Начинают с разложения тока ВГЧ в интеграл Фурье:

$$I(\omega, r) = (1/2\pi) \int_0^{+\infty} J(t, r) e^{i\omega t} dt$$

и получают фурье-представление вектор-потенциала в форме:

$$\vec{A}(\omega, r') = (\mu / 4\pi) \oint_l \frac{I(\omega, r) \exp(-ikr')}{r'} d\vec{l}, \quad k = \omega/c,$$

причем интегрируют вдоль контура l , состоящего из двух дуг (образованных электродами ВГЧ и закорачивающей их трубой). Образы фурье-компонентов электромагнитного поля находят из уравнений:

$$\tilde{\vec{H}} = \text{rot}(\vec{A}), \quad \tilde{\vec{E}} = (i/k)(\text{grad div} \vec{A} + k^2 \vec{A}).$$

Далее получают и значения напряженностей:

$$\vec{E} = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\vec{E}}(\omega) e^{-i\omega t} d\omega, \quad \vec{H} = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\vec{H}}(\omega) e^{-i\omega t} d\omega,$$

а из соотношения Умова—Пойнтинга — и интегральную мощность излучения:

$$P(t) = \text{Re} \iint_s (\vec{E} \times \vec{H}) ds,$$

где s — площадь поверхности сферы, вмещающей в себя контур с током.

Затем интегрируется баланс энергии в эквивалентном RLC-контуре (внимательный читатель заметит здесь отличие: эквивалентный контур ВМГЧ описывался с помощью соотношений Кирхгофа):

$$J \frac{d(LJ)}{dt} + JU + RJ^2 + P(t) = 0, \quad U = \frac{1}{C} \int_0' J dt.$$

Закон изменения индуктивности $L(t)$ получают при помощи описанного в [4.13] прибора, а нелинейные уравнения для \vec{E} и \vec{H} решают численно-аналитически, по методике, описанной в [4.33]. Частотно-мощностное распределение (спектр) РЧЭМИ, генерируемого ВГЧ, рассчитывается из выражения:

$$P(\omega) = \operatorname{Re} \frac{1}{2\pi} \int_0^{+\infty} P(t) e^{i\omega t} dt.$$

Спектр излучения ВГЧ более «жесткий» (большие спектральные плотности мощности соответствуют более высоким частотам) по сравнению с ВМГЧ, что неудивительно, ввиду более быстрой деформации токового контура.

Помимо выигрыша в эффективности за счет геометрических факторов, применение ВГЧ позволяет повысить стабильность эффектов поражения, потому что воздействие на цель излучения с нескольких разных направлений делает более вероятным совпадения лепестков приема на наиболее «чувствительных» для цели частотах с соответствующими им лепестками излучения. Кроме того, малое время генерации этого источника (микросекунды) дает возможность повысить электропрочность среды вокруг ВГЧ при применении в условиях разреженного воздуха на большой высоте, взрывом образовав вокруг излучателя облако очень плотных газов. Малое время излучения ВГЧ позволяет избежать пробоя в еще не успевшем разлететься газовом «чехле», но вполне достаточно для действия по цели.

4.3. О длительности импульсов РЧЭМИ: вообще-то хотелось бы сделать их покороче, но для дешевых генераторов частоты сойдут и микросекундные

О пробое окружающего воздуха под действием мощного РЧЭМИ речь впереди, а вот почему для вывода электроники из строя вполне достаточно коротких импульсов, стоит обсудить. В общем-то, это и так должно быть ясно: чем короче токовый импульс, наведенный РЧЭМИ, тем меньше теплоотвод от того элемента, в котором реализуется энергия этого импульса, но

оценить численные значения стоит. Пусть весь тепловой эффект сосредоточен в области $p-n$ -перехода (размеры которого — около микрона). Тогда импульс бесконечно малой длительности (при которой повышение температуры кремния на расстоянии, сравнимом с микроном, пренебрежимо), нагревающий до температуры 1400 градусов пластину данной площади, должен иметь определенную энергию, которая при дальнейших расчетах принималась равной единице (100%-й КПД). Величина 1400 градусов была выбрана потому, что этот уровень соответствует плавлению кремния, а изменение фазового состояния приводит к растрескиванию $p-n$ -перехода, то есть имеет место необратимый выход полупроводникового элемента из строя (рис. 4.17). Если же энергия выделяется на той же глубине, но в течение большего времени, существенным становится теплоотвод, и для достижения той же температуры нагревать придется уже не микронный слой кремния, а и близлежащие слои, что ведет к снижению КПД. В результате простых расчетов была получена зависимость КПД различных временных режимов облучения, из которой следовало, что режимы более длительные, чем единицы микросекунд, не являются рациональными, энергосберегающими.

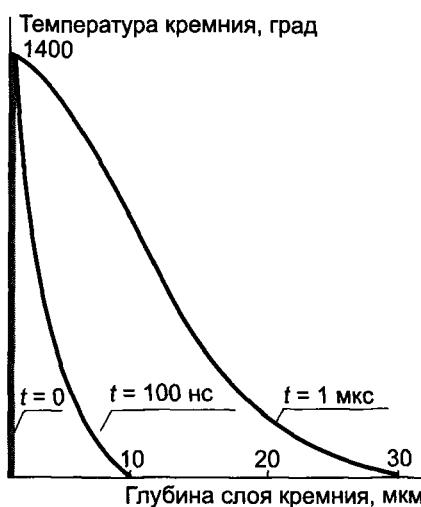


Рис. 4.17. Распределение температур в кремнии при различных режимах тепловыделения в слое микронной толщины (длительность тепловыделения указана)

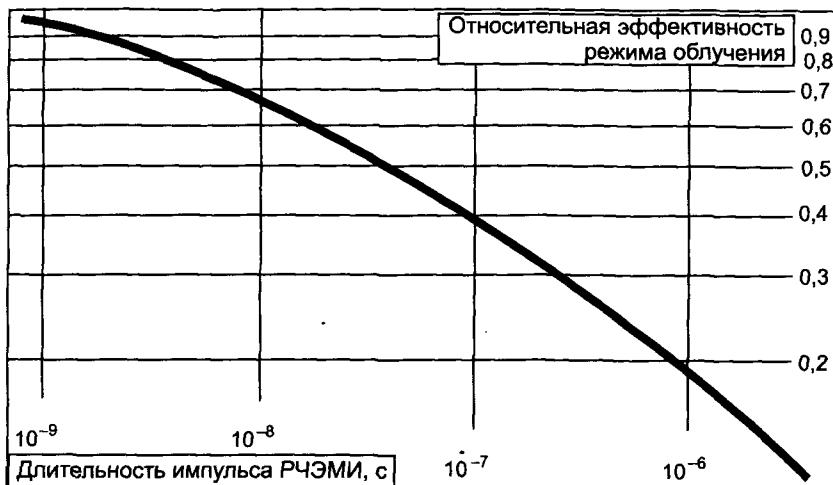


Рис. 4.18. Сравнительные эффективности различных временных режимов облучения

ми [4.34] (рис. 4.18). Существует, правда, и другой механизм выхода $p-n$ -перехода из строя (пробой), но он реализуется только при наносекундных длительностях облучения, тем более не характерных для генераторов частоты. Таким образом, режим излучения генераторов частоты нельзя признать эффективным с точки зрения нанесения поражений электронике противника, но зато устройства этого класса значительно проще и надежнее других, и по параметру «эффективность/стоимость» они вполне конкурентоспособны.

4.4. Литература

- 4.1. O. M. Stuetzer. Compressed magnetic flux amplifier with capacitive load // Sandia Lab., SAND-79-2939, Albuquerque, 1980.
- 4.2. А. С. Кравченко, Р. З. Людаев, М. А. Мальков и др. Работа магнитокумулятивного генератора на емкостную нагрузку // ПМТФ, №5, 1981.
- 4.3. А. Б. Прищепенко, М. В. Щелкачев. Режим работы взрывомагнитного генератора на емкостную нагрузку // ПМТФ, №6, 1981.
- 4.4. М. В. Федорюк. Обыкновенные дифференциальные уравнения. — М.: Наука, 1980.

- 4.5. В. А. Демидов, Е. И. Жаринов, А. С. Казаков, В. К. Чернышев. Высокоиндуктивные взрывомагнитные генераторы с большим коэффициентом усиления энергии // ПМТФ, №6, 1981.
- 4.6. А. И. Павловский, Р. З. Людаев, А. С. Юрьев и др. Многоsekционный генератор МК-2 // Сверхсильные магнитные поля, Труды третьей международной конференции по генерации мегагауссных магнитных полей и родственным экспериментам. — М.: Наука, 1984.
- 4.7. В. К. Чернышев, Г. И. Волков, С. В. Пак и др. Влияние скорости разлета трубы на усиление энергии в небольших спиральных ВМГ// Там же.
- 4.8. А. И. Павловский, Р. З. Людаев. Магнитная кумуляция // Вопросы современной экспериментальной и теоретической физики. — Л.: Наука, 1984.
- 4.9. V. K. Chernyshev, A. V. Blinov, V. V. Vakhrushev et al. Helical generator model and voltage distribution in the coil // Megagauss fields and pulsed power systems: Proc. Intern. conf. MG-V. N. Y.: Nova Sci. Publ., 1990.
- 4.10. Э. Камке. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. — М.: Наука, 1965.
- 4.11. Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами // Под ред. М. А. Абрамовича и И. Стиган. — М.: Наука, 1984.
- 4.12. Е. И. Жаринов, В. А. Демидов, А. И. Рябинкин и др. Предельные возможности коаксиального ВМГ с осевым инициированием заряда // Сверхсильные магнитные поля, Труды третьей международной конференции по генерации мегагауссных магнитных полей и родственным экспериментам. — М.: Наука, 1984.
- 4.13. А. Б. Прищепенко. Прибор для исследования индуктивности обмотки спирального взрывомагнитного генератора // Приборы и техника эксперимента, 1994, №4.
- 4.14. Р. А. Силин, В. П. Сазонов. Замедляющие системы. — М.: Советское радио, 1966.
- 4.15. О. А. Юрцев, А. В. Рунов, А. Н. Казарин. Спиральные антенны. — М.: Советское радио, 1974.
- 4.16. А. С. Лавров, Г. Б. Резников. Антенно-фидерные устройства. — М.: Советское радио, 1974.
- 4.17. С. Х. Коган. Распространение волн вдоль бесконечной спирали. ДАН СССР, т. 66, №5, 1949.
- 4.18. О. А. Юрцев. Поле излучения цилиндрической нерегулярной спиральной антенны // Труды МВИРТУ, 1959, №7, с. 68–76.
- 4.19. Е. В. Анисимов, Н. М. Советов. Распространение электромагнитных волн вдоль ленточной спирали, помещенной внутри круглого волновода // ЖТФ, т. 25, вып. II, 1955.

- 4.20. Н. М. Советов. Коаксиальная ленточная спираль с центральным проводником // Радиотехника и электроника, т. 2, №7, 1957.
- 4.21. Н. М. Советов. Техника сверхвысоких частот. — М.: Высшая школа, 1976.
- 4.22. С. Х. Коган. Затухание электромагнитных волн, распространяющихся вдоль проволочной спиральной линии // Радиотехника и электроника, № 2, 1959.
- 4.23. Л. А. Вайнштейн. Электромагнитные волны. — М.: Радио и связь, 1988.
- 4.24. Н. М. Советов. Схема инженерного расчета лампы обратной волны на спирали. — М.: Советское радио, 1961.
- 4.25. О. А. Юрцев. Электромагнитные волны в ленточной спирали, помещенной внутри круглого волновода // Труды МВИРТУ, №42, 1965, с. 25–30.
- 4.26. Л. Н. Лошаков, Е. Б. Ольдерогге. К теории коаксиальной спиральной линии // Радиотехника, т. 3, №2, 1948.
- 4.27. A. B. Prishchepenko and M.V. Shchelkachev. «Dissipative and Diffusion Losses in Helical EMG with Capacitive Load». In: Megagauss Magnetic Field Generation and Pulsed Power Applications. Ed. M. Cowan and R. B. Spielman. N.Y., Nova Sci. Publ., 1994. pp. 667–670.
- 4.28. А. Б. Прищепенко. Невидимая смерть электроники. «Солдат удачи», 1996, № 3, с. 45–46.
- 4.29. А. Б. Прищепенко. Устройство на основе постоянных магнитов для создания начального потока в спиральных ВМГ // Приборы и техника эксперимента, 1995, № 4, с. 138–145.
- 4.30. Электрические явления в ударных волнах: Монография / Под ред. канд. физ.-мат. наук В. А. Борисенка, д-ра физ.-мат. наук А. М. Молодца и д-ра физ.-мат. наук Е. З. Новицкого. — Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2005.
- 4.31. Шваб А. Измерения на высоком напряжении: Измерительные приборы и способы измерения. 2-е изд., перераб. и доп. Пер. с нем. — М.: Энергоатомиздат, 1983.
- 4.32. A. B. Prishchepenko and M. V. Shchelkachev. «Energy Balance by Explosively Driven Loop Frequency Generator Operation». In: Megagauss-9. Proceedings of Ninth International Conference on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics. Moscow - St. Petersburg, July 7-14, 2002. Edited by: V. D. Selemir, L. N. Plyashkevich. — Sarov: VNIIEF, 2004, pp. 214–216.
- 4.33. В. Ф. Зайцев, А. Д. Полянин. Справочник по нелинейным дифференциальным уравнениям. — М.: Наука, 1993.
- 4.34. А. Б. Прищепенко. Электронный бой кораблей — бой будущего? «Морской сборник», 1993, № 7, с. 35–38.

5. Излучающая ударная волна: схождение до последнего микрона

Все началось с опытов в подмосковном Красноармейске с первых недель 1983 года — попыток реализовать идею сотрудников Военно-инженерной академии им. Жуковского. Идея состояла в том, что в плазме, созданной объемным взрывом распыленного в воздухе горючего создавалось магнитное поле и такая «замагниченная» плазма должна была излучать РЧЭМИ. Спешки не было, в неделю проводили один-два эксперимента. Ток через больших размеров петлю (рис. 5.1) был мал (около сотни ампер), потому что источник (взрывной МГД-генератор) не



Рис. 5.1. Макет объемно-детонирующего боеприпаса и МГД-генератор (справа, вверху) для создания магнитного поля во взрывающемся аэрозольном облаке

был согласован со столь значительной индуктивностью. Излучение от «замагниченного» объемного взрыва измеряли рупорными антеннами и результат был предсказуем: интегральная мощность несколько киловатт. Организаторы сессии признавали, что этого недостаточно ни для создания помех (длительность импульса РЧЭМИ была слишком мала), ни для выведения электроники из строя (маловата мощность), но были довольны: считали, что обоснование дальнейшего финансирования работ такой результат вполне обеспечит.

Перерывы в опытах давали возможность обдумать ситуацию. Для получения максимальных мощностей РЧЭМИ в устройстве ограниченного объема МГД-генератор явно не подходил — магнитное поле в нем менялось недостаточно быстро для мощной эмиссии. Более быстро поле меняется в устройствах другого класса — взрывомагнитных генераторах (ВМГ), но в них магнитный поток либо сохраняется, либо диффундирует в металл лайнера, а значит, ни о каких высоких значениях второй производной магнитного момента и об излучении высокой мощности говорить не приходится.

5.1. Выбросить большую часть магнитного поля из области сжатия, чтобы оставшееся менялось быстрее, чем в ВМГ!

Для эффективного излучения поле должно было меняться не просто быстро, а так, чтобы характерное время его изменения соответствовало длине волны, сравнимой с размерами устройства. Если эти размеры оценить в дециметрах, время, за которое должно было существенно измениться поле, составляло наносекунды — на три порядка меньше, чем в ВМГ! Для того чтобы и поле и пронизываемая им площадь изменялись максимально быстро, надо сжать поле максимальной индукции на минимальном радиусе. Но скорость гидродинамических процессов в конденсированных средах не превышает 10 км/с, что давало оценку минимального радиуса сжатия в десятки микрон ($10^4 \text{ м/с} \cdot 10^{-9} \text{ с} = 10^{-5} \text{ м}$). Для трубчатого лайнера из какого угодно материала это было совершенно нереально: гидродинамичес-

кие нестабильности положили бы конец сжатию на значительно более ранних его стадиях.

Но можно сжимать поле и проводящей ударной волной, такие процессы происходят во Вселенной и известны астрономам.

Мы уже рассмотрели сжатие газа, но ударные волны существуют и в плазме и в конденсированных телах. УВ сжимает вещество и сильно нагревает его. Из-за этого плотность сжатого вещества не становится сколь угодно большой при неограниченном давлении, а стремится к конечному пределу. Как мы уже знаем, превалирование температурной компоненты давления приводит к тому, что молекулы вещества за фронтом мощной ударной волны сначала диссоциируют, потом ионизуются и составлявшие их атомы, что обуславливает скачок проводимости, причем в ударно-сжатое вещество магнитное поле не только диффундирует, но и вмораживается. Следует также отметить, что, при данных условиях, в ударной волне все параметры связаны взаимно-однозначным соотношением: в одном и том же веществе при одинаковых начальных условиях не могут существовать ударные волны с одинаковыми давлениями, но с разными, например, скоростями. Итак, подытожим причины, по которым применение ударной волны целесообразно для очень быстрого и очень «глубокого», до малых радиусов, сжатия магнитного поля.

- По обе стороны фронта мощной ударной волны разница плотностей невелика, а, можно сказать, даже мала (для монокристалла — примерно вдвое). Малая разность плотностей означает, что при ударно-волновом сжатии не развиваются нестабильности.
- Ударная волна нагревает и даже может ионизовать вещество, и тогда на ее фронте имеет место скачок проводимости: перед фронтом вещество является изолятором, в котором магнитное поле распространяется почти со световой скоростью, а за фронтом — проводником, в котором скорость распространения поля на много порядков ниже. Если фронт такой волны образует замкнутое кольцо, сходящееся к центру, то таким кольцом может сжиматься магнитное поле — как лайнером, но без нестабильностей.
- Как вмораживание, так и диффузия приводят к потерям магнитного поля: оно «захватывается» проводящим веществом и уже не может концентрироваться в области сжатия. Но эти

потери дают другую важнейшую возможность: «сбрасывать» излишнее поле за фронт ударной волны, препятствуя тем самым чересчур быстрому усилению магнитного давления. Подбирая характеристики вещества (степень сжатия и проводимость в ударно-сжатом состоянии), можно регулировать «сброс» поля за фронт волны, согласуя тем самым закон возрастания давления поля в области сжатия с гидродинамическим давлением в ударной волне, устранив тем самым препятствие для сжатия до сколь угодно малого радиуса. Будем, однако, помнить, что работа против сил магнитного поля (а значит, и повышение энергии поля) совершается только за счет кинетической энергии вещества, приводимого в движение ударной волной. Поэтому выбор вещества, в котором будет сжиматься поле, должен представлять компромисс: если ударное сжатие будет слишком мало (очень малы промежутки между карандашами), то все магнитное поле будет вморожено, а существенного движения массы вещества не будет, а значит, не будет и заметного усиления поля в области сжатия. Если же сжатие будет слишком велико, случится то, что случается в ВМГ: магнитное давление будет возрастать быстрее, чем гидродинамическое давление в ударной волне, и сжатие поля остановится.

5.2. Важное и удачное решение: выбор рабочего тела

Возможно, самым трудным в экспериментальной физике является переход от научной болтовни к практическим решениям. Вы знаете, что «стрелять» до бесконечности вам не позволят: и время и финансирование ограничены всегда. Не верьте лжи, что перед опытом все было рассчитано: если ваше устройство действительно новое, слишком многие параметры, необходимые для расчетов, сомнительны или просто неизвестны. Поэтому после арифметических вычислений (в крайнем случае — после решения простейшего дифференциального уравнения) от вас требуеться твердо произнести что-либо вроде: «Рабочее тело в источнике излучения будем делать из монокристалла иодида цезия!». Основания для такого решения были следующими.

- Если конечный размер области сжатия должен составить около десятка микрон, то фронт ударной волны должен быть очень гладким: с неровностями, размеры которых меньше размеров этой области. Вспомнилась статья об оптических исследованиях ударных волн в монокристаллах: С. Кормер [5.1] утверждал, что фронт там «гладок, как зеркало», размер неровностей не превышает микрона. В любом случае, монокристалл — наиболее упорядоченная структура вещества — был «последней линией обороны»: если не выйдет в монокристалле, то не выйдет нигде!
- Этот монокристалл должен включать атомы с очень низким потенциалом ионизации, чтобы скачок проводимости в ударной волне был существенным. Значит — цезий.
- Этот кристалл должен существовать в осязаемых размерах, не стоить бешеных денег, не быть ядовитым, и желательно, чтобы хотя бы некоторые его свойства были исследованы ранее. Иодид цезия представлялся вполне подходящим.

Изготовление новых устройств (цилиндрические ударно-волновые излучатели, ЦУВИ, рис. 5.2) не заняло много времени: цилиндр монокристалла 1 в них был окружен кольцевым зарядом ВВ 2, детонация в котором инициировалась стаканом 3 из эластичного ВВ, через который проходили провода, соединявшие с источником питания пару медных витков 4, а в донной части располагался детонатор. Все согласились испытать ЦУВИ в последний день. 2 марта 1983 года на полигон приехало начальство. Два опыта с МГД-генератором и объемно-детонирующей системой прошли, как ожидалось, все остались довольны, а потом начали испытывать ЦУВИ (рис. 5.3). Первый по каким-то причинам сработал неважко, но готовить взрывной опыт и не предусмотреть необходимость его повторения — непростительная глупость. При подрыве второй сборки лучи осциллографов рванулись вверх, «выскочив» за пределы экранов. Офицеры Академии сообщили, что вышли из строя смигательные диоды в антennaх, стоявших в пяти метрах от взрыва. Мощность излучения по крайней мере в сто раз превысила ту, которую регистрировали в опытах с объемной детонацией! Этот опыт поставил других участников испытаний в затруднительное положение: их начальству было продемонстрировано устройство размерами в десятки раз меньшее, чем объемно-детонирующие



Рис. 5.2. Внешний вид сборки Е-7 — цилиндрического ударно-волнового излучателя (ЦУВИ) и ее схема



Рис. 5.3. Сборка Е-7, подготовленная к опыту, на полигоне. Справа, за «теневовой» защитой, видны батарея конденсаторов для создания начального тока в сборке и коммутатор в защитном чехле

макеты, но излучавшее на два порядка большую мощность. Когда шок миновал, начались маневры, которым не приходилось удивляться: стали требовать описания ЦУВИ, убеждая, что оно «необходимо для отчета». Конечно, прежде следовало утвердить свой приоритет, потому что рисковать уступить авторство такой находки, как ЦУВИ, было неразумно: не так уж часто они выпадают в жизни исследователя.

Для следующей серии испытаний (проводившихся в подмосковной Черноголовке) были изготовлены и новые сборки типа Е-9 (рис. 5.4, 5.5), которые отличались от Е-7: рабочее тело (РТ) в новой сборке было запрессовано в кольцо из самой мощной взрывчатки. Последнее решение позволило существенно повысить давление ударной волны на границе РТ. Другим новшеством был соленоид, создающий магнитное поле в РТ — он был образован двумя катушками, составлявшими пару Гельмгольца. Внутри такой пары создаваемое магнитное поле однородно, что представлялось весьма важным для получения экспериментальных данных, без которых не могли обойтись теоретики. Сессия началась 6 мая 1986 года, спектрометров тогда еще не было и РЧЭМИ регистрировали телевизионными антеннами и обрезками волноводов, в которые были включены высокочастотные смесительные диоды (рис. 5.6). Сигналы со всех датчиков регистрировались осциллографами, соединенными с ними кабелями. Сразу проявилось явление, которое и впоследствии попортило немало нервов: сигналы хотя и были мощными (до

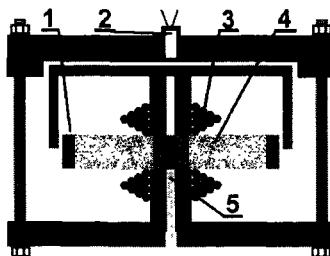


Рис. 5.4. Схема экспериментальной сборки Е-9:

1 — детонационная разводка из эластичной взрывчатки; 2 — детонатор; 3 — катушки для создания начального магнитного поля в рабочем теле; 4 — кольцевой заряд мощной взрывчатки с запрессованным рабочим телом из монокристалла иодида цезия; 5 — пробная катушка для измерения магнитной индукции на ранних стадиях сжатия



Рис. 5.5. Общий вид экспериментальной сборки Е-9

нескольких вольт), но часто это были не отдельные импульсы, а так называемый «звон» (рис. 5.7), причину которого многие усматривали в наводках от больших токов, формируемых при включении батареи. Много позже специалисты по высокочастотным диодам объяснили, что при перегрузках диоды теряют свои свойства и «звон» вызван многократными отражениями волны в кабеле. Впрочем, отдельные импульсы, происхождение которых не могли оспорить скептики, тоже встречались (рис. 5.8). Опыты начались при зарядке батареи до небольших энергий — порядка 100 кДж — и успех сразу наметился: «горели» (уменьшали сопротивления более чем на порядок) диоды в антенных, расположенных в 20–30 метрах от взрыва сборки.

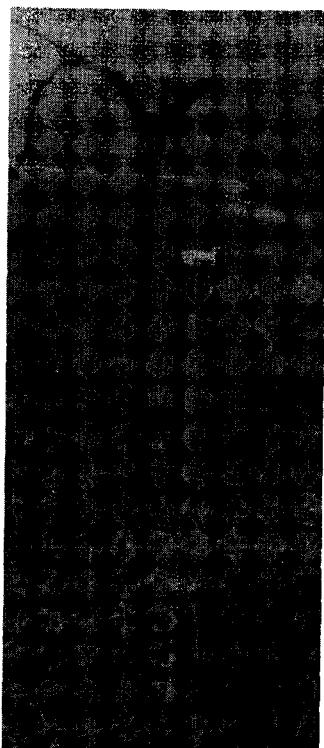


Рис. 5.6. Справа — «емкостной» датчик для регистрации электромагнитного излучения (в основном — низкочастотного). Электрической составляющей излучения на изолированной от земли пластине индуцируется ЭДС, которая регистрируется осциллографом. Рядом — обрезок волновода с подключенным диодом, также использовавшийся для регистрации

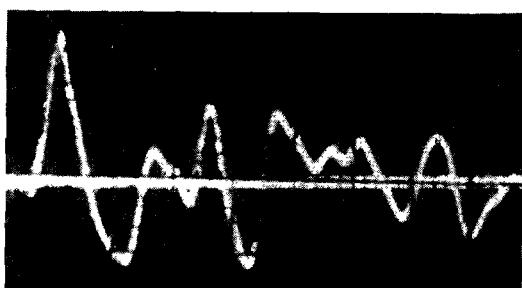


Рис. 5.7. «Звон», регистрируемый осциллографом после импульса РЧЭМИ

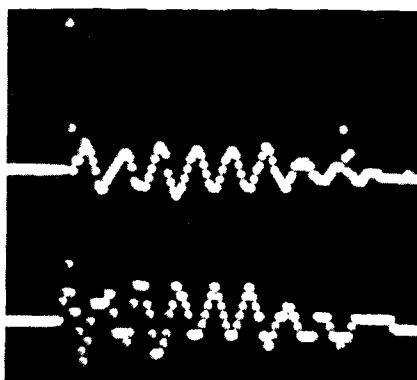


Рис. 5.8. В этом опыте сигнал от импульса РЧЭМИ — очень короткий (всего пара точек), выражен отчетливо, но также сопровождается «звоном».

5.3. Сладость успеха, обернувшаяся горечью неудач

Полные радостных предчувствий, экспериментаторы увеличили энергию батареи еще на порядок — и результаты как обрезало. Начались поиски причин. Основным предположением было, что за довольно длительное (сотни микросекунд) время нарастания ток успевает разорвать пондеромоторными силами катушки в сборке. Катушки стали делать проводом с палец толщиной (рис. 5.9), прибегали к другим ухищрениям, но все напрасно. Позже оказалось, что предположение было, в общем-то, правильным: даже и при 100 кДж изоляция быстро передавливалась и в закороченных катушках оставалась только небольшая часть (проценты от максимального значения) магнитного поля — как раз такая, которая и была нужна для эффективного излучения. Все меры, направленные на то, чтобы «затолкать» в излучатель большее поле, приводили к его «перекармливанию»: передавливание наступало не в столь благоприятный момент времени, по мере сжатия слишком сильное поле останавливало ударную волну и излучение было ничтожным. Мысли о «перекармливании» приходили в голову и в Черноголовке, но совершенно неверными были представления об оптимальном уровне энергии магнитного поля в излучателе: величина 100 кДж уже

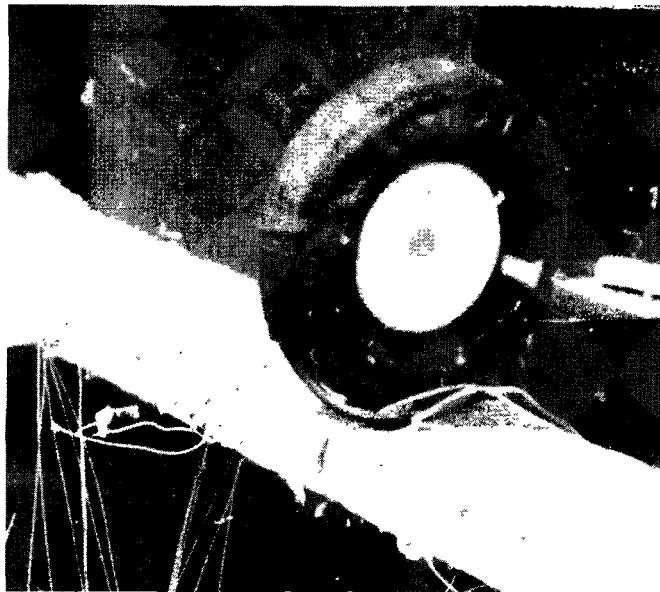


Рис. 5.9. Чтобы избежать преждевременного разрыва катушки пондеромоторными силами очень большого тока, ее наматывали медной шиной с сечением около квадратного сантиметра

была завышена на два порядка по сравнению с тем, что действительно требовалось!

Мучения с катушками надо было заканчивать, потому что приближались визит делегации УРАВ ВМФ и первая демонстрация результатов. Риск в таком важном деле следовало свести к минимуму. Опыты стали готовить со сборками без всяких изменений и при энергии батареи в 100 кДж. Делегация привезла партию обещанных радиолокационных взрывателей, которые разместили на деревянных ящиках на испытательном поле, различным образом ориентировав (рис. 5.10) и имитировав обрезками проводов корпус снаряда (который тоже являлся частью антенны взрывателя).

Теперь эти демонстрационные опыты можно оценить и как неимоверно удачные и как неудачные одновременно. Удачные — потому, что катушки в сборке были опять «передавлены» именно в тот момент, когда в них было нужное поле (а ведь это — случай-

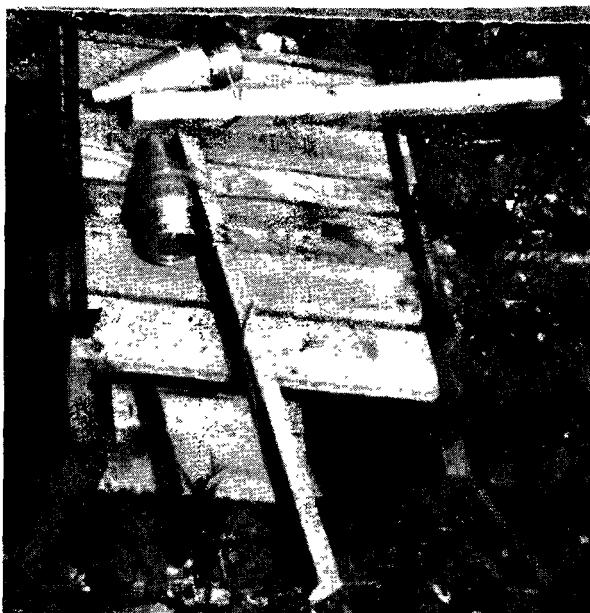


Рис. 5.10. Радиолокационные взрыватели на испытательном поле

ность!). Неудачные — потому что «правильные» импульсы на осциллографах и положительные результаты облучения взрывателей укрепили во мнении, что 100 кДж — уровень начальной энергии, близкий к оптимальному для излучения РЧЭМИ.

Под копирку была нарисована и подписана всеми участниками схема расположения взрывателей на испытательном поле (с указанием заводских номеров). Делегация уехала, увозя с собой опечатанный ящик со взрывателями. Через пару дней начались звонки с предприятия, разработавшего взрыватели. Сказывался «первый постоянно действующий фактор», расспрашивали об условиях опытов, но давали довольно противоречивые ответы об эффектах во взрывателях: один собеседник говорил, что «все вышли из стоя», другой — что «практически все работоспособны». После телефонного разговора со штабом ВМФ, оттуда шифротелеграммой было приказано проводить проверку взрывателей только тех заводских номеров, которые были перечислены в схеме и только с участием представителя военной приемки. В соответствии с протоколом, большинство взрывателей вышло из

строя, включая и те, которые находились в 50 метрах от взрыва сборки.

Промежуток между следующей серией испытаний был небольшим: уже 17 июня малый десантный корабль доставил испытателей на остров Коневец в Ладожском озере. Там нас уже ожидала подготовленная к испытаниям крылатая противокорабельная ракета П-15*.

Надо было спешить: это была одна из немногих учебных ракет Балтийского флота (рис. 5.11) и испытания проводились за счет времени, отведенного на боевую подготовку моряков. П-15 разрабатывалась в конце 50-х и система ее наведения была ламповой, за исключением четырех диодов: двух в смесителе и двух — в канале автоподстройки частоты. Будучи мишенью для излучателей РЧЭМИ, П-15 и сама нуждалась в цели, которую соорудили, подняв над шлюпкой «железный парус» (рис. 5.12). На дистанции 120 м отраженный сигнал был очень мощным («больше, чем от крейсера» — говорил офицер, обслуживший ракету).

Что касается конденсаторов для формирования в сборках начального тока, то их привезли всего несколько штук, поэтому «перекормить» излучатель в этих опытах было просто невозможно.

Радиолокационная головка самонаведения жадно захватывала «железный парус». После первого «выстрела» в 50 метрах от

* К 70-м годам советский ВМФ, главкомом которого был С. Горшков, стал действительно океанским флотом, но все же и количественно и качественно он уступал ВМС США. Ставка советского ВМФ в предполагаемом столкновении с хорошо оснащенным и численно превосходящим противником делалась на применение крылатых ракет. П-15 не на бумаге, а на деле не раз доказала свою эффективность: 21 октября 1967 года две такие ракеты, поставленные в Египет, потопили израильский эсминец «Эйлат» (бывший английский, постройки 1944 г.). Еще через пять лет те же П-15 были применены индийскими ВМС по береговым объектам Пакистана. Такое применение ракет было «самодеятельностью» индийских моряков, но оно было успешным: модифицированные П-15 с инфракрасными головками самонаведения «Снегирь» «захватили» нагревшиеся на южном солнце резервуары нефтехранилища, которое после попаданий горело несколько дней.

П-15 имела жидкостный ракетный двигатель, несла на борту и горючее и окислитель, необходимые для полета, поэтому максимальная дальность стрельбы ее (42 км) уступала ракетам с турбореактивными двигателями, которые несли на борту только горючее, а в качестве окислителя использовали воздух.

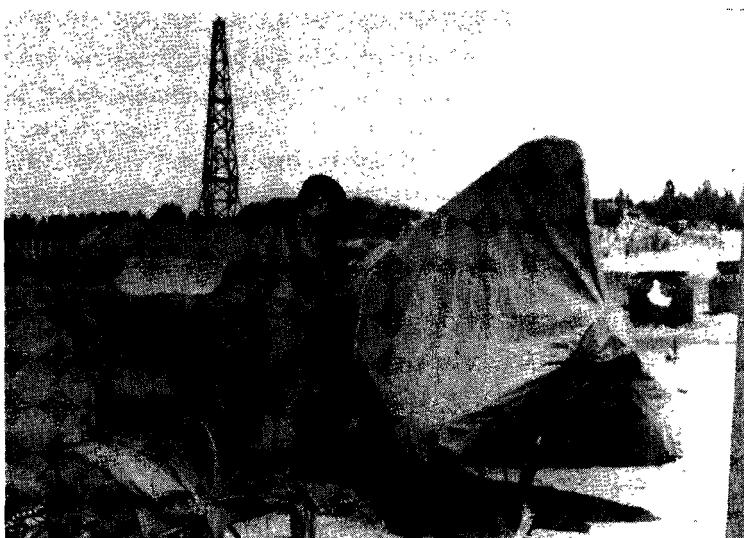


Рис. 5.11. Подготовка к испытаниям противокорабельной ракеты П-15



Рис. 5.12. «Железный парус» этой шлюпки захватывала головка самонаведения ракеты

ракеты, стрелка прибора «ток смесителя» заметно дернулась, но на осциллографе контрольного стенда была «картинка», соответствующая удержанию цели. Это было невероятно: надо было только представить, насколько мощным должно было быть ударное возбуждение от наносекундного импульса РЧЭМИ, чтобы стрелочный прибор среагировал на него почти двукратным отклонением от нормального уровня! И, тем не менее, это был «медицинский факт»: ракета цель не потеряла. Пара следующих дней принесла аналогичные результаты: хотя сборки подрывали все ближе к ракете, потери захвата цели не фиксировалось. Пощли дожди, опыты были прерваны из-за опасности пробоя высокого напряжения, и можно было обследовать ракету (рис. 5.13). Выяснилось, что все диоды в ее головке самонаведения после опытов имеют одинаковые (и небольшие) сопротивления в любом направлении. После долгих препирательств, их стали поочередно заменять резисторами с сопротивлениями в сотни ом. Ракета «держала» цель! Можно было заменить на резисторы все диоды в канале подстройки частоты и один в смесителе (три из четырех имевшихся во всей схеме) и все равно захват не срывался. «Железный парус» не годится в качестве цели: на дистанции в сотню метров мощность отраженного от него сигнала превышала все разумные пределы!

...Следующий солнечный день был ветреный, Ладога покрылась пенными «барабашками». В ракете заменили все диоды на новые, сборку расположили в 20 метрах под углом примерно 30 градусов к оси головки самонаведения и стали ждать. Наконец, кто-то заорал: «Баржа!» Баржа с песком медленно ползла на горизонте. Началась бешеная активность: стали заряжать батарею, приводить в рабочее состояние ракету. «Захват» баржи произошел на дистанции около 2 морских миль и сборку подорвали. «Захват» был немедленно потерян. Тот же результат получили и когда ракета «смотрела вслед» уже уходящей барже, а сборку (последнюю из имевшихся) подорвали в 30 метрах под углом в 45 градусов к линии визирования. Два фактора: отраженный от цели сигнал реальной амплитуды и наличие помех от «барабашков» на поверхности (весома незначительных по морским меркам) привели к тому, что и должно было произойти. Все произшедшее показало, как сложны процессы, вызываемые РЧЭМИ в электронике, и как противоречивы могут быть оценки таких эффек-

тов. Впоследствии не раз приходилось отклонять предложения дилетантов провести «оценочные» испытания с использованием в качестве мишеней электронных часов или туристических приемников, потому что это было бесполезной тратой сил и средств: боеприпасы не предназначены для выведения из строя часов, а, если часы все же вышли из строя, то это не значит, что выйдет из строя военная электроника; если же часы продолжают после опыта идти, то военная электроника как раз может и «сгореть».

Дух захватывало от предвкушения, каковы будут сигналы, если вместо нескольких сот джоулей от жалкой батареи, имевшейся на полигоне, магнитная энергия в излучателе будет увеличена до «оптимального» уровня в сотни килоджоулей. Был вполне ясен и путь, по которому предстояло идти дальше: получить импульс тока с такой энергией, не превышая габариты боеприпаса, можно было только применив спиральный



Рис. 5.13. Проверка немногих полупроводниковых элементов в головке самонаведения ракеты П-15

взрывомагнитный генератор, причем не такой, в котором импlosion сжимает лайнер к оси, а такой, который может усиливать ток во многие сотни раз, то есть — спиральный.

Наиболее компетентные специалисты по СВМГ работали в ВНИИЭФ, но наладить связи с этой организацией было непростым делом: мешали барьеры секретности. Помог случай.

1987 был годом реорганизации советского военно-промышленного комплекса и еще ЦНИИХМ посетил новый министр обороны промышленности Б. Белоусов, чтобы лично ознакомиться с работами, проводимыми в центральном институте боеприпасной отрасли. Радиоинженер по образованию, министр проявил интерес к докладу и спросил, что можно сделать для ускорения работ. В числе других мер было названо и установление контактов с ВНИИЭФ. Оформление бумаг после указания министра пошло куда как быстрее и 15 октября автор впервые ступил на землю древней Саровской пустыни*.

Уже первые контакты с учеными Арзамаса-16: В. Демидовым, С. Паком, Б. Гриневичем, Л. Пляшкевичем, А. Кравченко, Г. Волковым, В. Стрекиным, А. Скобелевым оказались весьма полезными. Это были компетентные специалисты и радушные люди, готовые к сотрудничеству. Для них не составляло труда оптимизировать спиральный ВМГ, но всем было ясно, что эту работу имело смысл начинать только после того, как будет окончательно оптимизирована нагрузка — ЦУВИ. Эта оптимизация началась, и тут-то оказались неверные представления об оптимальном начальном уровне энергии в излучателе: они привели не только к чехарде смен требований к ВМГ, но и к крупным неудачам в натурных испытаниях, в частности, тех, в которых мишнями служили новейшие по тем временам противокорабельные ракеты ЗМ80 «Москит» (рис. 5.14).

* Основана в 1664 г. монахом-отшельником Феодосием, построившим келью в урочище Старое Городище — развалинах татарского города Сараклыч князя Бехана. Позже монастырь приобрел всероссийскую известность, его почтил посещением Николай II, прибывший сюда в 1903 г. для присутствия при канонизации Серафима Саровского. После революции в монастыре размещался завод, производивший боеприпасы, а после войны — первый ядерный оружейный центр СССР, который сменил множество названий (Приволжская конторга Главстроя, Москва-300, Кремлев, Арзамас-16 и пр.).

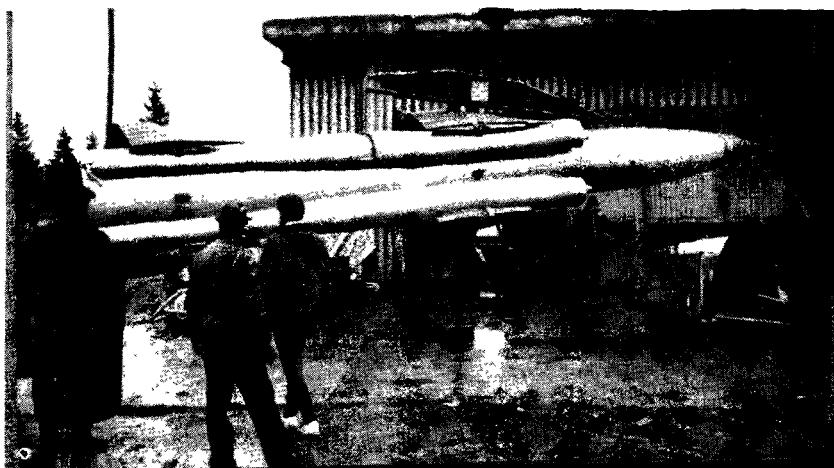


Рис. 5.14. Сверхзвуковая противокорабельная ракета ЗМ80 «Москит»

5.4. Охота за данными для расчетов

В 1987 году велась работа не только над спиральным ВМГ. Теоретики под руководством А. Бармина (О. Мельник и О. Филиппова) осмыслили результаты, полученные годом ранее, и получили новые — от испытаний «демонстрационной» сборки ЕХ-10 (рис. 5.15). В этой сборке начальное магнитное поле создавалось системой постоянных магнитов и осциллограммы усиления поля на начальных стадиях процесса были «чистыми», без «дребезгов» от наводок сильных токов (рис. 5.16). Хотя слабое начальное поле не позволяло достигнуть рекордных мощностей формируемого импульса РЧЭМИ, сигналы на антеннах были вполне заметными, и этот факт позволял советовать заткнуться тем, кто еще продолжал твердить про наводки от больших токов разряда конденсаторной батареи.

23 июня подписан «приказ двух министров»: уже упоминавшегося Б. Белоусова и могущественного министра среднего машиностроения Л. Рябева. В приказе речь шла об ускорении работ по электромагнитным боеприпасам и были закреплены области ответственности: ВНИИЭФ — разработка ВМГ, ЦНИИХМ — разработка излучателя.

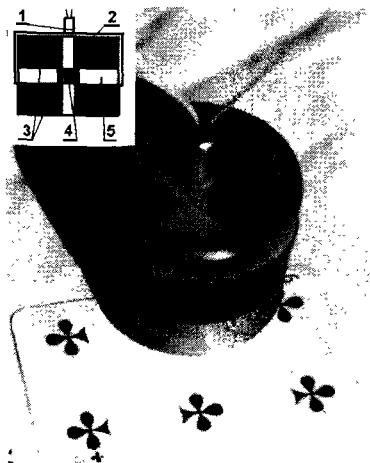


Рис. 5.15. Сборка EX-10. Начальное поле в рабочем теле создается системой постоянных магнитов.

1 — детонатор; 2 — детонационная разводка из эластичной взрывчатки;
3 — постоянные магниты; 4 — рабочее тело; 5 — кольцо из взрывчатки

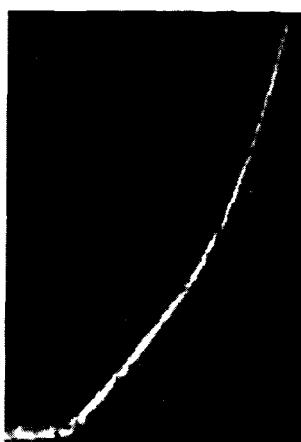


Рис. 5.16. Осциллограмма производной магнитной индукции при сжатии магнитного поля в сборке EX-10. Сигнал снимался с индукционной катушки малого (около 2 мм) диаметра, приклеенной к торцевой поверхности рабочего тела из монокристалла иодида цезия. Понятно, что достоверной была информация, получаемая только на ранних стадиях сжатия, когда диаметр ударно-сжатой области превышал диаметр катушки, но и она была очень ценной, поскольку позволяла определить потери магнитного поля на вмораживание и диффузию

В ЦУВИ было также внесено много новшеств. В сборке Е-23 (рис. 5.17) ударная волна в рабочем теле (РТ) создавалась уже не контактной детонацией, а ударом сжимаемого взрывом лайнера. В кольце взрывчатки 1 во многих точках внешней поверхности с помощью разводки 2 инициировалась детонация. Фронт детонации двигался к намотанной из многих проволочек катушке 3, в которой протекал ток разряда конденсатора 4. Достигнув катушки, взрыв сжимал ее, выполняя две функции: дополнительного увеличения магнитного поля и формирования ударной волны в РТ при ударе. Осциллограмма производной магнитного поля внутри катушки была такой же, как и на рис. 2.13. Для того чтобы нестабильности на внутренней поверхности катушки не успели развиться и формируемая в РТ при ударе алюминиевой оболочки УВ была цилиндрической, а не «звездообразной», начальный диаметр катушки превышал диаметр РТ всего в полтора раза.

Сборки Е-23 работали не без сбоев, но показали хорошие результаты. Испытывали также и их копии, увеличенные в два и три раза. Эти эксперименты позволили получить данные, в которых отчаянно нуждались теоретики Бармина, чтобы закончить, наконец, расчеты излучения при ударно-волновом сжатии магнитного поля. Идея заключалась в следующем: многие необходимые параметры нельзя было измерять напрямую, но, используя экспериментальную информацию о трех оптимумах, можно было подобрать такое соотношение неизвестных параметров (безразмерных, как и во всех автомодельных задачах), которое согласовывалось бы с расчетами для всех трех случаев, определив таким образом те, что к тому времени не были известны. Взрывы в Кызыбуруне-3 в тот раз были очень мощными, в соседнем поселке

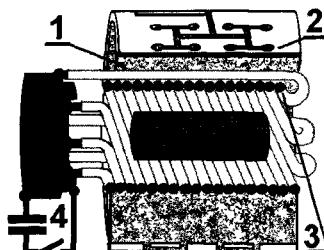


Рис. 5.17. Схема сборки Е-23. Ударная волна в рабочем теле формируется при ударе метаемого взрывом алюминиевого лайнера по поверхности РТ

лопались стекла и перестали нестись куры, но опыты были успешно завершены.

5.5. Расчеты проведены. Наконец-то можно не тыкаться, как слепые кутята!

5.5.1. Постановка задачи

В начальный момент монокристалл будем считать бесконечным, круговым цилиндром радиуса R_0 и плотностью ρ_0 , а приложенное магнитное поле имеющим только одну компоненту вдоль оси кристалла и однородно распределенным внутри него. Тем самым влиянием концевых эффектов пренебрегаем. Монокристалл предполагается однородным, а начальное возмущение и весь процесс сжатия осесимметричными. Так что рассматриваемое явление можно описать в цилиндрической системе координат $r-z-\phi$ не зависящим от z и ϕ , т. е. одномерным.

В начальный момент времени при $r = R_0$ формируется ударная волна, характеризуемая либо отношением плотностей за и перед ее фронтом (ρ / ρ_0), либо ее скоростью. Будем считать, что движение ударной волны поддерживается жестким проводящим поршнем P . Этот поршень моделирует движение металлического лайнера, формирующего ударную волну.

Для определенности рассматривается движение поршня с постоянной скоростью, равной массовой скорости за ударной волной в начальный момент. Интенсивность ударной волны предполагается большой: такой, что в ней происходит разрушение монокристалла с образованием жидкой электропроводящей среды.

Схема процесса представлена на рис. 5.18. В области I среда — твердое кристаллическое вещество с нулевой электропроводностью и постоянным по пространству магнитным полем B . В области II, ограниченной ударной волной S и поршнем P — жидкая сжимаемая среда с электропроводностью, отличной от нуля. В области внутри ударной волны (область I, рис. 5.18) параметры среды (криスタлла) постоянны ($\rho, p, T = \text{const}$), а магнитное поле описывается уравнениями Максвелла, в которых токами смещения можно пренебречь. Для этого должно выполняться нера-

венство $R_0/t_0 c \ll 1$, где R_0 , t_0 — характерные время и длина, что для $R_0 = 1$ см и $t_0 = 10^{-10}$ заведомо имеет место.

$$\text{rot} \mathbf{B} = 0; \quad \text{div} \mathbf{B} = 0,$$

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\text{rot} \mathbf{E}.$$

С учетом геометрии поля $\mathbf{B} = B \mathbf{e}_z$ и зависимости всех величин только от r и t имеем:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t} = -\text{rot} E; \quad B_1 = f(t).$$

Интегрируя последнее уравнение по r от нуля до R_s , где R_s — радиус волны, и по ϕ от 0 до 2π , с учетом теоремы Стокса, получим:

$$\frac{1}{c} \frac{dB_1}{dt} = -\frac{2}{R_s} E_\phi(R_s). \quad (5.1)$$

В области между ударной волной и поршнем движение среды и изменение поля будем описывать системой уравнений магнитной гидродинамики [5.2]. Запишем ее с учетом цилиндрической симметрии:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\rho}{r} \frac{\partial r u}{\partial r} = 0, \quad (5.2)$$

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} \left(p + \frac{B^2}{8\pi} \right) = 0, \quad (5.3)$$

$$\rho \frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \frac{p}{r} \frac{\partial r u}{\partial r} - \sigma \frac{E_\phi'^2}{\rho} + \frac{\lambda}{r} \frac{\partial}{\partial r} \sigma \frac{\partial T}{\partial r} = 0, \quad (5.4)$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} + \frac{c}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left(E_\phi + \frac{u}{c} B \right) = 0,$$

$$\frac{\partial B}{\partial r} + \frac{4\pi}{c} \sigma E_\phi' = 0, \quad (5.5)$$

$$B_r = B_\phi = E_r = E_z = 0, \\ p = p(\rho, T); \varepsilon = \varepsilon(\rho, T); \sigma = \sigma(T). \quad (5.6)$$

Здесь: ρ — плотность, u — радиальная составляющая скорости, p — давление, ε — внутренняя энергия, T — температура, σ — электропроводность среды, B , E_ϕ — компоненты магнитного и электрического полей, причем E'_ϕ берется в собственной системе координат. Уравнения (5.2)–(5.4) выражают законы сохранения массы, импульса и энергии, (5.5) — уравнения Максвелла и закон Ома, (5.6) — соотношения, задающие свойства среды. Их конкретизация для рассматриваемого вещества при условиях высоких температур и давлений будет дана ниже.

Ударная волна, в которой происходит переход вещества из кристаллического в электропроводящее жидкое состояние, моделируется поверхностью сильного разрыва S . В силу предположения об осевой симметрии процесса, она представляет коаксиальный цилиндр (рис. 5.18). Величины с обеих сторон от

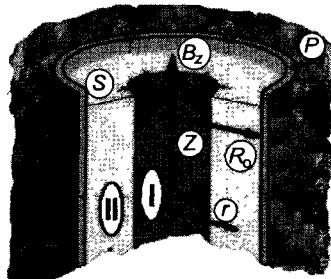


Рис. 5.18. Схема процесса, использовавшаяся в расчетах. Нечто подобное происходит с излучателем, изображенным на рис. 5.17, после того, как произойдет имплозия заряда взрывчатого вещества

ударной волны связаны, как обычно, законами сохранения массы, импульса, энергии. Кроме того, в силу уравнений Максвелла в интегральной форме должны быть непрерывны касательная к фронту составляющая электрического и нормальная составляющая магнитного полей. Таким образом на поверхности S имеем соотношения:

$$\begin{aligned} \rho_2(u_2 - V_s) &= -\rho_1 V_s; \quad V_s = \dot{R}_s; \\ p_2 + \rho_2(u_2 - V_s)^2 + \frac{B_2^2}{8\pi} &= \rho_1 V_s^2 + \frac{B_1^2}{8\pi}; \\ \varepsilon_2 + \frac{p_2}{\rho_2} + \frac{1}{2}(u_2 - V_s)^2 + \frac{B_2^2}{8\pi\rho_2} &= \varepsilon_1 + \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{1}{2}V_s^2 + \frac{B_1^2}{8\pi\rho_1}; \\ (E'_\varphi)_1 &= (E'_\varphi)_2. \end{aligned} \quad (5.7)$$

Здесь индексы 1 и 2 соответствуют величинам перед и за ударной волной, V_s — скорость ударной волны, E' — в системе координат, связанной с ударной волной. Отметим, что соотношения (5.7) верны и в случае конечной толщины переходной зоны (структурой ударной волны), если там нет внешних источников массы, импульса, энергии, что и считается имеющим место в силу физической постановки задачи.

Можно показать, что, в силу системы (5.2–5.5), число уходящих от фронта ударной волны возмущений на два превышает число граничных условий (5.7). Это означает, что этих условий недостаточно для корректной математической постановки задачи об определении течения и поля, т. е. граница неэволюционна [5.3]. Согласно общей теории [5.4] недостающее граничное условие следует из условия существования однозначного решения задачи о структуре настоящего фронта, т. е. о процессах в узкой зоне, которую моделирует этот сильный разрыв. Однако рассмотрение такой задачи в нашем случае не представляется возможным, т. к. отсутствуют уравнения, описывающие процесс разрушения кристалла и изменения его электропроводности.

Соотношение между этими процессами определяет изменение касательной составляющей магнитного поля на разрыве. Изменение магнитного поля на основании анализа структуры подробно исследовано в [5.5] для аналогичной ситуации: для ионизующих ударных волн в газе. Здесь мы предположим магнитное поле непрерывным на фронте. Это соответствует тому, что характерная длина, определяемая магнитной вязкостью, много больше, чем длина, определяемая другими диссипативными процессами, формирующими эту волну.

Преобразуем граничное условие (5.7), учитывая, что вектор напряженности электрического поля рассматривается в системе координат, связанной с ударной волной.

$$\begin{aligned} E'_{\varphi_2} &= E_{\varphi_2} + \frac{u_2 - V_s}{c} B_2, \\ E'_{\varphi_1} &= E_{\varphi_1} - \frac{V_s}{c} B_1. \end{aligned} \tag{5.8}$$

За ударной волной электрическое поле связано с магнитным соотношением (5.5), а перед — (5.1). Подставляя эти формулы в (5.8), получим

$$\frac{R_s}{2} \frac{dB_1}{dt} = \frac{c^2}{4\pi\sigma} \frac{\partial B_2}{\partial r} - u_2 B_2. \tag{5.9}$$

Таким образом, на границе «неразрушенный монокристалл—жидкая среда» граничное условие (5.9) содержит производные от напряженности магнитного поля. Изменение магнитного поля в центральной неразрушенной части кристалла определяется его диффузией за волной (первое слагаемое) и генерацией за счет индуцированного электрического поля в результате движения жидкости (второе слагаемое).

На жестком поршне имеем:

$$r = r_p; \quad u = u_p; \quad E_\varphi = E_{\varphi_p}.$$

Будем считать поршень идеально проводящим, т.е. $E_{\varphi_p} = 0$, тогда, т. к. поршень движется со скоростью среды согласно (5.5), имеем:

$$\left(\frac{\partial B}{\partial r} \right)_{r=r_p} = 0. \tag{5.10}$$

Возможны и другие граничные условия для магнитного поля, например, можно считать магнитное поле на поршне заданным: $B_p = \text{const}$. Поскольку нас интересуют процессы на последней стадии, когда ударная волна близка к центру, а поршень находится на большом расстоянии, то можно ожидать, следуя задаче Гудерлея [5.3], что это не будет существенным.

5.5.2. Физические свойства монокристалла иодида цезия

Начальные данные берутся в следующем диапазоне: плотность вещества при атмосферном давлении и $T = 289$ К, $r_0 = 4,5$ г/см³, начальный радиус области, к которой приложено магнитное поле, $R = 15$ мм, начальное магнитное поле меняется от 0,1 до 4 Тл, а давление за скачком порядка 1 Мбар. Символ * обозначает среднее значение на рассматриваемом интервале. Интенсивность скачка будем задавать соотношением ρ/ρ_0 , тогда данному начальному давлению соответствует $\rho/\rho_0 = 2,15$. При $\rho/\rho_0 = 1,67$ прекращается плавление в скачке.

Для описания термодинамических свойств среды использовались выражения для внутренней энергии и уравнения состояния, полученные на основе теории свободного объема в интерпретации Ленарда–Джонса [5.6]:

$$\varepsilon = \frac{N}{2} \Psi(0) + NkT \left(\frac{3}{2} + \left(\frac{\partial \ln v_f}{\partial \ln T} \right)_V \right),$$

$$p = -\frac{N}{2} \frac{d}{dv} \Psi(0) + \frac{NkT}{V} \left(\frac{\partial \ln v_f}{\partial \ln V} \right)_T,$$

$$v_f = 4\pi \int_0^{r^*} \exp\left(-\frac{\Psi(r) - \Psi(0)}{2kT}\right) r^2 dr,$$

$$\Psi(r) = \frac{c}{2} \int_0^\pi f(R) \sin(\theta) d\theta,$$

$$R = r^2 + a^2 - 2ar \cos(\theta).$$

Здесь $c = 12$ для кубической ячейки, a — эквивалентный радиус ячейки, V — удельный объем, N — число частиц в грамме вещества. В качестве потенциала парного взаимодействия для кристалла иодистого цезия использовалась функция:

$$f(r) = Ae^{-qr/a_0 k} - \frac{c}{\beta^6 + \left(\frac{r}{a_0 k}\right)^6} \pm \frac{e}{r},$$

где первый член отвечает отталкиванию, обусловленному взаимодействием электронных оболочек на малых расстояниях, второе слагаемое учитывает силы Ван-дер-Ваальса, а третье — кулоновское взаимодействие.

С целью экономии расчетного времени использовались табличные данные для $\varepsilon(\rho, T)$ и $p(\rho, T)$, полученные в [5.6] по указанным формулам для иодистого цезия. Эти зависимости аппроксимировались следующими выражениями:

$$\begin{aligned} \varepsilon(\rho, T) = & \frac{u_0^2}{10} \left(1,8 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{0,53} \left(\frac{T}{T_0} - 0,647 \right) + 1,35 \left(\frac{\rho}{\rho_0} - 2 \right) \left(\frac{\rho}{\rho_0} + 0,185 \right) \right), \\ & ; \\ p(\rho, T) = & 2\rho_0 u_0^2 \left(0,33 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{2,63} + 0,21 \left(\frac{\rho}{\rho_0} - 0,068 \right) \right) \left(\frac{T}{T_0} - 0,647 \right). \end{aligned} \quad (5.11)$$

Значения p и ε , вычисленные по (5.11) с точностью до 10% совпадают с данными [5.8, 5.9].

Рассчитанная с использованием (5.11) по соотношениям (5.7) ударная адиабата $p = \bar{p}(\rho)$ (черта над p означает аппроксимацию) имеет вид:

$$\begin{aligned} p = & \rho_0 u_0^2 \frac{(0,21\hat{\rho} - 0,68)(1,35(\hat{\rho} - 2)(\hat{\rho} + 0,185) - \varepsilon_0) + 0,594\hat{\rho}^{4,15}}{1,8\hat{\rho}^{1,53} - 5(\hat{\rho} - 1)(0,21\hat{\rho} - 0,068)}, \\ & ; \\ \hat{\rho} = & \rho / \rho_0. \end{aligned} \quad (5.12)$$

С точностью до 10% она совпадает с экспериментальной адиабатой [5.6, 5.7](табл. 5.1). При этом константа ε_0 в (5.12), моделирующая энергию, идущую на плавление, варьировалась. Наилучшее совпадение достигнуто при $\varepsilon_0 = 3,45$.

Уравнение состояния (5.11) дает за волной завышенное значение температуры, поскольку потенциал взаимодействия не учитывает изменение агрегатного состояния вещества при разрушении монокристалла. Поэтому за температуру среды будем принимать некоторую эффективную температуру T_e , определяемую по формуле:

$$T_e = T_a - \Delta T, \quad (5.13)$$

$$\Delta T = 2,5 \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} - 1,87 \right) \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} - 0,273 \right)$$

Заметим, что ΔT в жидкой частице постоянна, и схема расчета построена так, что температура в явном виде используется только для вычисления электропроводности.

Отметим, что для ускорения расчетов возможно использование и модельного уравнения состояния:

$$p = R(\rho_1 / \rho_2) \rho T, \quad R = p_2 / \rho_2 T_2,$$

где p_2 , T_2 , ρ_2 — параметры непосредственно за скачком, вычисляемые по экспериментальной адиабате, $R = \text{const}$ в частице.

Важным свойством среды за скачком для изучаемого процесса является его электропроводность, так как она определяет изменение магнитного поля, а следовательно, и всю динамику процесса. Экспериментальные данные [5.8] ограничиваются температурой $T = 10^4$ К, а расчеты показывают возможность больших температур за волной. В работе использовалась следующая экстраполяция данных на высокие температуры:

$$\lg \frac{\sigma}{\sigma_0} = 4,7 \sqrt{\frac{T}{T_0}} - 6,64; \quad \frac{T}{T_0} < \left(\frac{6,64}{4,7} \right)^2;$$

$$\sigma = \sigma_0; \quad \frac{T}{T_0} > \left(\frac{6,64}{4,7} \right)^2; \quad (5.14)$$

$$\sigma_0 = 8 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}.$$

Для функции (5.14) σ_0 может рассматриваться и как свободный параметр в расчетах, т. к. значение σ при высоких давлениях и температурах неизвестно. Максимальная электропроводность CsI принималась равной 0,15 электропроводности меди при комнатной температуре.

Таблица 5.1

**Сравнение адиабаты (\bar{p}), рассчитанной по уравнению (5.12),
с экспериментальными данными [5.9]**

ρ/ρ_1	$p (10^4 \text{ бар})$	$\bar{p} (10^4 \text{ бар})$
1,85	46	61,5
2,15	97,8	105
2,5	190	182,5
2,8	300	281,8
3,2	495	486,7
3,6	752	828

:

5.5.3. Численная реализация модели

Для численного моделирования процессов кумуляции магнитного поля в монокристалле запишем систему уравнений (5.2–5.6) в лагранжевых массовых координатах [5.9]. Введем обозначение:

$$s = \int_0^r \rho(r, t) r dr.$$

По физическому смыслу здесь s — масса газа, приходящаяся на единицу высоты, имеет размерность г/см. В переменных s и t система уравнений магнитной гидродинамики примет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \frac{1}{\rho} &= \frac{\partial}{\partial s} (ru); \quad \frac{\partial r}{\partial t} = u; \\ \frac{\partial u}{\partial t} &= -r \frac{\partial}{\partial s} \left(p + \frac{B^2}{8\pi} \right); \\ \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} &= -p \frac{\partial ru}{\partial s} + \sigma \frac{E_\phi^2}{\rho}; \\ \frac{\partial B}{\partial t} &= -c \frac{\partial r E_\phi}{\partial s}; \quad c \frac{\rho r}{4\pi} \frac{\partial B}{\partial s} = \sigma E_\phi; \end{aligned} \tag{5.15}$$

$$B_r = B_\phi = E_r = E_z = 0; \\ p = p(\rho, T); \varepsilon = \varepsilon(\rho, T); \sigma = \sigma(T).$$

Преимущества переменных Лагранжа связаны с автоматическим выполнением закона сохранения массы вещества. Отметим, кроме того, что система уравнений магнитной гидродинамики для одномерного нестационарного случая в лагранжевых массовых координатах выглядит более просто и компактно, нежели система (5.2–5.6). Однако главное преимущество состоит не в этом. Целесообразность использования массовых переменных Лагранжа определяется особенностями изучаемого течения газа. Для широкого круга явлений математическая формулировка задачи в лагранжевых массовых координатах оказывается существенно проще, чем в переменных Эйлера. Связано это в основном с постановкой краевых условий.

Область определения переменной s заранее известна — это полная масса жидкости, находящаяся в рассматриваемом объеме. Она не изменяется со временем. В эйлеровых координатах правая граница области определения переменна, причем закон ее зависимости от времени подлежит определению в процессе самого решения задачи.

Для решения системы дифференциальных уравнений (5.15) аппроксимируем ее полностью консервативной разностной схемой [5.9]:

$$\left(\frac{1}{\rho} \right)_t = (r^{(0,5)} v^{(0,5)})_s; \quad r_t = v^{(0,5)}; \quad v_t = -r^{(0,5)} p_s^{(\alpha)} + f_r;$$

$$f_r = -r^{(0,5)} \left(\frac{H \hat{H}}{8\pi} \right)_s; \quad \left(\frac{H}{\rho} \right)_t = -e_s^{(v)}; \quad I = \frac{\rho^*}{4\pi} r H_s;$$

$$\varepsilon_t = -p^{(\alpha)} (r^{(0,5)} v^{(0,5)})_s + q;$$

$$q = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{I}{\rho^* r} \right)^{(0,5)} e^{(v)} + \left(\frac{I(+1)}{\rho^*(+1)r(+1)} \right)^{(0,5)} e^{(v)} (+1) \right].$$

Здесь использованы следующие обозначения для сеточных функций:

$$H = (H_z)_{i+1/2}^j; \quad e = (rE_\phi)_i^j.$$

Приняты следующие соответствия для сетевых величин:

$$y(s_i, t_j) = y_i^j; \quad y(s_i \pm h, t_j) = y_{i \pm 1}^j = y(\pm l);$$

$$y(s_i, t_{j+1}) = y_i^{j+1} = \hat{y}; \quad y\left(s_i + \frac{h}{2}, t_j + \frac{\tau}{2}\right) = y_{i+1/2}^{j+1/2} = \bar{y}_i^j = \bar{y};$$

$$y_s = \frac{y(+l) - y}{h}; \quad y_{\bar{s}} = \frac{y - y(-l)}{h}; \quad y_t = \frac{\hat{y} - y}{\tau};$$

$$y^{(\sigma)} = \sigma \hat{y} + (1-\sigma)y.$$

Индекс i отвечает слою по времени, j — по пространству.

5.5.3.1. О методе раздельных прогонок для разностных схем магнитной гидродинамики

По сравнению с газовой динамикой система уравнений магнитной гидродинамики является более сложной, — здесь появляются дополнительные уравнения, описывающие электромагнитное поле; кроме того, в гидродинамических уравнениях появляются дополнительные члены. Поэтому для решения разностных схем в магнитной гидродинамике целесообразно использовать метод раздельных прогонок [5.9]. Естественно выделить уравнения электромагнитного поля в отдельную группу (магнитную часть) и рассматривать ее наряду с динамической и тепловой группами уравнений.

Схема метода раздельных прогонок для этого случая представлена на рис. 5.19. Кроме внутренних итераций в каждой из отдельных групп — динамической, магнитной и тепловой, а также внешних итераций, предусмотрены промежуточные итерации между группами уравнений (на рис. 5.19 такие промежуточные итерации указаны между магнитной и тепловой группами). Комбинируя в зависимости от характера задачи число внутренних, промежуточных и внешних итераций, удается достичь заданной точности за минимальное время. Электромагнитная сила, входящая в уравнение движения, и джоулев нагрев в уравнении энер-

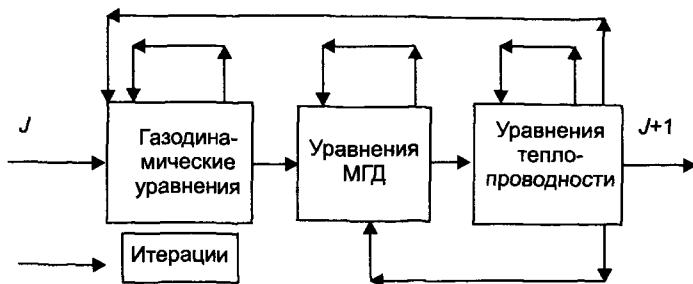


Рис. 5.19. Схема метода раздельных прогонок для системы уравнений магнитной гидродинамики

гии вычисляются в магнитной части и во внутренних итерациях в группах I и III не участвуют. Точно так же скорость, плотность и электропроводность (зависящая от температуры и плотности), фигурирующие в уравнениях электромагнитного поля, во внутренних итерациях в части II считаются неизменными.

Заметим, что уравнения электромагнитного поля линейны, поэтому при их численном решении необходимость в итерационном процессе отсутствует.

Точность расчетов контролировалась путем вычисления на каждом временном шаге потока магнитного поля в монокристалле (как в разрушенной, так и в неразрушенной областях). При принятых граничных условиях на поршне величина потока должна сохраняться. Отличие рассчитанного потока от начального не превышало 5% и не имело тенденции к нарастанию.

5.5.4. Анализ результатов расчетов

5.5.4.1. Безразмерные параметры сжатия магнитного поля. Качественное описание их влияния на динамику процесса

Сформулированная задача определяется следующими размernыми параметрами:

c — скорость света;

R_0 — начальный радиус монокристалла;

B_0 — начальное магнитное поле;

ρ_0 — плотность кристалла ($\rho_0 = 4,5 \text{ г}/\text{см}^3$);

σ_0 — максимальная электропроводность;
 u_0^2 — константа, характеризующая внутреннюю энергию кристалла ($u_0^2 = 7,6 \cdot 10^6 \text{ м}^2/\text{с}^2$);

u_p — массовая скорость за ударной волной, характеризующая интенсивность ударной волны (по постановке задачи u_p — скорость толкающего поршня). Вместо u_p можно ввести ρ — плотность за волной, и характеризовать ею интенсивность сжатия ρ/ρ_0 .

В предположении, что ударная волна сильная, напряжением перед волной σ_{ij} пренебрегаем по сравнению с давлением за волной. Согласно π -теореме [5.10] существуют три безразмерных параметра, определяющих исследуемый процесс. В качестве их возьмем:

$$D = \frac{u_p}{u_0}; \quad Re_m = \frac{4\pi\sigma_m R_0 u_p}{c^2}; \quad N = \frac{\sigma_m B_0^2 R_0}{\rho_0 u_p c^2}.$$

Здесь параметр D характеризует отношение приложенной кинетической энергии к внутренней энергии кристалла. Величина Re_m — магнитное число Рейнольдса, определяет соотношение между процессами диффузии магнитного поля по частицам и его конвективным переносом за счет движения ($Re_m \gg 1$ соответствует вмороженности магнитного поля в среду). Величина N — параметр взаимодействия, характеризующий влияние магнитного поля на движение среды, и представляет отношение членов, связанных с действием магнитной силы, к инерционным (конвективным) членам. Вместо N можно рассмотреть число Альфвена $A^2 = N/Re_m = B_0^2/(4\pi\rho_0 u_0^2)$, которое представляет отношение энергии магнитного поля к внутренней энергии кристалла.

Указанные параметры характеризуют процесс в целом, а не отдельные его стадии, поскольку составлены по начальным значениям входящих в них величин. Процесс сжатия характеризуется конкуренцией трех процессов.

- Кумуляции кинетической энергии ударно-сжатого вещества. Давление, а значит, и массовая скорость вещества за фронтом волны растут. Так, например, в газовой динамике на заключительной стадии схлопывания (задача Гудерлея [5.3])

$$|V| \sim r_s^{-\beta}, \quad p \sim r_s^{-2\beta}, \quad \text{где } \beta > 0.$$

- Сжатия магнитного поля в неразрушенной центральной части монокристалла. В случае сжатия поля ионизующей ударной волной даже для бесконечной проводимости среды за фронтом часть магнитного поля выносится, «вмораживаясь» в среду. Величина выносимого средой поля, как указывалось выше, определяется процессами изменения электропроводности и сжимаемости внутри структуры. Так, если длина, на которой меняется электропроводность, много меньше характерной длины изменения плотности, то магнитное поле все вмораживается в среду и выносится ею. В этом случае изменение поля на волне такое же, как в МГД ударных волнах, $B_1\rho_1 = B_2\rho_2$. В другом предельном случае, который и рассматривается в настоящей модели, магнитное поле непрерывно на волне и при этом выносится его минимальная часть $\sim B_1/\rho_2$. Действительно, т. к. в случае идеальной проводимости $B/\rho = \text{const}$, то:

$$\frac{B_2}{\rho_2} - \frac{B_1}{\rho_2} = \frac{\Delta B}{\rho_2} = \frac{B_1}{\rho_1} - \frac{B_1}{\rho_2} = \frac{B_1}{\rho_1\rho_2}(\rho_2 - \rho_1). \quad \text{Таким образом,}$$

$$\Delta B = \frac{B_1}{\rho_1}(\rho_2 - \rho_1) > 0. \quad \text{Учет конечности электропроводности}$$

приводит к диффузии магнитного поля, что также уменьшает степень его сжатия в центре.

- Изменение магнитного потока в центре монокристалла генерирует азимутальное электрическое поле, а движение проводящей среды в магнитном поле за фронтом тоже генерирует азимутальное поле, но другого знака. Возникающий при этом азимутальный ток при наличии основного магнитного поля создает тормозящую силу Лоренца в данной геометрии $\sim \nabla B^2$. Эта сила замедляет движение среды к центру и, тем самым, ослабляет интенсивность ударной волны. Так как температура и плотность среды падают, то это приведет к падению электропроводности и, тем самым, ослаблению процесса кумуляции магнитного поля.

Так, например, малость начальных значений параметра N не означает, что магнитные силы несущественны во время всего процесса. Действие магнитного поля становится существенным

на заключительных стадиях, когда его величина возрастает в десятки и сотни раз.

5.5.4.2. Сжатие магнитного поля в монокристалле при различных начальных условиях

Ниже представлены три различных типа процесса сжатия ионизующей ударной волной магнитного поля в монокристалле CsI, определяемого следующими значениями безразмерных параметров:

$$D = 1,27 \left(\frac{\rho}{\rho_0} = 2,15 \right); \quad Re_m = 600.$$

⋮

Вариант	1	2	3
N	$0,86 \cdot 10^{-4}$	$0,86 \cdot 10^{-2}$	$1,3 \cdot 10^{-1}$

На начальной стадии ($R_s > 0,1$) развитие процесса происходит качественно одинаково. Образующаяся за фронтом жидкая фаза постепенно ускоряется, плотность, давление и температура в ней растут. Магнитное поле, вмогаживаясь в среду, частично уносится из неразрушенной части монокристалла так, что магнитный поток в ней падает, хотя напряженность магнитного поля B растет (правая часть в соотношении (5.9) положительна, т. е. индуцированное движением среды электрическое поле больше, чем потери напряжения за счет протекающих токов). Параметр магнитного взаимодействия N мал, поле близко к начальному, а электрические токи малы и поэтому магнитное воздействие несущественно. С другой стороны, магнитное число Рейнольдса во всех случаях достаточно велико, так что диффузия магнитного поля слаба. Таким образом, начальная стадия близка к газодинамической.

По мере приближения волны к центру ($R_s \approx 0,1$) поле растет и профиль его становится более крутым в окрестности волны, что свидетельствует о протекании основной части тока в окрестности фронта, т. е. образовании токового слоя. Естественно, что тормозящая сила возрастает, но кинетической энергии вещества достаточно для продолжения ускорения среды вследствие ее схождения к центру. При этом ускоряется все более узкий слой

вещества вблизи фронта. Перепишем граничное условие на волне (5.9) в безразмерном виде:

$$\frac{d\hat{B}_2}{d\tau} = \frac{2}{R_s(\tau)} \left[\frac{1}{Re_m} \frac{\partial \hat{B}_2}{\partial r} - \hat{u}_2 \hat{B}_2 \right], \quad (5.16)$$

где $\hat{B} = B / B_0$; $R_s = R'_s / R_0$; $\hat{u}_2 = u_2 / u_p$.

Так как в рассматриваемых вариантах $Re_m^{-1} \sim 0,001$ и \hat{u}_2 , \hat{B}_2 растут, то до тех пор, пока первое слагаемое мало, приближенно имеем:

$$\frac{d\hat{B}_2}{d\tau} = \frac{2\hat{u}_2 \hat{B}_2}{R_s(\tau)} \Rightarrow \hat{B}_2 \approx e^{\int \frac{\hat{u}_2(\tau)}{R_s(\tau)} d\tau} \approx e^{\frac{\hat{u}_2^*}{R_s^*}}.$$

Здесь \hat{u}_2^* и R_s^* — средние значения на рассматриваемом интервале. Таким образом, напряженность магнитного поля в центральной части и непосредственно за волной при $(Re_m |u_2| \Delta r)^{-1} \ll 1$ (Δr — ширина токового слоя) растет экспоненциально и тем быстрее, чем ближе волна к центру.

Усиление магнитного поля и токов за волной приводит к возрастанию тормозящей силы. При этом параметр взаимодействия, посчитанный для токового слоя, образовавшегося за волной, в вариантах 2, 3 возрастает в 10^4 – 10^5 раз по отношению к определяющему значению N_0 . Это приводит к уравновешиванию процессов ускорения (усиления) волны за счет ее схождения к центру и торможения за счет сил Лоренца.

В результате скорость и термодинамические параметры непосредственно за фронтом начинают расти медленнее и при некотором значении R_s достигают максимума и начинают убывать. Это соответствует уменьшению скорости волны (ее интенсивности) и образованию за фронтом охлажденного слоя, движущегося с меньшими скоростями. В варианте 2 максимум достигается при меньшем R_s , а, соответственно, значения величин в нем больше, что связано с меньшей величиной N , т. е. меньшим действием тормозящей силы (см. табл. 5.2).

Падение скорости и температуры увеличивает роль первого слагаемого в соотношении (5.16), т. е. диффузии магнитного поля. Когда температура упадет настолько, что проводимость

Таблица 5.2

Вариант	$r_{s \max}$	$V_{s \max}$	ρ_{\max}	T_{\max}
2	0,0041	-6,66	3,51	34,5
3	0,0133	-5,29	3,30	19,6

станет малой, рост магнитного поля в неразрушенной части кристалла прекратится и начнется его падение (знак выражения в квадратной скобке в (5.16) становится отрицательным).

Очевидно, что этот процесс будет тем резче, чем ближе фронт ударной волны к центру монокристалла, т. е. меньше величина R_s . Уменьшение магнитного поля и тока приводят к уменьшению силы Лоренца и, вследствие этого, ускорению волны за счет кинетической энергии среды. Это вызывает рост скорости и температуры (проводимости) в окрестности волны и приводит к повторному росту магнитного поля, торможению и повторению описываемого процесса (рис. 5.20). При этом амплитуда повторных колебаний существенно меньше первого максимума, а их число зависит от диссипативных характеристик среды, кинетической энергии системы и радиуса, на котором этот процесс начался.

Газодинамические параметры за волной выходят после нескольких колебаний на постоянный режим. Магнитное поле

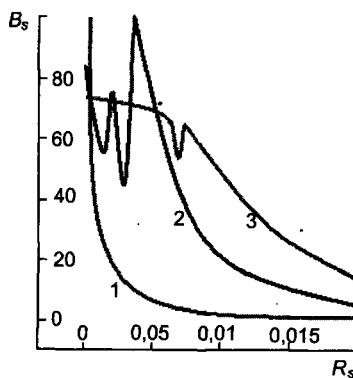


Рис. 5.20. Зависимость индукции магнитного поля B_s от радиуса ударной волны R_s на конечной стадии сжатия поля в монокристалле (цифры у графиков указывают варианты расчета в соответствии с таблицей 5.2)

продолжает расти до некоторой конечной величины, что вызвано его сжатием продолжающей движение к центру электропроводной средой. При этом коэффициент сжатия поля и его абсолютная величина в конце процесса больше при меньшем значении параметра взаимодействия, т. е. меньшем начальном магнитном поле при равных значениях других размерных параметров. При этом магнитный поток является малой величиной, т. к. основная часть поля выносится.

В результате торможения волны за ней образуется область заторможенной горячей среды, величина которой в 3 варианте примерно в 3 раза больше, чем во 2-ом.

При приближении к центру с ускорением фронта и среды за ней происходит резкий монотонный рост магнитного поля, хотя величина магнитного потока в центре кристалла продолжает падать, а энергия магнитного поля возрастает в 100 раз. Магнитная энергия, заключенная в неразрушенной части монокристалла ($E_0 = B^2 R_s^2 / B_0^2$), почти в течение всего процесса схождения волны растет за счет кинетической энергии среды. Во 2 и 3 вариантах она достигает максимума примерно при $R_s = 0,0015$ и $0,005$ соответственно, увеличиваясь примерно в 60 и 20 раз, и падает до нуля при $R_s \rightarrow 0$. Уменьшение энергии происходит из-за уменьшения неразрушенной области монокристалла и замедления роста напряженности магнитного поля. В первом варианте магнитная энергия неограниченно растет вместе с ростом магнитного поля. Сопоставляя характер изменения величин Φ и E_0 , можно получить, что $B/B_0 \sim R^{-\alpha}$, где $1 < \alpha < 2$. Отметим, что изменения Φ и E_0 во всех трех вариантах практически не различаются вплоть до $R_s = 0,01$.

Хотя на последней стадии энергия магнитного поля в центральной части монокристалла убывает, в токовом слое, примыкающем к фронту, она продолжает расти и рост ее усиливается. Особенно быстрый рост наблюдается во втором варианте, что свидетельствует о резком возрастании поля.

Таким образом, в зависимости от параметра взаимодействия возможны три разных режима схождения ионизующей ударной волны в монокристалле CsI. Если параметр взаимодействия достаточно мал (в рассматриваемом случае $N = 0,86 \cdot 10^{-4}$), ударная волна сходится до «центра», магнитное поле и скорость среды за волной монотонно растут.

При больших значениях параметра взаимодействия ($N = 0,86 \cdot 10^{-2}$) ударная волна тормозится достаточно близко к «центру». В результате происходит резкий всплеск величины магнитного поля на волне (и в неразрушенной части кристалла). Волна продолжает движение к центру, при этом термодинамические параметры среды, скорость и магнитное поле за волной совершают несколько колебаний. Скорость волны и значения параметров среды в среднем постоянны, а магнитное поле растет.

При еще большем значении параметра взаимодействия ($N = 1,3 \cdot 10^{-1}$) волна тормозится на большем радиусе, когда магнитное поле невелико и меняется плавно. При этом локальный рост магнитного поля мал. Аналогично предыдущему случаю, после нескольких колебаний процесс выходит на установившийся режим, в котором газодинамические параметры за волной меняются слабо, электропроводность мала, а магнитное поле медленно растет.

5.5.4.3. Мощность и спектр излучения

Из рассчитанных вариантов наиболее перспективным для практической реализации являлся второй, в котором изменение магнитного поля в процессе ударно-волнового сжатия было найдено более существенным.

Для оценки этого излучения будем рассматривать эволюцию токового слоя в окрестности фронта ударной волны, где протекает основной ток. Согласно изложенному выше, на заключительной стадии она слабо зависит от процессов в окрестности поршня.

Будем рассматривать этот ток как магнитный диполь. В [5.11] показано, что на больших расстояниях электрические и магнитные поля системы токов могут быть описаны через изменение магнитного момента системы:

$$M(t) = \frac{1}{2c} \int_V [R \times j] dV = \frac{1}{8\pi} \int_V [R \times \text{rot} B] dV.$$

Введем систему сферических координат R, α, θ , связанную с кристаллом, так что магнитный момент в этой системе координат направлен вертикально вверх. Величины электрических и

магнитных полей на расстоянии R много большем размера кристалла выражаются через M по следующим формулам:

$$E_r = E_\theta = H_r = H_\alpha = 0,$$

$$E_\alpha = H_\theta = -\frac{\sin(\theta)}{c^2 R} \frac{\partial^2}{\partial t^2} M \left(t - \frac{R}{c} \right).$$

Энергия электромагнитного поля в пустоте определяется следующим соотношением [5.11]:

$$W = \frac{1}{8\pi} (E^2 + H^2),$$

а закон ее сохранения в интегральном виде имеет следующий вид:

$$\frac{\partial W}{\partial t} = -\frac{c}{4\pi} \oint_{\Omega} [E \times H]_n d\Omega.$$

В правой части этого уравнения, через интеграл вектора Умова–Пойнтинга (S), описан поток электромагнитной энергии, проходящий через поверхность Ω , то есть излучение. Используя выражения для E и H через магнитный момент системы токов, представим S в следующем виде:

$$S = \frac{c}{4\pi} [E \times H] = \frac{c}{4\pi} E_\alpha H_\theta = \frac{1}{4\pi} \frac{\sin^2(\theta)}{R^2 c^3} \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} M(t - \frac{R}{c}) \right)^2.$$

Для определения спектральных характеристик излучения необходимо представить в виде интеграла Фурье функцию S , описывающую процесс изменения мощности излучения при сжатии магнитного поля сходящейся волной. Тогда фурье-образ $F(\omega)$ примет вид:

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega t} S(t) dt = \int_{-\infty}^{\infty} S(t) \cos \omega t dt + i \int_{-\infty}^{\infty} S(t) \sin \omega t dt.$$

Для плотности энергии $f(\omega) = \sqrt{F(\omega)\bar{F}(\omega)}$ из предыдущего получим $f(\omega) = \sqrt{\left(\int_{-\infty}^{\infty} S(t) \cos \omega t dt\right)^2 + \left(\int_{-\infty}^{\infty} S(t) \sin \omega t dt\right)^2}$.

Физический смысл $f(0)$ — суммарная энергия во всем диапазоне частот. Для характеристики спектрального состава излучения используем спектральную плотность энергии:

$$E_\omega = \frac{df(\omega)}{d\omega} = \lim_{\Delta\omega \rightarrow 0} \frac{f(\omega) - f(\omega + \Delta\omega)}{\Delta\omega}.$$

Она выражает производную излучаемой мощности по частоте. Так как реализованная программа дает возможность получить информацию об изменении параметров процесса только до схлопывания ударной волны, нет возможности оценить вклад в излучение процессов, происходящих после отражения волны от центра. Поэтому, в частности, невозможно исследовать спектр излучения в первом варианте, где максимум мощности излучения в расчетной области не достигается.

Результаты расчета суммарной мощности излучения на заключительной стадии схлопывания представлены на рис. 5.21

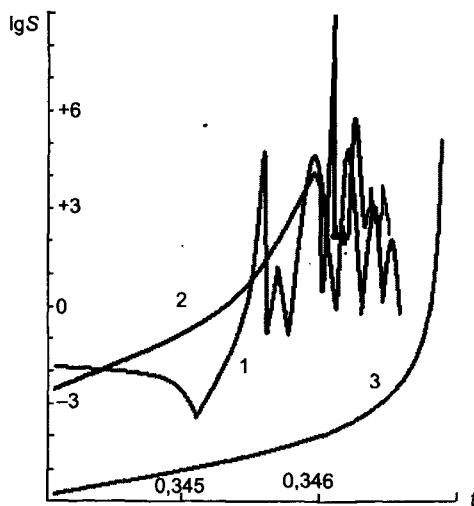


Рис. 5.21. Зависимость десятичного логарифма интегральной мощности (Вт) РЧЭМИ от безразмерного времени

для трех рассмотренных вариантов. Как и предполагалось ранее, максимальная мощность достигается во 2 варианте и составляет 10^9 Вт. В двух других она примерно на 4 порядка меньше. Мощное излучение обусловлено немонотонным поведением магнитного поля, которое приводит к существенному изменению магнитного момента токового слоя. Следует обратить внимание на то, что превышение начальной индукцией оптимального для наибольшей генерируемой мощности значения («перекармливание излучателя»), значительно менее благоприятно, чем генерация при пониженном значении начальной индукции.

На рис. 5.22 представлена спектральная плотность энергии в вариантах 2 и 3. Во 2-м варианте максимум излучения приходится на сантиметровый диапазон, в 3-м — на дециметровый. Для получения мощного излучения необходимо торможение волны на достаточно малых радиусах. При этом более близкое к центру торможение обеспечивает и более «жесткий» спектр излучения (максимум смешен в область больших частот) и больший интегральный выход РЧЭМИ. Особо следует подчеркнуть весьма «острую» зависимость оптимума излучения от начальных параметров (так, превышение начальной индукцией оптимального значения всего на 10% приводит к снижению интегральной мощности РЧЭМИ более чем вдвое). Этому обстоятельству суждено было сыграть фатальную роль при принятии решений о выборе ЦУВИ в качестве основы для электромагнитных боеприпасов.

В 1987 году была подготовлена первая статья о ЦУВИ [5.12], а позже — и доклад на конференции Megagauss [5.13]. Цензуру удалось перехитрить, заменив слова «электромагнитное излучение» на «диссипативные потери электромагнитной энергии».

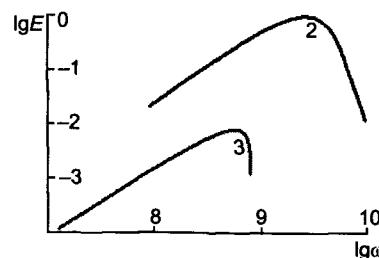


Рис. 5.22. Зависимость десятичного логарифма спектральной плотности мощности (Вт/Гц) РЧЭМИ от угловой частоты

5.6. Опять потребовалось получить «из ничего» токовый импульс для питания излучателя, но уже гораздо более мощный. Выбить поле из железных пластин!

Чтобы быть пригодным для применения в боеприпасе, ЦУВИ должен был иметь автономный источник энергообеспечения. Постоянные магниты для этого не годились: в этом случае начальная энергия магнитного поля в ВМГ составляла десятые доли джоуля и требовался очень «длинный» ВМГ, чтобы усилить эту энергию на четыре порядка. Перспективы ударно-волнового пьезоэлектрического генератора были благоприятнее, но для ЦУВИ требовался начальный импульс тока с энергией на порядок большей, чем для ВГЧ, и поэтому размеры первичного источника имели значение. Ударная демагнетизация пластин из электротехнического железа позволяла получить с единицы объема рабочего тела энергию вдвое большую, чем от пьезокерамики. Ферромагнитный генератор (ФМГ) уже был создан в Арзамасе-16 В. Стрекиным и С. Паком и нечто похожее разработали и для ЦУВИ (рис. 5.23). Расширяющаяся труба 1, прежде чем начать движение по виткам обмотки ВМГ, ударяла по набору 2 железных пластин, в котором системой постоянных магнитов 3 и магнитопроводов 4 было создано поле довольно значительной индукции (2 Тл). Удар трубы по пластинам формировал в железе волну давлением около 20 ГПа, в железе происходил фазовый переход первого рода, при котором ферромагнитное α -железо с объемноцентрированной кубической решеткой превращается в немагнитное ϵ -железо с гексагональной плотноупакованной решеткой. Этот фазовый переход осуществлялся в магнитном поле, поэтому энергия ударной волны преобразовывалась в электрическую [5.14–5.18]: поле вытеснялось в обмотку 5, где наводилась ЭДС. Сборка генератора была сложной, каждую пластину набора надо было изолировать лавсановой пленкой (чтобы поле выходило в обмотку, а не растрачивало энергию на нагрев металла вихревыми токами), а кроме того, создать из пластин квазиконус (чтобы труба одновременно ударила по всем ним), для чего использовались клинья из бронзы.

Для получения максимальной энергии необходимо, чтобы время жизни изоляции после нагружения ударной волной было не меньше времени затухания вихревого тока в пластине, т. е. времени выхода магнитного потока.

С другой стороны, время жизни изоляции должно быть меньше времени работы генератора. Рассмотрим зависимость генерируемой энергии от времени жизни изоляции. Предположим, что

$$\tau_3 \ll \tau_x,$$

где τ_x — время жизни изоляции, τ_3 — время затухания вихревых токов.

Магнитный поток $M_0 dx$, «выбиваемый» ударной волной из области $\Delta l = \tau_x V + \delta$ (M_0 — начальная намагниченность, δ — толщина скин-слоя, V — скорость ударной волны), распределяется в этой области, нагрузке, а также увеличивает индукцию магнитного поля в еще неразмагниченных пластинах:

$$M_0 dx = dB(\Delta l + l_\Phi - x + l_h). \quad (5.17)$$

Здесь l_Φ — размер набора ферромагнитных пластин, l_h — размер нагрузки.

Решение уравнения (5.17) имеет вид:

$$B = M_0 \left(\frac{\gamma}{\gamma+1} + \ln \frac{\alpha(\gamma+1)}{\gamma+\alpha} \right), \quad (5.18)$$

$$\text{где } \alpha = \frac{l_\Phi}{\Delta l}, \quad \gamma = \frac{l_\Phi}{l_h}.$$

При $\Delta l \rightarrow 0$, $\alpha \rightarrow \infty$ выражение (5.18) имеет вид: $B = M_0 \ln(\gamma + 1)$, что соответствует максимуму генерируемой энергии. При $\Delta l = l_\Phi$

$$B = M_0 \left(\frac{\gamma}{\gamma+1} \right)$$

и тогда магнитный поток распределяется равномерно в размагниченном объеме, а генерируемая энергия уменьшается в 2,5 раза.

Как известно, достаточно мощная ударная волна способна сжимать и металл. Если степень сжатия равна ρ , то из сжатой области будет вытеснен дополнительный магнитный поток $\Delta\Phi = B\rho dx$, учет которого в (5.17) приводит к выражению:

$$M_0 dx + B\rho dx = dB(\Delta l + l_\phi - x + l_h).$$

При движении ударной волны в ферромагнитные пластины диффундирует магнитное поле с напряженностью H :

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \frac{c^2}{4\pi\sigma} \cdot \frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + M_0 V \delta(x - Vt), \quad (5.17)$$

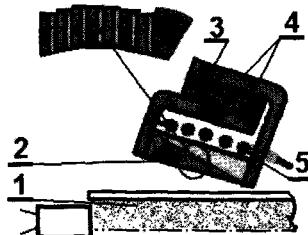


Рис. 5.23. Схема ферромагнитного генератора начального импульса тока

где $\delta(x)$ — дельта-функция, σ — проводимость; и в уже размагниченных пластинах остается магнитный поток:

$$\frac{\Delta\Phi}{\Phi} = \sum_{n,k} \frac{16}{\pi k} \cdot \frac{\left(e^{-\frac{t_1}{t_2} n^2} - (-1)^n \right) \cdot e^{-\frac{t_3}{t_2} n} + \frac{k^4}{4} \cdot \frac{t_1}{t_2} \cdot \sin \frac{\pi k}{2}}{\left(\left(\frac{t_1}{t_2} \right)^2 \cdot n^2 + \pi^2 \right) \cdot \left(n^2 - \frac{k^2}{4} \right)}, \quad (5.18)$$

где $t_1 = l/V$ — время прохождения ударной волны по пластинам; $t_2 = (l/\pi\sqrt{\sigma})^2$ — время затухания вихревых токов; $t_3 = t_\infty - l/V$ — время жизни изоляции.

Последнее выражение, наряду с формулой (5.18), позволяет рассчитать поток и энергию, генерируемую при срабатывании ФМГ.

5.6.1. Нестабильность характеристик «сломала карьеры» ФМГ и ВМГ

ФМГ работал не очень стablyно, но пара удачных опытов показала (рис. 5.24), что он значительно превосходит по генерируемой энергии не только системы постоянных магнитов, но и пьезоэлектрические генераторы того же размера: с одного кубического сантиметра набора можно было получить до 0,5 Дж энергии токового импульса. При отработке ФМГ не было необходимости добиваться оптимального значения давления в ударной волне, размагничивающей набор: достаточно, чтобы оно превышало 15–20 ГПа, что заведомо выполнялось при ударе трубы ВМГ. На основе ФМГ, короткого, «быстрого» ВМГ а также ЦУВИ был создан прототип электромагнитного заряда, вполне подходящий по габаритам для использования в боеприпасах среднего (120–130 мм) калибра (рис. 5.25). Однако именно нестабильность характеристик системы энергообеспечения излучателя явилась причиной, по которой продолжение работ над этим вариантом боеприпаса было сочтено нецелесообразным. К этому времени группа Бармина завершила расчеты основных вариантов ЦУВИ и установила, что оптимум излучения характеризуется весьма «острой» зависимостью от начальных параметров, особенно — от индукции магнитного поля в РТ. Это означало, что даже незначительное отклонение тока ФМГ или коэффициента усиления ВМГ от номинальных значений приведут к неприемлемым изменениям в режиме излучения ЦУВИ. Разброс же выход-

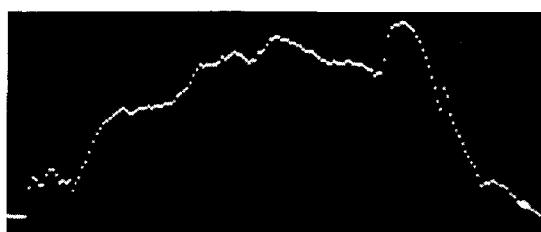


Рис. 5.24. Осциллограмма производной тока ферромагнитного генератора при работе на эквивалент обмотки ВМГ



Рис. 5.25. Сборка Е-29 — полностью автономный прототип электромагнитного боеприпаса, включающий ферромагнитный генератор для получения начального импульса тока, усилитель тока (ВМГ) и цилиндрический ударно-волновой излучатель. Рядом видны элементы магнитопровода ФМГ

ных параметров системы энергообеспечения был явно неудовлетворителен: для ФМГ — до 30% по току, а для ВМГ (причем даже для варианта, изготовленного в Арзамасе-16, где культура производства неизмеримо выше, чем на всех серийных заводах) — около 10% по коэффициенту усиления. Оба устройства нуждались в кропотливой и дорогостоящей «доводке», сопряженной с огромным расходом времени и средств. На испытаниях не удержались, конечно, и от того, чтобы «хлопнуть» и одну полностью укомплектованную сборку Е-29, но авантюра завершилась посредственным результатом. И правильно: не раз уже было доказано пагубное воздействие эйфории от ложных успехов.

5.7. Имплозивный магнитный генератор частоты — попытка спасти «народное добро»

Все же, очень не хотелось терять задел, полученный тяжелым трудом. Имплозивный магнитный генератор частоты (ИМГЧ) воплощал попытку использования результатов разработки автономной системы энергообеспечения. ИМГЧ существенно отличался от сборки Е-29 лишь конструкцией излучателя (рис. 5.26): вместо рабочего тела из монокристалла, внутри соленоида 1, которому после подрыва кольцевого заряда взрывчатки 2 суждено было стать лайнером, располагалась катушка 3, а внутри нее — конденсаторы 4 (последовательно соединенные). Лайнер, сжимая магнитное поле, «втискивал» его внутрь катушки при ударе, создавая своего рода взрывной трансформатор. Отличной от применявшейся в ЦУВИ была и детонационная разводка: в ИМГЧ при ее срабатывании формировался не цилиндрический, а биконический лайнер. Время генерации РЧЭМИ для такой схемы оценивалось в микросекунды. Энергия генерируемого РЧЭМИ линейно зависела от энергии энергообеспечения излучателя и не было нужды «падать» в «острые» оптимумы начального тока, необходимо было только не доводить дело до пробоя изоляции катушки.

Итак, в ИМГЧ (рис. 5.26, [5.18]) системой энергообеспечения, разработанной для ЦУВИ, создавалось начальное магнитное поле в соленоиде 1. После детонации заряда взрывчатого вещества 2 этот соленоид превращается в монолитный лайнер, сжимающий поле. Магнитное поле «вжималось» в катушку 3, затем биконическая поверхность лайнера последовательно замыкала ее витки, двигаясь от кольцевой области начального контакта на половине длины к обоим концам обмотки, причем в контуре, включающем катушку и конденсатор 4, происходили колебания тока довольно причудливой формы (рис. 5.27).

Формирование магнитного потока в катушке происходит в соответствии с механизмом, описанным в [5.19]: создание начального потока в соленоиде, а затем перемещение того и другого в область трансформации за счет энергии взрыва. Помимо этого механизма при составлении уравнения, описывающего эквивалентный *RLC*-контур, необходимо учитывать компрессию

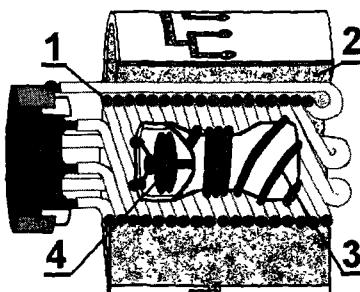


Рис. 5.26. Схема имплозивного генератора частоты

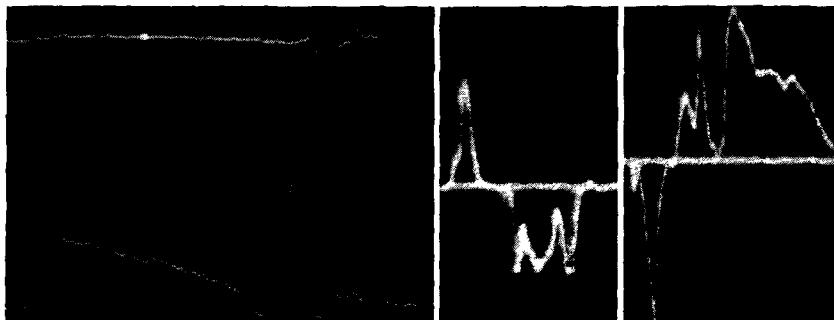


Рис. 5.27. Осциллограмма производной магнитного поля в имплозивном магнитном генераторе частоты. Левая осциллограмма, верхний луч: косинусоида разрядного тока конденсатора и сжатие начального поля лайнером; нижний луч: производная тока в катушке. Центральная и правая осциллограммы: производные тока в катушке, снятые с большим временным разрешением

магнитного поля при уменьшении индуктивности катушки движущимся схлопывающимся лайнером:

$$d\Phi/dt + RI + U = \varepsilon(t); \quad U = \frac{1}{C} \int_0^t I dt, \quad (5.19)$$

где $\Phi = LI$ — магнитный поток, L — индуктивность, I — ток в контуре, R — сопротивление, описывающее все потери в контуре, U — напряжение на конденсаторе, ε — электродвижущая сила, обусловленная «вжиманием» внешнего поля.

В начальный ($t = 0$) момент времени, который приблизительно соответствует моменту удара лайнера, значения тока и магнитного потока в катушке — ненулевые, а напряжение на конденсаторе равно нулю. Преобразуем уравнение (5.19) в безразмерную форму:

$$J' = -[f'/f + \beta(T)]J - (1/f)e(T); \quad V' = \Theta^2 J; \quad J = I/I_0;$$

$$V = (t^* U) / [L(0)I(0)]; \quad T = t/t^*; \quad e = (\epsilon t^*) / [L(0)I(0)];$$

$$\beta = R(t)t^*/L(t); \quad \Theta^2 = t^{*2} / [L(0)C]; \quad f(T) = L/L(0),$$

где $f(T)$ — закон изменения индуктивности катушки, t^* — характерное время.

Данные об изменении индуктивности катушки при подлете лайнера и закорачивании витков были получены с помощью уже известного читателю самодельного прибора. Было показано, что существенное уменьшение индуктивности имеет место лишь при подлете лайнера на весьма близкое расстояние к поверхности ВС, то есть непосредственно перед ударом. С другой стороны, как можно видеть из осциллограммы рис. 5.27, «вжимание» магнитного поля в катушку также имеет место практически в процессе удара. Для описания потерь вводится

$$\beta(t) = v + v_1(T),$$

где $v = \text{const}$ — описывает диффузионные потери, а $v_1(T)$ потери на излучение. Как и для ВМГЧ, значения v и $v_1(T)$ определялись в ходе взрывных опытов, в том числе таких, в которых в катушке не было конденсатора, а значит — не происходила и генерация РЧЭМИ.

Чтобы оценить диссипативные потери, используем спектральное представление решения с помощью интеграла Фурье, аналогично [5.20]. Применяя принцип «эквивалентных токов» [5.21], будем считать, что мощность диссипации равна потоку электромагнитной энергии через раскрыв рупора (т. е. лайнера). Для каждой гармоники тока с частотой ω^* мощность излучения может быть представлена [5.22] как:

$$P_{\Sigma} = \frac{1}{240\pi} \int_S |\vec{E}|^2 dS,$$

при этом интегрирование будет выполнено по обоим раскрывам биконического рупора площадью S каждый. Значение напряженности электрического поля на раскрыве считается равным таковому внутри рупора бесконечной длины [5.23]. Отражения электромагнитных волн от раскрыва рупора учитывать не будем, стенки рупора полагаем идеально проводящими.

Угол раствора α биконического рупора определяется соотношением скорости метания лайнера u_1 и скорости детонации заряда u_2 : $\operatorname{tg}\alpha = u_1 / u_2$. Следовательно, закон возрастания длины рупора может быть записан в виде

$$Z = (1 / \sin\alpha) u_1 T.$$

Используем принцип «локальной эквивалентности» и разобьем катушку на секции, в пределах каждой из которых влияние рупора может быть описано зависимостями для круглого волновода, а шаг намотки ВС можно считать постоянным. Разбиение начинается с кольцевой области начального контакта лайнера с катушкой. Фазовые характеристики вдоль оси Z будем полагать постоянными в пределах каждой секции, следовательно, фазовые константы для каждой секции будут такими же, как и у волновода бесконечной длины с коаксиальным соленоидом внутри. Решение для компонент электромагнитного поля внутри области катушки и волновода для каждой гармоники тока ищется в виде [5.24]

$$\sum_{m=-\infty}^{+\infty} \Phi_{m,n}(r) \exp[i(\omega^* t - \gamma_{m,n} z + m\phi)]; \quad \gamma_{m,n} = \gamma_{0,n} + \frac{2\pi m}{h_n},$$

где r, γ, z — цилиндрические координаты, n — номер секции, $\gamma_{m,n}$ — фазовые характеристики вдоль оси, $\Phi_{m,n}(r)$ — функции, выраженные через линейные комбинации модифицированных функций Бесселя 1-го и 2-го рода от аргумента, пропорционального радиусу катушки, и содержащие коэффициенты, различные для компонент электромагнитного поля и для областей, в которых это поле распространяется, h — шаг намотки в пределах данной секции. Необходимые решения для компонент

электромагнитного поля с учетом граничных условий даны в [5.25–5.27]. Трансцендентное дисперсионное уравнение, описывающее фазовые постоянные, исследовано в [5.28]. После вычисления фазовых постоянных и коэффициентов для каждой секции получаем зависимость фазы и коэффициентов от длины z , а далее — и полный спектр РЧЭМИ (рис. 5.28).

ИМГЧ показали довольно хорошие результаты при натурных испытаниях на образцах боевой электроники. В частности, формируемое при их срабатывании РЧЭМИ вызывало 5–6-секундную потерю захвата макета цели головками самонаведения управляемых ракет «Харм», «Аларм» и «Мейврик»* на дистанциях 50–60 метров от точки подрыва.

Даже такого короткого «ослепления» для ракет, маревые скорости которых были существенно сверхзвуковыми, хватало: ракета, пролетев в неуправляемом режиме последние несколько километров, оставшиеся до цели, только случайно могла попасть в нее. Однако к моменту принятия решения о том, каким же зарядом должны были оснащаться боеприпасы калибром 125–130 мм, уже были испытаны первые образцы ВГЧ. Для данного калибра, ИМГЧ, конечно, был намного мощнее ВГЧ, но, с учетом



Рис. 5.28. Спектр излучения ИМГЧ

*

Авиационные ракеты «Харм» и «Аларм» предназначены для поражения радиолокационных станций противника и наводятся на их излучения. «Мейврик» предназначен для поражения важных наземных целей. Известны несколько модификаций этой ракеты с различными системами наведения (телеизионной, по лазерному лучу и др.).

того, что ВГЧ был короче, а значит, в боевой части могла быть размещена кассета из 3–4 блоков, поле РЧЭМИ у цели с помощью ВГЧ могло быть сформировано более рационально, что сводило к минимуму преимущество ИМГЧ в эффективности. С учетом критерия «эффективность/стоимость», преимущество переходило к ВГЧ, а с учетом факторов технологичности и надежности это преимущество становилось более чем существенным.

Создание ИМГЧ было, конечно, паллиативным решением, а кардинальным, означавшим появление в классе ударно-волновых излучателей концептуально совершенно нового образца, стала разработка сферического источника.

:

5.8. Для источника РЧЭМИ со сферически-симметричным сжатием поля не нужны капризные и сложные генераторы начального тока!

Даже поверхностный анализ результатов расчетов ЦУВИ показывал, что чем мощнее ударная волна, тем меньшая начальная индукция магнитного поля соответствует оптимуму излучения. Из этого следовало, что, если максимально форсировать возрастание давления в ударной волне, то необходимые для существенного излучения значения начальной индукции, вполне вероятно, могли бы быть получены и при применении системы постоянных магнитов, что предельно упростило бы ударно-волновой излучатель. Быстрее всего давление и другие параметры возрастают в сферически-симметричной ударной волне. Предварительные оценки показали, что диаметр заряда должен составить около 70 мм, а значит, требовался сферический детонационный распределитель соответствующего диаметра. Готового такого не существовало: распределители для ядерных зарядов были значительно больше, предстояло идти на поклон к специалистам ВНИИЭФ. В конечном итоге, требовавшиеся распределители были изготовлены при помощи ныне уже покойного В. И. Ракитина и 9 сентября 1993 года на полигоне Центрального физико-технического института Минобороны была впервые испытана сборка Е-35 ([5.29], рис. 5.29) — сферический ударно-волновой излучатель, УВИС.

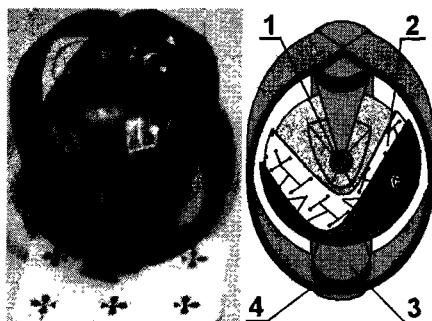


Рис. 5.29. Ударно-волновой излучатель, сферический (УВИС)

В УВИС заряд взрывчатого вещества с рабочим телом 1 размещается внутри детонационного распределителя 2 — полой сферы из поликарбоната, на поверхности которой отфрезерованы многочисленные каналы. Начинаясь у детонатора, причудливо переламываясь и разветвляясь, каналы покрывают всю внешнюю поверхность распределителя, заканчиваясь сквозными отверстиями. Они заполнены эластичным ВВ с высокостабильной скоростью детонации. Как и в ядерном заряде, эта сложнейшая сеть создается так, чтобы обеспечить равные пути детонации от первичного детонатора до каждого отверстия. Таких отверстий (точек инициирования основного заряда) несколько десятков. Основной заряд изготавливается из мощного взрывчатого состава на основе октогена. Внутри него и устанавливается сфера из монокристалла иодида цезия.

Вокруг сферы собирается магнитная система. В ее основе — два постоянных магнита, от которых к монокристаллу идут два усеченных конуса 3 из магнитно-мягкой стали, «собирающих» поле постоянных магнитов в область, занятую монокристаллом. Сохранению потока, создаваемого магнитами, служат и магнитопроводы 4. Кристалл устанавливается в центре системы так, чтобы его главная ось совпадала с направлением магнитного поля, иначе различия в свойствах вдоль других осей могут нарушить симметрию сжатия.

Но вот устройство собрано. Сработал детонатор. Со скоростью около 8 км/с огоньки детонации, многократно разветвляясь, разбегутся по каналам, одновременно нырнут в десятки отверстий и инициируют в основном заряде сферическую детонацию с дав-

лением в полмиллиона атмосфер. Достигнув поверхности иодида цезия, волна детонации сформирует в нем ударную волну. Причем, поскольку плотность монокристалла больше плотности газов взрыва, давление на поверхности сферы скачкообразно увеличивается, превысив миллион атмосфер. Сферическая ударная волна помчится к центру со скоростью более 10 км/с, оставляя за собой уже не монокристалл, а проводящую как металл жидкую мешанину из атомов иода и цезия и сжимая магнитное поле. В конечной фазе отношение размера области сжатия к начальному значению радиуса монокристалла — менее одной тысячной. Энергия магнитного поля могла бы возрасти при этом в миллион миллионов раз! Впрочем, вспомним, что ската-то лишь мизерная часть поля, а почти все оно «сожрано» вмораживанием и диффузией, как это происходит и в ЦУВИ.

Если заряд собран правильно, то ударная волна, сойдясь в точку и отразившись, устремится обратно, скачком изменив магнитный момент токового слоя, что и приведет к генерации импульсного потока радиочастотного электромагнитного излучения (РЧЭМИ).

Введем сферическую систему координат R, θ, φ . На непроводящем магните при $0 \leq \theta < \theta^*$, $\pi - \theta^* < \theta \leq \pi$, $0 \leq \varphi \leq 2\pi$ задана индукция магнитного поля $B_r = B_0 \cos(\theta)$, $B_\theta = B_0 \sin(\theta)$, $B_0 = \text{const}$. Так как в исходном состоянии РТ — непроводящее, то магнитное поле внутри полости вначале определяется решением следующей осесимметричной ($\partial/\partial\varphi = 0$) задачи для функции тока магнитного поля Ψ (в рассматриваемой геометрии Ψ есть φ -ая составляющая векторного потенциала):

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial R^2} + \frac{\sin \theta}{R^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} \right) = 0, \quad R < R_0,$$

$$R = R_0, \quad \Psi = \begin{cases} -\frac{R_0^2 B_0}{2} \sin^2 \theta, & 0 < \theta < \theta^*, \\ -\frac{R_0^2 B_0}{2} \sin^2 \theta^*, & \theta^* < \theta < \pi - \theta^*, \\ \frac{R_0^2 B_0}{2} \sin^2 \theta, & \pi - \theta^* < \theta < \pi \end{cases}$$

$$B_R = \frac{1}{R^2 \sin \theta} \frac{\partial \Psi}{\partial \theta}; \quad B_\theta = -\frac{1}{R \sin \theta} \frac{\partial \Psi}{\partial R}. \quad (5.20)$$

В начальный момент к границе полости прикладывается высокое давление (температура), которое генерирует в РТ сильную ударную волну, распространяющуюся к центру, разрушающую кристалл и ионизирующее вещество. Таким образом, ударная волна разделяет пространство на две области (рис. 5.18): внутри непроводящего кристаллического тела (область I), между ударной волной с оболочкой, проводящее жидкое вещество при высокой температуре и давлении (область II).

Процесс в области II будем описывать системой уравнений магнитной гидродинамики с конечной электропроводностью σ . Уравнение состояния среды и зависимость $\sigma = \sigma(T)$ для CsI возьмем такими, как использовались ранее в случае цилиндрической геометрии. В сферической системе координат при условии осевой симметрии ($\partial/\partial\phi = 0$) имеем:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{R^2} \frac{\partial \rho R^2 V_R}{\partial R} + \frac{1}{R \sin \theta} \frac{\partial \rho \sin \theta V_\theta}{\partial \theta} &= 0; \\ \frac{\partial V_R}{\partial t} + V_R \frac{\partial V_R}{\partial R} + \frac{V_\theta}{R} \frac{\partial V_R}{\partial \theta} + \frac{V_\theta^2}{R} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial R} - \frac{B_\theta}{4\pi\rho R} \left(\frac{\partial B_\theta R}{\partial R} - \frac{\partial B_R}{\partial \theta} \right); \\ \frac{\partial V_\theta}{\partial t} + V_R \frac{\partial V_\theta}{\partial R} + \frac{V_\theta}{R} \frac{\partial V_\theta}{\partial \theta} + \frac{V_\theta V_R}{R} &= -\frac{1}{\rho R} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \frac{B_R}{4\pi\rho R} \left(\frac{\partial B_\theta R}{\partial R} - \frac{\partial B_R}{\partial \theta} \right); \\ \frac{\partial \Psi}{\partial t} &= v_m \left[\frac{\partial^2 \Psi}{\partial R^2} + \frac{\sin \theta}{R^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} \right) \right] - V_R \frac{\partial \Psi}{\partial R} - \frac{V_\theta}{R} \frac{\partial \Psi}{\partial \theta}; \\ B_R &= \frac{1}{R^2 \sin \theta} \frac{\partial \Psi}{\partial \theta}; \quad B_\theta = -\frac{1}{R \sin \theta} \frac{\partial \Psi}{\partial R}. \end{aligned} \quad (5.21)$$

Здесь обозначения — общепринятые.

В области неразрушенного кристалла (I) среда покоятся, а магнитное поле определяется уравнением (5.20), которое следует

из (5.21) при $v_m \rightarrow \infty$. Граничными условиями на сфере будут условие (5.20) на Ψ и задание величины нормальной составляющей V_R . Величина V_R задается симметрично оси Z ($\theta = 0, \theta = \pi$) и плоскости $\theta = \pi/2$. На ударной волне должны быть выполнены законы сохранения массы, импульса, энергии и непрерывности нормальной составляющей магнитного поля. Как показано в теории ионизующих ударных волн, в магнитном поле [5.30] для корректной постановки задачи необходимо еще одно условие.

При сжатии магнитного поля идеально проводящим поршнем магнитный поток внутри него сохраняется, и при движении поршня к центру напряженность магнитного поля неограниченно растет. В случае сжатия поля ионизующей ударной волной даже для бесконечной проводимости среды за фронтом часть магнитного поля выносится, «вмораживаясь» в среду. Величина выносимого средой поля определяется процессами изменения электропроводности и сжимаемости внутри структуры. Так, если длина, на которой меняется электропроводность, много меньше характерной длины изменения плотности, то магнитное поле все «вмораживается» в среду и выносится. В этом случае изменение поля на волне такое же, как в МГД ударных волнах $H_{\tau 1} \rho_1 = H_{\tau 2} \rho_2$ (H_τ — составляющая поля, касательная к волне). Положим касательную составляющую магнитного поля тоже непрерывной на волне ($H_{\tau 1} = H_{\tau 2}$). При этом законы сохранения массы, импульса и энергии дадут условия, совпадающие с газовой динамикой. Из непрерывности магнитного поля следует непрерывность производных от Ψ по координатам ($[\partial\Psi/\partial R] = 0; [\partial\Psi/\partial\theta] = 0$).

Так как ударная волна сильная, то в соотношениях на волне пренебрегаем давлением и внутренней энергией перед разрывом. В центре сферы ($R = 0$) потребуем ограниченности решения.

В силу симметрии задачи решение можно искать в одном квадранте $0 \leq R \leq R_0, 0 \leq \theta \leq \pi/2$. При этом $V_\theta = 0, \Psi = 0$ при $\theta = 0, R \leq R \leq R_0$ и $V_R = 0, (\partial\Psi/\partial\theta) = 0$ при $\theta = \pi/2, R \leq R \leq R_0$.

Расчеты проводятся с помощью численного метода крупных частиц [5.31]. При этом уравнения, описывающие изменение состояния среды и поля, учитывая геометрию задачи, записываются в сферической системе координат, в которой параметры не зависят от долготы, а являются функциями расстояния от центра R , угла θ , отсчитываемого от оси симметрии, и времени t .

Принимая во внимание граничные условия, расчетная область в физическом пространстве ограничивается сектором, который покрывается расчетной сеткой, образуемой лучами и дугами концентрических окружностей, которые в сферической системе координат являются координатными линиями. В сферических координатах расчетная область представляет собой прямоугольник со сторонами $\pi/2$ и R_0 . Значения параметров среды относятся к серединам ячеек сетки, а поля — к их углам, что позволяет просто удовлетворить граничным условиям. Расчет параметров среды осуществляется по явной, первого порядка точности, схеме метода крупных частиц, а поле рассчитывается по неявной схеме первого порядка с использованием метода прогонки. Расчетный шаг по времени определяется из условия устойчивости Куранта. Значения параметров среды в начальный момент времени задаются из физических соображений с учетом экспериментальных данных, а параметры поля определяются посредством численного решения методом установления смешанной задачи для уравнения Лапласа для потенциала магнитного поля.

Поскольку перед волной проводимость монокристалла и скорость среды нулевые, распределение магнитного поля описывается уравнением Лапласа, следовательно изменение магнитного поля квазистационарно. Ударная волна и проводящая среда за ней «сжимают» магнитное поле в неразрушенной центральной части кристалла.

В отличие от цилиндрического случая, характер сжатия поля зависит от угла θ . При $\theta = 0$ волна распространяется в направлении параллельном полю, поэтому взаимодействия между веществом и полем не происходит. Наоборот, в случае $\theta = \pi/2$ поле касательно волне. При этом профиль поля на вертикальной оси гораздо круче.

Максимальное сжатие поля происходит на стадии схождения волны к центру (в выбранной системе координат скорость газа на оси схождения отрицательна) и достигает порядка $3,5 \cdot 10^6$ раз. При отражении волны скорость газа становится положительной и вещества, а вместе с ним и вмороженное поле уносится из центральной области, что приводит к его уменьшению. Такой немонотонный характер изменения поля при малых временах и порождает резкое изменение магнитного момента.

Спектр излучения для одного из расчетных вариантов представлен на рис. 5.30.

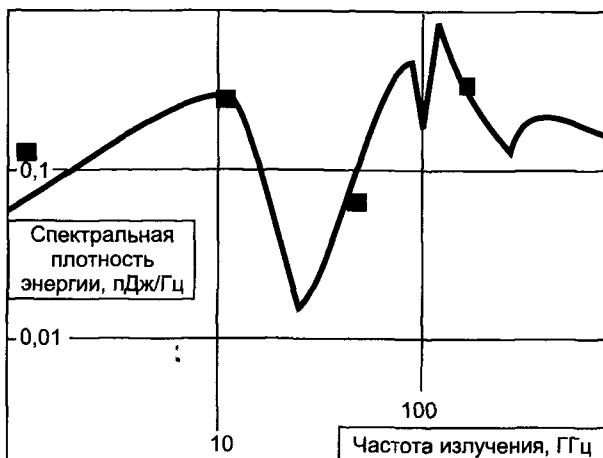


Рис. 5.30. Спектр излучения УВИС

При испытаниях УВИС генерировал весьма мощное РЧЭМИ и явно превосходил своего предшественника — ЦУВИ — в простоте и надежности. Но стоимость его (в основном — из-за сферического детонационного распределителя) также была — из ряда вон. За рубежом часто писали, что на основе этого источника создана «ручная электромагнитная граната» [5.32]. Разумеется, это было не так: такой вариант «не лез ни в какие ворота» с точки зрения боевого применения. Очевидно, ошибка крылась в неточном переводе: была создана экспериментальная 105-мм реактивная граната (рис. 5.31), в одном из вариантов боевой части для которой был применен УВИС [5.33, 5.34].

5.8.1. За что любят постоянные магниты.

Самодельный прибор для измерения индукции поля

Огромным преимуществом систем на постоянных магнитах было то, что создаваемое ими поле делало ненужной синхронизацию с какими-либо быстропротекающими процессами и могло быть измерено еще до того момента, когда взрыв разнесет сборку на мелкие осколки. Средства измерения индукции магнитного

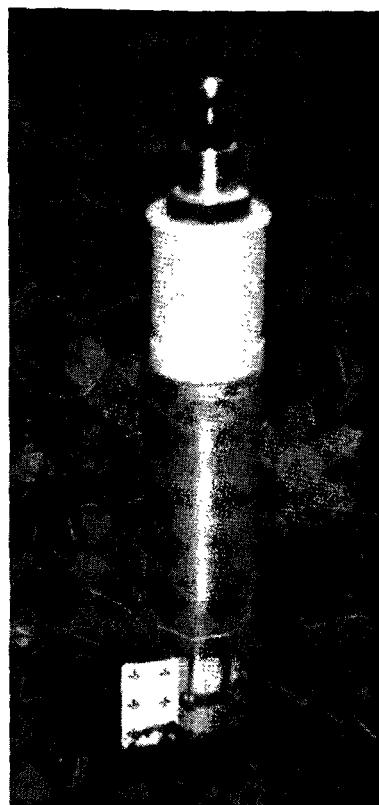


Рис. 5.31. 105-миллиметровая реактивная граната с боевой частью на основе УВИС

поля были известны — преобразователи Холла. Однако для работы таких преобразователей были необходимы высокостабильные источники питания, а этим последним требовалась достаточно стабильная сеть напряжением 220 В — сложная задача для условий высокогорного полигона, где лампочки «мигали» довольно заметно. Между тем, необходимость измерения индукции магнитного поля именно в полевых условиях была довольно настоятельной, поскольку в конструкцию магнитных систем часто вносились изменения при их сборке на полигоне. Выход был найден в «импульсном питании» датчика Холла. Собственная частота датчика составляла десятки килогерц, поэтому необходимо было обеспе-

чить пренебрежимое изменение напряжения в течение времени, по крайней мере на порядок превышающего «период» датчика. Такое было возможным при разряде электролитического конденсатора большой (десятки микрофарад) емкости, причем заряжаться этот конденсатор мог хоть от даже не совсем «свежих» батареек. Заряженный конденсатор подключался к датчику при замыкании обычного кнопочного переключателя, и на лучи осциллографа выводились два сигнала (рис. 5.32): один — питающего датчик напряжения, другой — с самого датчика. Для снятия показаний достаточно было выбрать на луче питания регламентированное значение напряжения питания датчика и, переведя маркер на другой луч — прочитать значение сигнала с преобразователя Холла в этот момент времени. Осциллографы всегда пользовались большими «привилегиями» и обеспечивались электропитанием от стабилизаторов, но на всякий случай в небольшую коробочку из титана, в которой был смонтирован прибор, вкладывался кусочек постоянного магнита, служивший эталоном при проведении измерений.

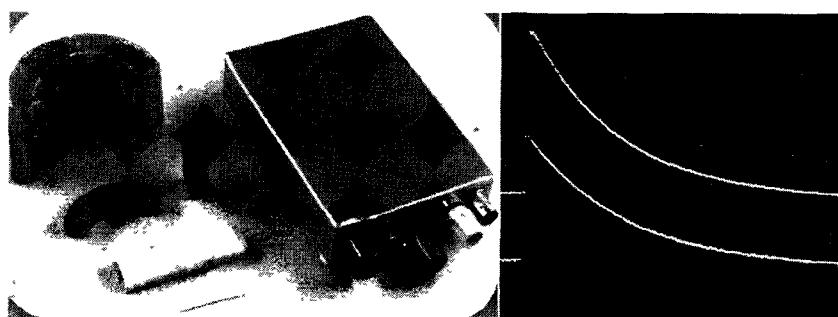


Рис. 5.32. Прибор для измерения индукции магнитного поля и осциллограммы сигналов: напряжения питания и ЭДС датчика Холла

5.9. Будущее — за генераторами очень коротких импульсов РЧЭМИ

Применению ударно-волновых источников в массовых боеприпасах отнюдь не способствовали их высокая стоимость и

сложность производства. Однако характеристики ударно-волнового сжатия магнитного поля делали дальнейшую работу по совершенствованию источников на этом принципе целесообразной.

Во-первых, такие источники генерировали РЧЭМИ субнаносекундной длительности, а, как уже известно читателю, такие временные режимы облучения характеризуются значительно более высокими КПД при действии по электронике.

Второе обстоятельство представлялось еще более важным и было связано с ограничением, накладываемым на мощность излучения явлением пробоя окружающего источник воздуха.

Как это ни парадоксально, создавать черезсур мощный и малоразмерный источник РЧЭМИ бессмысленно. Конструкция источника тщательно изолирована, чтобы избежать пробоя, но заменить на изолятор окружающий нас воздух вряд ли кому под силу. На поверхности источника плотность энергии излучения не должна превышать пробивного значения для окружающего воздуха, иначе энергия РЧЭМИ будет поглощена плазменным «чехлом». Такой черезсур мощный источник пришлось бы окружать дополнительным слоем изолятора, искусственно увеличивая его размер, чтобы снизить плотность энергии РЧЭМИ на поверхности и не допустить пробоя!

Пробой окружающего воздуха является таким ограничением, с которым ничего нельзя поделать, и, как угодно изменяя конструкцию источника РЧЭМИ, нельзя устраниТЬ связь его размеров с теми максимальными дальностями поражения электроники, которые можно ожидать при его применении. И здесь преимущества коротких импульсов РЧЭМИ существенны (рис. 5.33): с сокращением времени излучения можно рассчитывать на повышение максимально допустимых значений плотности энергии излучаемого РЧЭМИ. Так что источникам с субнаносекундными, а, возможно, и еще менее длительными временами генерации, принадлежит будущее, что и попытался обосновать автор в одном из своих докладов [5.35] на международной конференции.

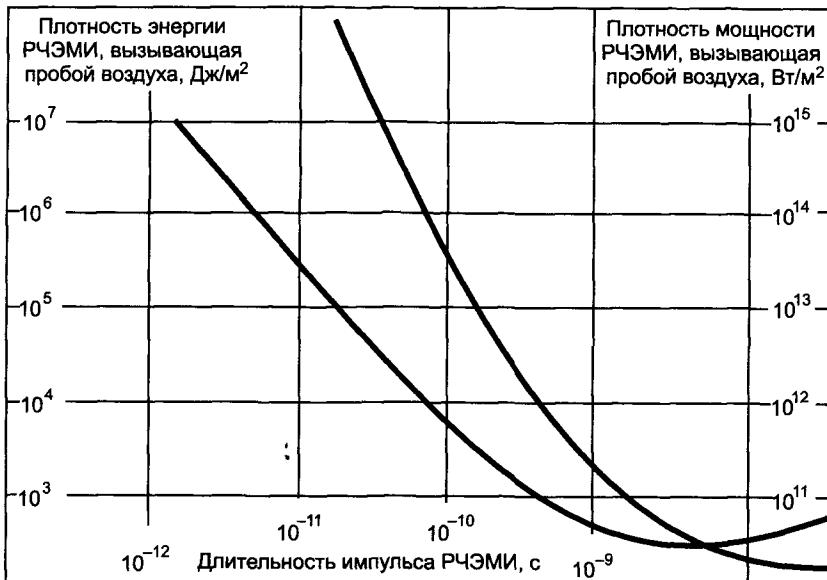


Рис. 5.33. Зависимость «пробивных» значений плотностей потока мощности и энергии РЧЭМИ от длительности импульса РЧЭМИ. Сухой воздух, уровень моря

5.10. Литература

- 5.1. Кормер С. Б. Оптические исследования свойства ударно-сжатых конденсированных диэлектриков / УФН, 1968, т. 94, вып. 41, с. 641–687.
- 5.2. Куликовский А. Г., Любимов Г. А. Магнитная гидродинамика. — М.: Физматгиз, 1962.
- 5.3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. — М.: Наука, 1986.
- 5.4. Куликовский А. Г. О поверхностях разрывов, разделяющих идеальные среды с различными свойствами. ПММ, 1968, т. 32, вып. 6.
- 5.5. Бармин А. А., Куликовский А. Г. Фронты ионизации и рекомбинации в электромагнитном поле / В сб. Гидромеханика, т. 5, 1970 (Итоги науки, М., ВИНТИ АН СССР, 1971).
- 5.6. Павловский М. Н., Ващенко В. Я., Симаков Г. В. Уравнение состояния иодистого цезия / ФТТ, 1965, т. 7, вып. 4, с. 1212–1215.
- 5.7. Radousky H. B., Ross M., Mitchell A. C., Nellis W. J. Shock temperature and melting in CsI / Physical Review B, 1985, v. 31, N3, pp. 1457–1462.

- 5.8. Гатилов Л. А., Кулешова Л. В. Электропроводность иодистого цеция за фронтом ударной волны при давлениях до 100 ГПа / ФТТ, 1981, т. 23, вып. 9, с. 2848–2851.
- 5.9. Самарский А. А., Попов Ю. П. Разностные схемы газовой динамики. — М.: Наука, 1975.
- 5.10. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. — М.: Наука, 1981.
- 5.11. Тамм И. Е. Основы теории электричества. — М.: Наука, 1989.
- 5.12. Бармин А. А., Мельник О. Э., Прищепенко А. Б. и др. Потери электромагнитной энергии при сжатии магнитного поля скачком второго рода/ МЖГ, 1988, № 6.
- 5.13. Barmin A. A. and Prishchepenko A. B. «Compression of a Magnetic Field in a Single Crystal by a Strong Converging Ionizing Shock Wave». In: Megagauss Magnetic Field Generation and Pulsed Power Application. Ed. M. Cowan and R. B. Spielman, Nova Science Pub. Inc. 1994, pp. 35–40.
- 5.14. R. W. Kulterman, F. W. Neilson, W. B. Benedick. J. Appl. Phys., v. 29, 1, p. 500 (1958).
- 5.15. J. W. Shaner, E. B. Royce. J. Appl. Phys, v. 39, N2, p. 492 (1968).
- 5.16. S. Wayne. J. Appl. Phys., v. 40, №1, p. 15, (1969).
- 5.17. В. В. Новиков, В. Н. Минеев. ЖЭТФ, т. 67, вып. 4(10), с. 1441, 1974.
- 5.18. А. Б. Прищепенко и М. В. Щелкачев. «Работа взрывомагнитного генератора импульсивного типа на емкостную нагрузку». В сб. «Мегагауссная и мегаамперная импульсная технология и применения. Труды Седьмой международной конференции по генерации мегагауссных полей и родственным экспериментам». Под ред. В. К. Чернышева, В. Д. Селемира, Л. Н. Пляшкевича. Том 1, Саров, 5–10 августа 1996 г. с. 315–319.
- 5.19. В. А. Демидов, В. К. Чернышев. Генерирование магнитного потока способом многоступенчатого перехвата // ПМТФ. 1981. №6. с. 112–114.
- 5.20. Л. А. Вайнштейн. Электромагнитные волны. — М.: Радио и связь, 1988.
- 5.21. Р. Кюн. Микроволновые антенны. — Л.: Судостроение, 1967.
- 5.22. И. Н. Корбанский. Антенны. — М.: Энергия, 1973.
- 5.23. А. Л. Драбкин, В. Л. Зузенко, А. Г. Кислов. Антенно-фидерные устройства. — М.: Советское радио, 1974.
- 5.24. О. А. Юрцев. Поле излучения цилиндрической нерегулярной спиральной антенны // Труды МВИРТУ, 1959, №7, с. 68–76.
- 5.25. Р. А. Силин, М. П. Сазонов // Замедляющие системы. — М.: Советское радио, 1966.
- 5.26. Е. В. Анисимов, Н. М. Советов. Распространение электромагнитных волн вдоль ленточной спирали, помещенной внутри круглого волновода // ЖТФ, 1955, т. 25, №11, с. 1963–1971.

- 5.27.** Н. М. Советов. Схема инженерного расчета обратной волны на спирали. — М.: Советское радио, 1961.
- 5.28.** О. А. Юрцев. Электромагнитные волны в ленточной спирали, помещенной внутри круглого волновода // Труды МВИРТУ, №42, 1965, с. 25–30.
- 5.29.** Прищепенко А. Б., Бармин А. А., Марков В. В. и Мельник О. Э. «Сжатие магнитного поля в монокристалле галогенида щелочного металла сходящейся сферической ударной волной». В сб. «Мегагауссная и мегаамперная импульсная технология и применения. Труды Седьмой международной конференции по генерации мегагауссных полей и родственным экспериментам». Под ред. В. К. Чернышева, В. Д. Селемира, Л. Н. Пляшкевича. Том 1, Саров, 5–10 августа 1996 г., с. 154–158.
- 5.30.** A. A. Barmin, and A. G. Kulikovski. The fronts of ionization and recombination in: electromagnetic field / In proceedings «Hydrodynamics», Vol. 5, 1970.
- 5.31.** Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Метод крупных частиц в газовой динамике. — М.: Наука, 1982.
- 5.32.** Dr. Ira Merritt's Prepared Statement. Missile Defense Space Tech Center. US House of Representatives Joint Economic Committee Hearing. Radio Frequency Weapons and Proliferation: Impact on the Economy. Wednesday, February 25, 1998.
- 5.33.** А. Б. Прищепенко. Невидимая смерть электроники. «Солдат удачи», 1996, №3, с. 45–46.
- 5.34.** Прищепенко А. Б. Убийцы роботов. «Популярная механика», март 2005, №3(29), с. 96–102.
- 5.35.** Prischepenko A. B., Kiseljov V. V. and Kudimov I. S. «Radio Frequency Weapon at the Future Battlefield». In: Proceedings of the European Electromagnetic International Conference on Electromagnetic Environments and Consequences, EUROEM 94, Bordeaux, France, May 30...June 3, 1994, Ed. D. J. Serafin. GRAMAT, France, pp. 266–271.

6. Выбить взрывом все до последнего джоуля из ферромагнетиков и пьезоэлектриков и превратить в РЧЭМИ!

6.1. С «двустрелкой» против «активно защищенного» танка

В ноябре 1994 г. в подмосковной Кубинке начались испытания, проводимые по просьбе дружественной организации — филиала ГНПП «Базальт» (головного разработчика противотанковых гранатометов) и ее главного конструктора В. М. Базилевича. «Базальт» разрабатывал концепцию гранатомета нового поколения, способного преодолевать активную защиту танков. Серийно такие танки пока не выпускались, а один из немногих экспериментальных стоял, в ожидании испытаний, на полигоне Автобронетанкового управления (рис. 6.1).

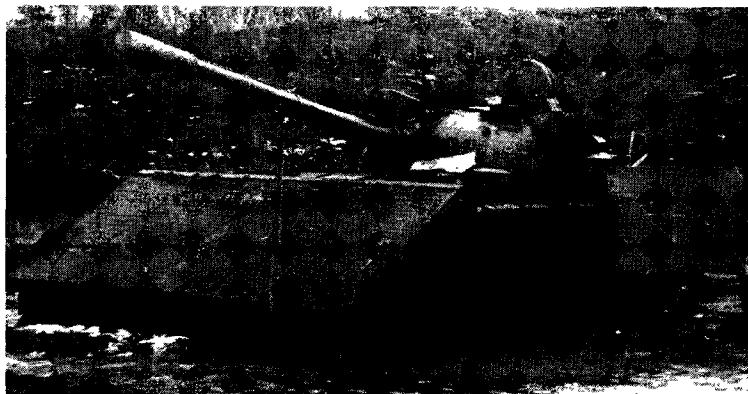


Рис. 6.1. Танк, оснащенный системой активной защиты

Система активной защиты (САЗ) представляет собой миниатюрный комплекс ПВО танка. Снабженная радиолокатором миллиметрового диапазона, она контролирует пространство впереди боевой машины, обнаруживает летящие к танку предметы, селектирует их и выстреливает навстречу тем, которые представляют опасность, осколочные гранаты. Эффективность САЗ по таким целям, как реактивные гранаты или управляемые противотанковые ракеты, была близка к абсолютной, и автор убедился, что это были не выдумки: в его присутствии были расстреляны несколько гранат, подлетавших к танку с разных курсовых углов.

Из разговоров с Базилевичем перед испытаниями выяснилось, что «Базальт» готов выделить под средство прорыва САЗ дополнительный ствол в гранатомете, но не более чем калибра 40 мм. ЭМБП был не единственным рассматриваемым вариантом (предполагалось и испытание пассивных отражателей РЧЭМИ).

В числе излучателей, которые вывезли на испытания, были и ВМГЧ малого (45 мм) диаметра, но было ясно, что в случае успеха излучатель этого типа придется переделывать, уменьшая калибр. Основные надежды были связаны с другими устройствами, разработанными в инициативном порядке и даже испытанными (очень небольшой серией) пьезоэлектрическими и ферромагнитными генераторами частоты (ПЭГЧ и ФМГЧ).

Читатель уже знает, как при ударном нагружении пьезоэлектрика в нем возникает электрическое поле и обеспечивается прохождение тока в нагрузке. Но, если направление поля в рабочем теле пьезоэлемента поменять на противоположное, вещество переходит в неравновесное состояние и излучает.

6.2. И ток и излучение — все из пьезоэлектрика!

В пьезоэлектрическом генераторе частоты ([6.1], рис. 6.2) заряд взрывчатого вещества (ВВ) 1 состоит из двух элементов с разными скоростями детонации (у внутреннего конуса она меньше), чтобы обеспечить плоский фронт детонационной волны. Достигнув буфера 2, детонация формирует в нем ударную волну (УВ), которая, в несколько раз ослабившись, переходит из буфера в ра-

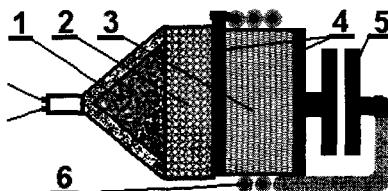


Рис. 6.2. Схема пьезоэлектрического генератора частоты (ПЭГЧ)

бочее тело (РТ) 3 из сегнетоэлектрика, вызывая нагрев вещества РТ до температуры, превышающей точку Кюри, и переход его в паразелектрическое состояние [6.2]. Структурные элементы разрушаются и направленная поляризация вещества исчезает, что вызывает протекание тока деполяризации. Этот ток заряжает последовательно соединенные конденсаторы: образованный металлизованными поверхностями 4 на РТ и обычный 5, подсоединеный для получения нужной частоты колебаний в контуре. К другой обкладке РТ подключен соленоид 6, поэтому через промежуток времени, определяемый величинами емкости и индуктивности контура, ток, а значит, и поле в РТ меняют полярность (рис. 6.3). Положительные полуволны тока сравнительно велики (происходит «подкачка» энергии в контур за счет деполяризации), а отрицательные — значительно меньше из-за отбора энергии, в том числе и на излучение. Баланс энергии может быть записан следующим образом:

$$\eta A = W_e + W_t + W_d,$$

где A — работа ударной волны над пьезоэлектрическим рабочим телом; η — коэффициент преобразования энергии ударной волны в электромагнитную энергию; W_e — энергия, запасенная в индуктивных и емкостных элементах контура; W_t — энергия омических потерь, идущая на нагрев проводников; W_d — энергия излучательных потерь.

Для простоты рассуждений предположим, что пьезоэлектрическое рабочее тело состоит из структурных элементов, принимающих только два состояния с взаимно противоположными направлениями поляризации вдоль его оси. Действие внешнего аксиального электрического поля обуславливает наличие двух энергетических уровней.

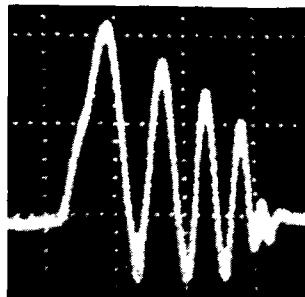


Рис. 6.3. Осциллографмма тока при срабатывании пьезоэлектрического генератора частоты. Видно, что амплитуды токовых импульсов в моменты, когда в контур «подкачивается» энергия (полуволны положительной полярности), значительно превышают амплитуды тока в моменты, когда энергия рассеивается, формируя короткие «очереди» излучения

Для простоты предположим также, что все структурные элементы в начальный момент (обозначаемый индексом 1) имеют одинаковое направление поляризации. Тогда полная поляризация определяется выражением:

$$P_1 = Nd,$$

где N — количество структурных элементов в рабочем теле, а d — их электрический дипольный момент.

Соответственно начальная энергия единицы объема рабочего тела составит:

$$U_1 = -P_1 E,$$

где E — напряженность внешнего электрического поля, создаваемого в рабочем теле при колебаниях тока.

Ударное сжатие нагревает материал рабочего тела до температуры T и является причиной перехода его из сегнетоэлектрического состояния в параэлектрическое (обозначаемое индексом 2). Время релаксации полагаем пренебрежимо малым. В соответствии со статистическими соображениями [6.3]:

$$P_2 = \frac{Nd^2 E}{kT}; \quad U_2 = -\frac{Nd^2 E^2}{kT},$$

где k — постоянная Больцмана.

После релаксации разница между конечной и начальной энергией единицы объема рабочего тела составит:

$$U_2 - U_1 = -\frac{Nd^2 E^2}{kT} + NdE.$$

Модуль второго члена в правой части значительно больше модуля первого члена. Соответственно энергия может быть поглощена рабочим телом или частично излучаться, в зависимости от направления внешнего электрического поля. В случае излучения, частота электромагнитных квантов составит:

$$\nu = \frac{4\pi dE}{h},$$

где h — постоянная Планка.

Поскольку электрическое поле в рабочем теле меняется, излучательные потери распределяются в протяженном частотном диапазоне, наибольшая частота которого ограничена максимальной напряженностью поля.

Переходя к абсолютным значениям, получаем для излучаемой энергии:

$$\nu = \frac{4\pi P_1 E \mu}{10^3 h N_A \rho}; \quad (6.1)$$

$$dW_D = \left(1 - \frac{P_1 E \mu}{10^3 k N_A \rho T} \right) P_1 E S u dt, \quad (6.2)$$

где N_A — число Авогадро; S — площадь поперечного сечения рабочего тела; u — скорость ударной волны в рабочем теле; ρ и μ — соответственно плотность и масса моля вещества рабочего тела.

Для односвязной области функции $E = f(t)$, соответствующей излучательному режиму, (6.2) может быть преобразовано:

$$\frac{dW_D}{dE} = \left(1 - \frac{P_1 E \mu}{10^3 k N_A \rho T} \right) P_1 E S u \Psi'(E), \quad (6.3)$$

где $\Psi(E)$ — функция, обратная $f(t)$.

Используя (6.1), окончательно получаем:

$$\frac{dW_D}{dv} = \left(1 - \frac{hv}{4\pi kT}\right) \frac{10^6 h^2 N_A^2 \rho^2}{16\pi^2 \mu^2 P_1} S u \Psi'(E) v.$$

Из (6.3) можно заключить, что значение температуры T слабо влияет на излучение, спектр которого представлен рядом резонансов. Резонансные частоты могут быть определены из условия равенства нулю первой производной функции $f(t)$. Например, для затухающих гармонических колебаний в LC -контуре:

$$\frac{dW_D}{dv} = \left(1 - \frac{hv}{4\pi kT}\right) \frac{10^3 h N_A \rho}{4\pi \mu v_p} S u \sqrt{LC} \frac{v}{\sqrt{1 - (v/v_p)^2}},$$

;

где $v_p = \frac{4\pi \mu P_1}{10^3 h N_A \rho} E_{\max}$, E_{\max} — максимальное значение напряженности электрического поля в односвязной области, соответствующей излучательному режиму.

На рис. 6.4 представлены результаты расчета спектра излучения для пьезоэлектрического генератора частоты (рис. 6.5) с рабочим телом диаметром 20 мм. Ясно, что разрешить с помощью даже узкополосных спектрометров столь «острые» минимаксы невозможно, но порядок спектральной плотности энергии изменения подтверждают.

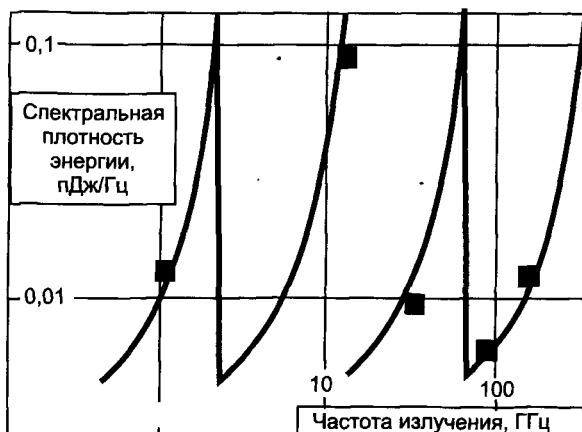


Рис. 6.4. Спектр излучения пьезоэлектрического генератора частоты

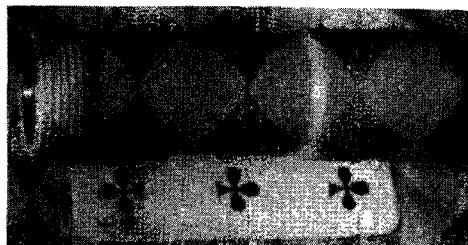


Рис. 6.5. Образец пьезоэлектрического генератора частоты, использовавшийся в качестве заряда в реактивной гранате «Атропус»

Абсолютно тот же подход был использован и для описания процессов, происходящих в ФМГЧ [6.4]. Аналогия настолько полная, что автор не считает необходимым приводить описание модели ФМГЧ, все отличие которой от приведенной выше состоит в замене электрических величин на соответствующие магнитные. Следует, пожалуй, только упомянуть, что материалами для рабочих тел ФМГЧ служили магниты, полученные с применением порошковой технологии. Такие материалы (FeSmCo, FeNdB) отличаются от использовавшегося в ФМГ электротехнического железа и пермандюра меньшей более чем на три порядка проводимостью. Поэтому, при диаметрах РТ в ФМГЧ порядка 20 мм, РЧЭМИ покидает генератор, а не «взлетает» в узком скин-слое, как это имело бы место в рабочих тела из железа или пермандюра. Не было необходимости и создавать начальное поле, как в наборе железных пластин ФМГ — в постоянных магнитах там существовала остаточная намагниченность, вот только ее индукция была не слишком высока (0,2 Тл).

6.3. Ослепили и обидели

Опыты в Кубинке начались с подрывов ВМГЧ, но выяснилось, что РЧЭМИ всех без исключения типов излучателей существенно нарушает функционирование САЗ (рис. 6.6): без воздействия РЧЭМИ САЗ перехватила все летящие на танк гранаты, но «пропустила» все гранаты, подлет которых сопровождался подрывом макетов ЭМБП.

Причины для ликования, действительно, были.

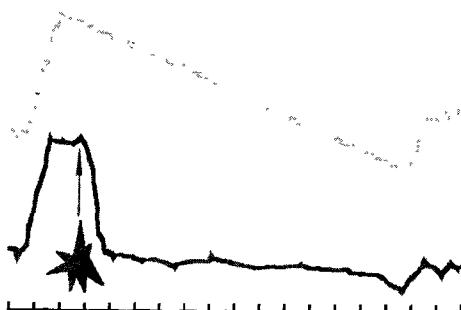


Рис. 6.6. Пример эффекта временного ослепления САЗ танка. Верхняя осциллограмма — нормальный сигнал от блока определения дальности до цели. Нижняя осциллограмма — после разрыва ПЭГЧ в нескольких метрах от РЛС под углом 160 градусов по отношению к оси антенны, наведенный излучением ток «перегрузил» важнейшие электронные цепи, приведя к временной деградации полупроводниковых элементов. Сопровождение по дальности и перехват в целом были при этом сорваны, хотя затем работоспособность РЛС восстановилась. Момент подрыва показан стрелкой, метки времени по 0,01 секунды. Длительность функционального поражения РЛС в 70 тысяч раз превысила время генерации изотропно распределенного РЧЭМИ (1,6 микросекунды)

Во-первых, ФМГЧ и ПЭГЧ идеально вписывались в те габариты, которые «Базальт» мог выделить в гранатомете под вспомогательную гранату. Габариты излучателей можно было и еще уменьшить, но это не имело смысла, потому что их диаметры и так были меньшими, чем диаметр взрывателя. Во-вторых, для вспомогательной гранаты требовался контактный подрыв, а это означало, что для нее подходил производивший чуть ли не с 50-х годов, отработанный и надежный минометный взрыватель М-6. В-третьих, перечень целей для гранатомета-«двустволки» исчерпывался только танками с САЗ, и эффективность ЭМБП при стрельбе по таким целям была продемонстрирована абсолютная.

Концепция нового гранатомета просматривалась следующая [6.5].

Помимо малокалиберного ствола с ЭМБП, ручной противотанковый гранатомет имеет еще один ствол (большего калибра) со второй — кумулятивной — гранатой.

При выстреле сначала запускается двигатель электромагнитной и (с небольшой задержкой) кумулятивной гранаты. Радиоло-

кционное сечение первой очень мало, поэтому система защиты пропускает ее. Разрываясь на броне танка, ЭМБП импульсом излучения временно ослепляет защиту, обеспечивая прорыв кумулятивной гранаты к броне. Радиус «ослепления» всего 2–3 м, но этого вполне достаточно: антenna радиолокатора активной защиты расположена на башне танка, и если промах больше, то и летящая вслед кумулятивная граната не попадет в уязвимое место (попросту стрелок «промазал»).

Можно ли повысить чувствительность активной защиты, чтобы она перехватила и ЭМБП? Можно, но это не поможет танку: хотя в этом случае вспомогательную гранату уничтожат на подлете, кумулятивная все равно поразит машину — защите уже не останется времени для повторной реакции. К тому же защита селектирует по габаритам летящие в направлении танка предметы совсем не зря: при повышенной чувствительности быстро исчерпывается ее потенциал: немногие оборонительные выстрелы расходуются на отражение ложных угроз (пролетающих осколков, обломков и даже птиц).

Совместными с «Базальтом» усилиями в очень короткие сроки была разработана вспомогательная граната (рис. 6.7), получившая название «Атропус» (от греческого «неотвратимая»). Она



Рис. 6.7. Автор с реактивной гранатой «Атропус»

комплектовалась двигателем от другого, достаточно отработанного и надежного боеприпаса.

6.4. Эффекты облучения РЧЭМИ: не надо излишеств!

Как в ПЭГЧ, так и в ФМГЧ взрыв используется лишь как спусковой механизм, хотя его энергия на пять порядков превышает электромагнитную энергию, заключенную в рабочем теле. ПЭГЧ и ФМГЧ формируют микросекундные «очереди» сверхширокополосного излучения, распространяющегося по всем направлениям, но на два порядка уступающего по энергии тому, что генерируют источники со взрывной компрессией магнитного поля (например, ударно-волновые)*. Такие боеприпасы компактны, очень дешевые и технологичны, но низкая энергоемкость веществ рабочих тел не позволяет достичь эффекта, которого обычно жаждут заказчики — «выжечь гадам всю электроннику дотла!».

Проявившийся в САЗ эффект был следствием токовой перегрузки электронных цепей, что повлекло временную неработоспособность, длительность которой, однако, превышала время воздействия РЧЭМИ на много порядков. Этот эффект, как и уже упоминавшиеся в предыдущих главах эффекты в неконтактных взрывателях магнитных мин и в головках наведения противорадиолокационных ракет, также можно назвать «временным ослеплением», хотя длительности выведения электроники из строя в приведенных примерах отличаются на порядки: для мин — десятки минут, для САЗ — десятые доли секунды.

Электромагнитное оружие (ЭМО) поражает исключительно электронные средства и потому важна не абсолютная длительность

* На конференции по сверхсильным магнитным полям «Мегагаусс-7» (Арзамас-16, 1996 г.) сообщалось о веществах с гигантской магнитострикцией (TeFe_3 , YCo_5 , PrCo_5 и др.) и огромной индукцией насыщения (10–20 Тл), плотность магнитной энергии в которых близка к плотности химической энергии в обычной взрывчатке. Если удастся извлечь эту магнитную энергию, скачок удельных характеристик устройств типа ФМГЧ будет поистине революционен: последние оставят далеко позади излучатели на основе компрессии магнитного поля.

эффекта его воздействия, а то, как этот эффект влияет на выполнение электронным средством противника боевой задачи [6.6]. С этой точки зрения вполне правомерно сравнение эффектов в минах (десятки минут) и в САЗ (сотни миллисекунд): в том и в другом случае имело место временное ослепление, то есть — срыв боевой задачи. Ясно, что в общем случае для кратковременного ослепления необходимы меньшие плотности мощности и энергии РЧЭМИ, поэтому применение ЭМО более эффективно преимущественно в наиболее быстротечных, маневренных видах боя.

Боевой задачей диктуется и скорость обработки информации: ясно, что система наведения ракеты, предназначенный для поражения маневрирующих с высокими перегрузками самолетов, должна обрабатывать информацию несравненно быстрее, чем аналогичная система противокорабельной ракеты. Соответственно, длительность цикла обработки информации целью может служить масштабом эффектов воздействия РЧЭМИ, которые целесообразно разделить на 3 класса:

- Короткое последействие (КП) — перегрузка электронных цепей в течение времени, равного длительности одного или немногих циклов обработки информации. Эффект КП незначительно влияет на вероятность выполнения целью боевой задачи ввиду того, что выработка команд производится по накоплении информации за довольно большое число циклов.
- Временное ослепление (ВО) — перегрузка в течение времени, значительно превышающего длительность цикла обработки информации. Этот эффект существенно снижает вероятность выполнения целью боевой задачи, как это было проиллюстрировано на примере с САЗ.
- Стойкое функциональное поражение.

Разумеется, временное ослепление оптимально — цель выводится из строя только на время, необходимое для срыва ее боевой задачи, и не более того. И ПЭГЧ и ФМГЧ, ввиду малой излучаемой энергии РЧЭМИ, не могли «прыгнуть выше головы»: они были способны вызвать только краткосрочный эффект ВО и только в случае подрыва на небольших дистанциях от цели. Тем не менее, излучатели этого класса были признаны перспективными, и после испытаний в Кубинке был создан гибрид ПЭГЧ и ФМГЧ, излучавший примерно ту же энергию, но еще меньший по габаритам (рис. 6.8).



Рис. 6.8. Комбинированный генератор частоты, в котором пьезоэлемент на первом этапе работы выполняет функции конденсатора в контуре ФМГЧ

Его диаметр соответствовал самым малоразмерным артиллерийским взрывателям ударного действия, а концепция применения предполагала автоматическую стрельбу в упрежденную точку морской поверхности перед подлетающей к кораблю на малой высоте ракете. Предполагалось, что в этом случае срабатывавшие при ударе о морскую поверхность взрыватели подрывали бы рикошетировавшие малокалиберные снаряды с небольшим замедлением, а маломощные импульсы РЧЭМИ вызывали в головке самонаведения противокорабельной ракеты даже не временные ослепления, а короткие последействия, которые, однако, благодаря высокому темпу стрельбы (4–6 тысяч выстрелов в минуту) корабельных автоматов привели бы к срыву захвата. Стрельбу такими снарядами имело смысл вести на дистанциях более 2 км, когда прямое попадание в ракету маловероятно. Соответственно, электромагнитными снарядами надо было снаряжать начальные звенья патронных лент. На более близких дистанциях стрельба ведется в расчете на прямое попадание, но и в этом случае эффективности электромагнитных и осколочных снарядов различались незначительно. Хотя излучатель для малокалиберных снарядов был готов, становившийся все более заметным развал ОПК не дал возможности довести это решение даже до испытаний экспериментальных образцов.

В комбинированном генераторе частоты ([6.7], рис. 6.9) ток демагнетизации трубчатого рабочего тела 1 из постоянного магнита протекал через соленоид 2 и через конденсатор, образованный металлизованными поверхностями, между которыми

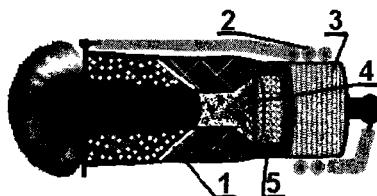


Рис. 6.9. Схема комбинированного генератора частоты (КГЧ)

находилось рабочее тело 3 из пьезоэлектрика (емкости как раз хватало — тысячи пикофарад). Колебания тока приводили к периодической смене направления магнитного поля в рабочем теле 1 и к формированию «очереди» РЧЭМИ. Когда детонация заряда в трубке из постоянного магнита заканчивалась, взрывной линзой 4 (опять-таки, внутренняя ее часть имела меньшую скорость детонации) формировался плоский детонационный фронт. Давление ослаблялось в буфере 5 и волна переходила в рабочее тело 3, где также происходил процесс формирования «очереди» РЧЭМИ. Таким образом, ранее пассивный элемент схемы ФМГЧ (конденсатор) был заменен активным, выполнившим те же функции, но позволявшим увеличить общую энергию излучения. Итак, ПЭГЧ, ФМГЧ и КГЧ представляли не только новые излучатели, но и новую концепцию поражения электроники: они были заведомо недостаточно мощными, чтобы обеспечить стойкое функциональное поражение целей, но их мощности вполне хватало, чтобы, будучи подорванными в нужный момент, они сорвали боевую задачу, выполняемую этими целями. Конечно, эффекты временного ослепления в электронике противника могли быть обеспечены и при применении более мощных боеприпасов, и размеры зоны поражения в этом случае были бы куда больше. Помимо уже упоминавшихся боевых ситуаций, эффект временного ослепления решающим образом мог бы сказаться, например, при прикрытии боевых блоков МБР на конечном участке траектории (требуемая длительность ВО в неконтактном взрывателе противоракеты — десятки миллисекунд) или при защите от высокоточных кассетных суббоеприпасов на ближних подступах к обороняемому объекту в фазе поиска ими цели (требуемая длительность ВО не превышает остатка подлетного времени суббоеприпаса после подрыва ЭМБП). При этом многократно

продемонстрированным в испытаниях и весьма ценным представлялось такое качество широкополосного РЧЭМИ, как способность воздействовать на системы с различным принципом наведения (не только радиолокационные, но и телевизионные, инфракрасные и пр.), в том числе — и такие, на которые в момент опыта не было подано питание (как на артиллерийские взрыватели). Обычно применяющаяся при противодействии помехам противника смена рабочей частоты была совершенно неэффективна при воздействии РЧЭМИ, формируемого при разрыве ЭМБП.

6.5. ЛИТЕРАТУРА

- 6.1. Прищепенко А. Б., Третьяков Д. В., Щелкачев М. В. «Баланс энергии при работе взрывного пьезоэлектрического генератора частоты». В сб. «Мегагауссная и мегаамперная импульсная технология и применения. Труды Седьмой международной конференции по генерации мегагауссных полей и родственным экспериментам». Под ред. В. К. Чернышева, В. Д. Селемира, Л. Н. Пляшкевича. Том 2, Саров, 5–10 августа 1996 г., с. 954–958.
- 6.2. Е. З. Новицкий, В. Д. Садунов. Энергетические характеристики сегнетоэлектрика как рабочего тела преобразователя энергии УВ // Физика горения и взрыва, 1985. Т. 21, №5, с. 104–107.
- 6.3. Ч. Киттель. Статистическая термодинамика. — М.: Наука, 1977.
- 6.4. Прищепенко А. Б., Третьяков Д. В. Баланс энергии в системе «ферромагнитный генератор — емкостная нагрузка». «Электричество», 1998 г., №5, с. 52–56.
- 6.5. Прищепенко А. Б., Житников В. П. и Третьяков Д. В. «Атропус» означает «Неотвратимая». «Армейский сборник», 1998 г., №2, с. 82–85.
- 6.6. A. B. Prishchepenko, V. V. Kisel'yov, I. S. Kudimov. Radio Frequency Weapon at the Future Battlefield. In: Proceedings of the European Electromagnetics International Symposium on Electromagnetic Environments and Consequences EUROEM 94, Bordeaux, France, May 30, 31, June 1, 2, 3, 1994, Part 1, Ed. D. J. Serafin, J. Ch. Bolomey, D. Dupouy. EUROEM, 46500, GRAMAT, France, pp. 266–271.
- 6.7. Прищепенко А. Б. и Третьяков Д. В. Функционирование генератора частоты с рабочим телом из ферромагнетика и сегнетоэлектрика. «Электричество», 2000 г., №4, с. 60–63.

7. Электромагнитные боеприпасы: бревно в руках Одиссея для ослепления циклопа Полифема

Как показывает опыт, политические цели наиболее эффективно достигаются в ходе скоротечной военной кампании. Там, где конфликт затягивается (Центральная и Юго-Восточная Азия, Кавказ), эти цели «размываются», а конечные результаты имеют неопределенный характер и не соответствуют затратам. Колossalная мощь и отрицательные экологические последствия применения ядерного оружия свели до минимума вероятность возникновения ситуаций, реально оправдывающих его использование. Роль главной ударной силы на поле боя переходит к другим видам высокотехнологичного оружия. Радиоэлектронная борьба (РЭБ) эволюционировала за последние годы из обеспечивающего вида боевых действий в основной, ее роль в скоротечных операциях особенно возросла. В арсенале РЭБ постепенно занимает подобающее место и такое новое средство, как электромагнитное оружие (ЭМО). Единичные случаи его боевого применения пока не связаны с громкими победами, но подождем со скепсисом: наступление первых танков осенью 1917 г. тоже было «негромким» — взять Флеские англичанам не удалось, несмотря на оставленные на поле боя 60 чадивших остовов «сухопутных дредноутов».

7.1. «И что есть поражающее? И что даст тебе знать, что такое поражающее?» (Коран, сура 101)

Электромагнитное оружие за счет воздействия мощного потока радиочастотного электромагнитного излучения (РЧЭМИ)

вызывает выход из строя электронных средств противника, работающих не только в радиочастотном, но также и в других диапазонах (оптическом, ИК). Такого поражения противник не сможет избежать, предприняв маневр частотами, к тому же оно имеет большую боевую ценность, чем просто подавление, поскольку пораженные электронные средства временно или стойко небоеспособны и после прекращения облучения. О сравнительных характеристиках РЧЭМИ и традиционных поражающих факторов дает представление таблица [7.1].

Характерные особенности поражения	РЧЭМИ	Ударной волной	Осколками
Ограничения по классам поражаемых целей	Не поражаются цели, в состав которых функционально не входят электронные средства	Не поражаются цели, хорошо защищенные от механических воздействий	
Характеристика поражения	Поражаются только электронные средства, диагностика затруднена	Механические повреждения цели. Поражается экипаж	
Факторы, определяющие соотношение между размерами зоны поражения и габаритами оружия	Пробой атмосферного воздуха	Плотность химической энергии во взрывчатом веществе	
Влияние атмосферного давления на размер зоны поражения		Присутствует	Отсутствует
Наличие отрицательных экологических последствий применения	Отсутствуют		Присутствуют

Обретение РЧЭМИ свойств поражающего фактора произошло как в результате создания мощных его источников, так и того, что в электронике на смену лампам, которые невозможно

«сжечь», пришла полупроводниковая элементная база с высокой степенью интеграции. Платой за колоссально возросшие при этом функциональные возможности электронной техники стала повышенная уязвимость важнейших полупроводниковых элементов субмикронных размеров к токовым перегрузкам при облучении. В результате при действии по целям, в состав которых входят современные электронные средства, РЧЭМИ значительно превосходит по энергетической эффективности традиционные ударную волну и осколки. Например, стойкий функциональный отказ крылатой ракеты происходит при воздействии одного из поражающих факторов со следующими значениями плотности энергии ($\text{Дж}/\text{м}^2$) [7.2]:

- осколки весом не менее 1 г каждый — 100 000;
- воздушная ударная волна — 50 000;
- поток РЧЭМИ микросекундной длительности — 1–10.

Однако формирование РЧЭМИ происходит за счет преобразования других видов энергии, так как достаточно энергоемких устройств для хранения электромагнитной энергии пока не создано. Для источников РЧЭМИ потери при преобразовании энергии значительны, поэтому итоговые эффективности ЭМО и традиционного оружия отличаются не так разительно, как эффективности отдельно взятых поражающих факторов.

С непростыми явлениями приходится сталкиваться и при поражении электроники: РЧЭМИ может распространяться в виде узкого пучка или изотропно, но прием различных частотных компонент излучения электронным устройством всегда характеризуется многочисленными пространственными минимаксами.

Читатель уже получил представление о таких явлениях из главы 3, где описывались сложности при проведении спектрометрических измерений: наличие минимаксов, существенно различающихся для разных частот, там было проиллюстрировано на примере простейшего магнитного диполя. Пространственное распределение эффективности приема РЧЭМИ электронными средствами, насчитывающими десятки тысяч токовых контуров, настолько сложно, что, видимо, отпугивает специалистов в этой области: до сих пор автору не встречалась сколь-нибудь достоверная модель этого явления. Даже сам механизм воздействия РЧЭМИ существенно отличающихся частот различен: если достаточно длинные волны индуцируют значительные токи на про-

водящем корпусе цели и падения напряжения от этих токов являются причиной возникновения опасных разностей потенциалов между элементами, размещенными внутри корпуса, то, например, миллиметровые волны способны проникать в щели, лючки техобслуживания и наводить значительные токи непосредственно в различных контурах. Поэтому стойкость изделия к длинноволновому излучению, возникающему при ядерном взрыве, вовсе не гарантирует стойкости к излучению с той же плотностью мощности, но значительно более коротковолновому. Может также наблюдаться кумуляция эффектов и/или самопрозвольное восстановление некоторых схем спустя время, длительность которого изменялась от нескольких миллисекунд до часов и даже дней (т. н. эффект «временного ослепления»). Сложный характер поражений может обусловить неадекватные действия персонала [7.3].

Оснащение ЭМБП таких привычных систем оружия, как ствольная и реактивная артиллерия, не поддается обнаружению техническими средствами разведки. Хотя около четверти объема ЭМБП занимает ВВ, и в чрезвычайной ситуации их можно использовать как боеприпасы общего назначения [7.10], усилив дополнительно их огневое воздействие за счет формирующих ударные ядра медных воронок на торцах зарядов, они не вытеснены из арсеналов огневые средства поражения: воздействие РЧЭМИ не разрушает цель, экипаж может ее отремонтировать, а потому целесообразно добить цель огневыми средствами. Тем не менее, применение ЭМО в составе сил первого удара наряду с огневыми средствами, ускорит прорыв обороны, сократив как наряды сил, необходимых для реализации боевых задач, так и время их выполнения. Например, для проделывания прохода размером 20×100 м в поле неконтактных мин, наступающему подразделению необходимо выпустить из 120-мм самоходных орудий 550 осколочно-фугасных снарядов, а можно обойтись и пятком ЭМБП того же калибра [7.1].

Некоторую неопределенность вносит тот факт, что признаки радиоэлектронного поражения цели неочевидны. Всегда следует считаться с тем, что цель внезапно может «ожить», поэтому наиболее опасные следует добивать огневыми средствами.

Любое оружие предназначается для боя с целями, близкими по уязвимости (самолеты и крылатые ракеты уничтожаются в

осколочных полях с примерно одинаковой плотностью энергии, но танк осколками зенитной ракеты не поразить). Одна из проблем применения ЭМБП — не совпадающая с привычной (для традиционных поражающих факторов) шкала стойкости целей. Так, две модификации однотипной ракеты, одна — с радиолокационной, другая — с инфракрасной головками самонаведения, будучи равно стойкими к ударной волне, могут различаться по стойкости к РЧЭМИ на порядок и более. Вообще-то, тут нечему удивляться, та же ситуация характерна и для огневых средств поражения: для уничтожения одной цели хватит и пистолетной пули с энергией в несколько десятков джоулей, а для другой — недостаточно и бронебойного снаряда с энергией в миллион раз большей. Трудность заключается в том, что при создании моделей боя на уровне подсознания властвуют стереотипы, характерные для традиционных поражающих факторов. И остается ожидать появления того, кто, объединив все разрозненные факты в систему, «встроит» в модель современного боя поражение электронных средств электромагнитным оружием.

7.2. Электромагнитные удары: точечные или ковровые?

С самого начала создание электромагнитного оружия шло по двум направлениям: разработки широкополосных взрывных источников с близким к изотропному распределением в пространстве излучаемого РЧЭМИ и традиционных источников, формирующих узкие пучки практически моночастотного РЧЭМИ. Во всех источниках последнего класса РЧЭМИ излучается при ускоренном движении электронов. Любое не равномерно-прямолинейное движение есть движение с ускорением, а значит, с излучением — в случае заряженных частиц. Например, в виркаторе (рис. 7.1, [7.4]) РЧЭМИ генерируется при их колебаниях. Между эмиттером Э и сеткой С импульсом высокого напряжения формируется виртуальный катод ВК из электронов. Электроны ускоряются к сетке, затем замедляются, пролетев сквозь ее ячейки, и колеблются далее относительно сетки вплоть до нейтрализации заряда (все это возможно лишь в вакууме, где электронам не мешают столкновения с молекулами). Для

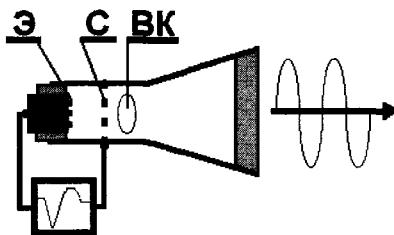


Рис. 7.1. Схема виркатора

РЧЭМИ мощностью в гигаватты нужно много электронов, и эмиттирует их плазма от мириадов микроострий в поле высокой напряженности (рис. 7.2). Нужные плотность микронеровностей и проводимость получаются, в частности, на сломе графита, и, увидев в лаборатории кучу выпотрошенных карандашей, можно предположить, что их грифели использованы в макете эмиттера. Но главное — надежно изолировать высоковольтные элементы: эмиссия этого типа эффективна лишь при напряжениях около мегавольта. Изоляция и определяет габариты: кубометры. Отношение энергии импульса РЧЭМИ к объему у источников вакуумной электроники мало (миллидююли на литр). Для взрывных источников с обратной комбинацией рабочих параметров («большой ток — умеренное напряжение») это отношение выше в тысячи раз. Малый разброс энергий электронов, узкий диапазон частот генерируемого вакуумными излучателями РЧЭМИ позволяют сформировать остронаправленное излучение, но всегда будут и боковые лепестки, опасные для своей же системы наведения основного пучка. Вакуумный излучатель может срабатывать многократно, но для него необходимы высоковольтные

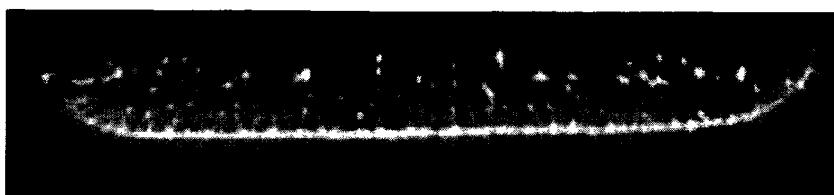


Рис. 7.2. Свечение плазмы, образовавшейся на эмиттере виркатора при микровзрывах острый в электрическом поле высокой напряженности

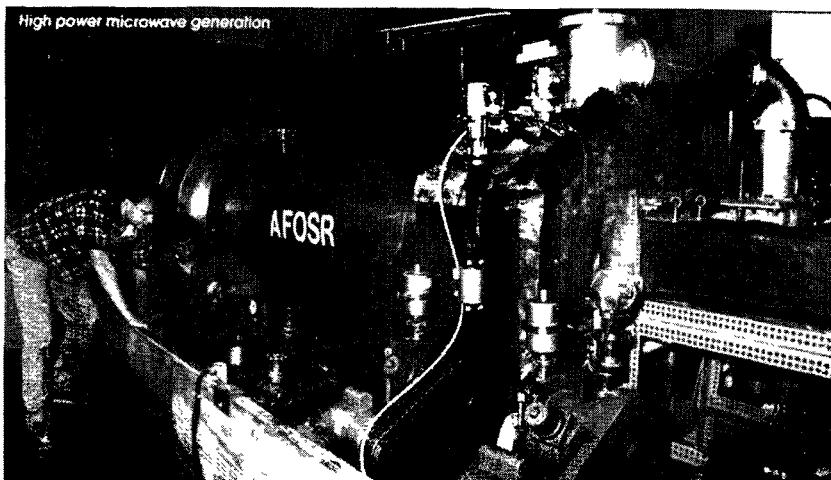


Рис. 7.3. Источник РЧЭМИ гигаваттной мощности (на основе виркатора) Техасского технологического университета

формирователи, трансформаторы, также имеющие немалые габариты. Ясно, что, чем мощнее оружие, тем больше его размеры — это общая тенденция. Размеры мощного излучателя можно представить из рис. 7.3. Габариты источника не даст уменьшить ограничение, накладываемое пробоем воздуха, а вот габариты высоковольтного формирователя уменьшить можно, но — за счет утраты такого важного качества, как способность к многократному срабатыванию. В главе 2 описан взрывной трансформатор на основе узла разрыва. Такой и используют для получения импульса напряжения амплитудой в многие сотни киловольт, но хрупкий излучатель после взрыва сохранить не удается. Для того чтобы уяснить, есть ли смысл в подобных жертвах, проведем простую оценку.

В главе 4 уже упоминалось о пробое воздуха, как о факторе, ограничивающем минимальные размеры и максимальную мощность источника: на его поверхности плотность энергии излучения не должна превышать пробивного значения для окружающего воздуха, иначе энергия РЧЭМИ будет израсходована на бесполезный нагрев образовавшейся плазмы. Плотности мощности и энергии излучения ослабляются пропорционально квадрату расстояния (рис. 7.4), поэтому если известно, при какой

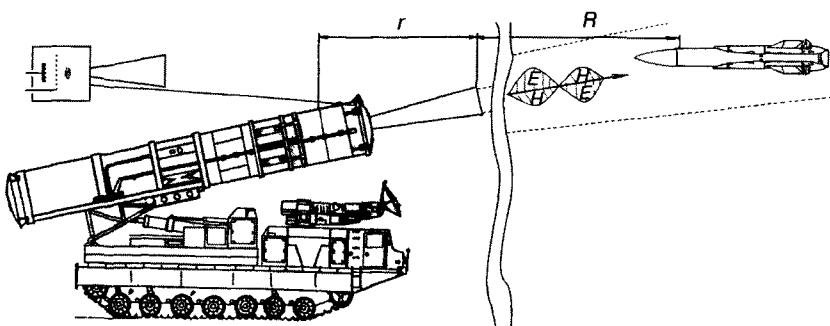


Рис. 7.4. К определению связи между габаритами излучателя и дальностью поражения им электронных средств

минимальной плотности энергии РЧЭМИ поражается цель, то и максимальную дальность поражения цели (R) предельно форсированным по мощности источником с характерным размером (r) можно определить — она пропорциональна квадратному корню из отношения плотностей мощности/энергии РЧЭМИ: пробивной (D_d) и минимально необходимой для требуемого воздействия на цель (D_{eff}) [7.5]:

$$R \leq r \sqrt{D_d / D_{eff}}.$$

Оценка справедлива как для направленных источников РЧЭМИ (в этом случае в качестве параметра « r » выступает длина), так и для изотропных (для них « r » — радиус). Это — верхний предел возможностей ЭМО, полученный в предположении, что источник максимально форсирован и плотность мощности на его поверхности близка к пробивной.

Если уж «стрелять» узким пучком РЧЭМИ, то не с самолетов, с километровых высот: потенциал пробоя (D_d) разреженного воздуха мал, значит, будет низка и начальная плотность энергии РЧЭМИ, а уж до земли дойдет пучок, вполне безопасный для цели. Разумнее стрелять «снизу» (где уровень D_d выше) «вверх». Тот же пробой делает практически нереальным создание на поле боя таких плотностей мощности РЧЭМИ, которые представляли бы опасность для человека.

Пробой окружающего воздуха является ограничением, с которым ничего нельзя поделать, и, как угодно изменяя конструк-

цию источника РЧЭМИ, нельзя устраниТЬ связь его размеров с теми максимальными дальностями поражения электроники, которые можно ожидать при его применении.

Численные расчеты для идеальных атмосферных условий (чистый сухой воздух, уровень моря) и цели средней стойкости показывают, что предельная дальность стойкого функционального поражения не превышает в этом случае тысячу размеров источника ($R < 1000r$), даже если плотность энергии РЧЭМИ на его поверхности максимально возможная — пробивная.

Такая оценка благоприятна для ситуаций, требующих изотропного распределения РЧЭМИ. Так, для ЭМБП калибра 120 мм радиус поражения, равновероятного по направлениям, оценивается в 60 м, что на порядок превышает радиус, в пределах которого разрывом 130-мм осколочно-фугасного снаряда поражается крылатая ракета [7.6].

Сторонники же направленных источников оценок угрюмо избегают. Это объяснимо: конкурировать им за «место под солнцем» приходится с огневыми средствами с также направленным распределением поражающего фактора, то есть — с артиллерией, но источник длиной в 1 м может поразить ту же крылатую ракету на дальности не более 1 км, что вдвое меньше дальности эффективного огня корабельного автомата АК-630 с длиной блока стволов также около 1 м. И это при том, что попадание снарядов более действенно: удачная очередь может просто «разрезать» ракету. Однако верность принципу «Если невозмож но, но очень хочется, то можно» толкает порой на весьма экстравагантные заявления: например, в [7.7] декларируется способность устройства массой 5 т и излучаемой мощностью 500 МВт поражать высокоточное оружие на дистанции 10 км. При этом буквально через несколько строк — заверения в том, что устройство с массой в 1,5 т и на четыре порядка меньшей излучаемой мощностью (10 кВт) будет поражать РЛС на дистанции 500 км.

В несколько раз большая, чем 10 кВт, мощность излучения типична для РЛС кораблей и самолетов. Служивших в авиации или на флоте попрошу припомнить, близки ли к 500 км расстояния, взаимно безопасные для РЛС, работающих по соседству на идущих в строю кораблях или на аэродроме.

Кстати, об аэродромах. Защищать их от террористов с переносными зенитно-ракетными комплексами рвется американская фирма Raytheon [7.8], обещая поразить ракеты, наводящиеся на инфракрасное излучение, причем гарантируется сохранность аппаратуры самолетов («работаем на других радиочастотах»). Сразу бросается в глаза противоречие: инфракрасный диапазон, в котором работают головки самонаведения ракет, еще «далше» от рабочей радиочастоты «Бдительного орла», чем частота любого из радиолокаторов или систем связи самолета. Тем не менее, идея может быть реализована, если частотная работа источника РЧЭМИ будет вызывать «короткие последействия» и в головке самонаведения ракеты и в аппаратуре самолета: это даст возможность несколько секунд продержать ракету (но и самолет тоже) в «ослепленном» состоянии, но, когда опасность повторного захвата самолета минует — прекратить облучение, «разрешив» улететь потерявшей цель и потому — уже сравнительно безопасной ракете и работать относительно исправной электронике самолета.

Одной из основ электродинамики является теорема взаимности: любое устройство принимает волны данной частоты с данного направления тем эффективнее, чем эффективнее оно излучает на данной частоте в данном направлении (а излучает любая электроника, даже и не предназначенная для этого). Так, РЛС принимает/излучает остронаправленно только на «своей» частоте (боковых «лепестков» избежать все равно нельзя). Чем дальше частота воздействующего излучения от рабочей, тем более вырождается диаграмма: число максимумов растет, а их отличия от минимумов уменьшаются (рис. 7.5). Казалось бы, самым выгодным вариантом было бы поражение РЛС излучением ее рабочей частоты, которое преобразуется в приемных трактах очень эффективно. Декларации (на бумаге) больших дальностей поражения молчаливо это подразумевают. Уровни поражения при этом минимальны, это правда, но такая, что «хуже всякой лжи»: надо очень точно совместить пучок РЧЭМИ и крайне узкий «главный лепесток», иначе дальность поражения упадет даже не в разы, а на порядки. Не секрет: для формирования остронаправленной диаграммы приема, например, РЛС принимаются все меры. Борьба же с подлетающими ракетами с радиолокационным самонаведением на их собственных частотах потребует

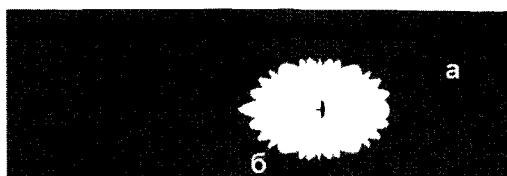


Рис. 7.5. Диаграмма излучения/приема, типичная для радиолокатора:
а) остронаправленная, для рабочей частоты; б) для частот, на порядок отличающихся от рабочей

воспитания военнослужащих в духе самурайского кодекса Бусидо*: «ослепить» в этой ситуации можно лишь ракету, «смотрящую прямо в глаза». «Выстрелить» пучком РЧЭМИ необходимо из конуса сканирования ее радиолокационной головки (кстати, по этой причине обороняемый объект и средства защиты должны располагаться по соседству), облучать «со стороны» бесполезно, а ждать ее «в гости» (пусть ослепленную, но с исправной боевой частью и взведенным взрывателем ударного действия) следует через несколько секунд. Не нашел пока внятного ответа и другой вопрос: известно, что создать излучающую систему, полностью лишенную боковых лепестков, принципиально невозможно. Если предполагается выводить из строя головку самонаведения ракеты на дистанции в несколько километров — что же станет с электроникой защищаемого объекта и собственной системой наведения «электромагнитной пушки» на дистанциях, меньших на три порядка?

Любое электронное устройство на полупроводниковой элементной базе может быть выведено из строя, если только плотность потока мощности воздействующего РЧЭМИ достаточно высока. Эффекты воздействия РЧЭМИ многообразны и пока трудно предсказуемы. Пока не известны модели, адекватно описывающие реакцию сколько-нибудь сложного электронного устройства на облучение сверхширокополосным РЧЭМИ. Многократно было продемонстрировано, что подтвержденная стойкость того или иного изделия, например, к электромагнитному импульсу ядерного взрыва не является гарантией его стойкости

* «Путь самурая обретается в смерти. Когда для выбора есть два пути, существует лишь быстрый и единственный выход — смерть. Это не особенно трудно». *Хагакурэ. Сокрытое в листве.*

по отношению к РЧЭМИ иного частотного диапазона. Диаграмма приема любого электронного устройства отнюдь не исчерпывается лепестками на рабочей частоте, регламентированными техническими условиями, а представляет сложную суперпозицию таких лепестков для разных частот, поэтому небольшие изменения во взаимном расположении источника и цели могут приводить к проявлению эффектов воздействия в различных электронных цепях цели вследствие реализации приема широкополосного РЧЭМИ по различным лепесткам. Может также наблюдаться кумуляция эффектов и/или самопроизвольное восстановление некоторых схем спустя время, длительность которого изменяется от нескольких миллисекунд до часов и даже дней (т. н. эффект «временного ослепления»). Сложный характер поражений может обусловить неадекватные действия персонала.

Сверхширокополосное излучение взрывных источников не только распространяется по всем направлениям от источника. Оно и принимается электроникой цели со всех направлений (светлая диаграмма на рис. 7.5), что благоприятно для боеприпасов, промах которых по цели вероятен с любого направления. В экспериментах было отмечено много любопытного: кумуляция эффектов, самопроизвольное восстановление некоторых схем спустя время, длительность которого изменялась от долей секунд до часов и дней. Иногда, при, казалось бы, идентичных условиях, эффекты облучения различаются (проявляются в разных электронных цепях). Множество контуров в электронике означает наличие множества резонансных частот (им соответствуют и свои «лепестки» приема). Максимумы для отдельных частот, конечно, существуют и для излучателя. Едва заметный поворот боеприпаса вокруг оси смешает лепестки излучения и приема и эффект проявляется в ином контуре. Поэтому-то залповое применение электромагнитных боеприпасов эффективно по многим причинам: больше вероятность, что совпадут лепестки излучения и приема на какой-либо из резонансных частот, наиболее уязвимой для цели, а кроме того, эффект воздействия на электронику последовательности импульсов РЧЭМИ сверхсуммарен (этот факт был продемонстрирован в многочисленных опытах, но так и не нашел удовлетворительного объяснения). Потому-то ЭМБП и эффективны против рассредоточенных целей, таких как подлетающий рой управляемых кассетных боеприпасов [7.9].

С кассетным вариантом ЭМБП связаны события, в которых пришлось принять участие и автору. Новогодние праздники еще не закончились, но его вызвали в ГРАУ, где 2 января 1995 года состоялось очередное совещание. Началась, причем неудачно, операция в Чечне и военное руководство пыталось пожарными мерами компенсировать недостаточную подготовку к боевым действиям, дав указание форсировать оснащение войск новыми видами оружия, при этом (что выглядело весьма оригинально) не выделив никакого финансирования. Нелепость ситуации понимали и офицеры ГРАУ, но приказ оставался приказом. Так или иначе, присутствовавший на совещании Базилевич дал обещание «за счет внутренних резервов» быстро обеспечить производство двух типов ЭМБП: вспомогательной реактивной гранаты «Атропус» и реактивной гранаты калибра 105–125 мм для борьбы с минами. Позиция Базилевича была достаточно ясна в том, что касалось «Атропуса»: это был естественный шаг к созданию реактивного гранатомета нового поколения. С «противоминной» гранатой все было сложнее: противник применял методы минной войны, но ставил в основном нажимные, натяжные мины и самодельные ловушки с взрывателями на основе мобильников или детских радиоуправляемых игрушек. Против мин с механическими взрывателями РЧЭМИ было вообще бессильно, а эффекты в «самоделках» при облучении необходимо было вначале изучить, их схем было великое множество. Вопросы применения касались автора лишь косвенно, но хватало неясностей и в том, что напрямую относилось к его компетенции.

Для «противоминного» применения ЭМБП не годился контактный подрыв, потому что разорвавшаяся на грунте граната могла облучить прикопанные мины только в результате интерференции РЧЭМИ, что было связано с существенным снижением воздействующей плотности энергии. Выход виделся в подрыве на высоте в несколько метров. Радиолокационные неконтактные взрыватели выпускались, в том числе и те, которые послужили мишениями в 1986 году, но были разработаны для применения в артиллерийских снарядах: стрельбовой перегрузкой в них разрушались перегородки батарей, при этом питание поступало в электронную схему взрывателя. Но перегрузка в канале ствола достигала 13000, а при выстреле из гранатомета — 6000 и приведение батарей в действие во втором случае не гарантировалось.

Далее, чтобы исключить возможность подрыва снаряда в канале ствола или в опасной близости от орудия, взрыватель взводился с некоторой задержкой, небольшой для условий артиллерийской стрельбы, но почти равной характерным полетным временем реактивной гранаты. И, наконец, самое главное: для взрывателя металлический корпус снаряда служил элементом несимметричного вибратора (антенны). Сделать цельнометаллическим корпус ЭМБП было нельзя, так как при этом невозможен был выход РЧЭМИ. Все эти проблемы наверняка можно было решить, но разработчики взрывателей заявили: необходимо создание совершенно нового изделия, что займет не один год, причем это была вполне обоснованная позиция. Автор вновь посетил ГРАУ, где его сочувственно выслушали, но сказали, что «решение принято не на нашем с тобой уровне, машина запущена, и ее не остановить». Базилевич разделял эти опасения, но считал, что противоминный вариант «рассосется сам собой», а ставить ЭМБП на реальные носители все равно придется, так что лучше начинать испытания побыстрее. Дальнейшие события подтвердили его правоту.

Первоочередная реализация противоминного варианта была нежелательной еще и потому, что именно первый образец должен был продемонстрировать эффективность нового оружия наиболее наглядно. Применение ЭМБП по минам не было идеальным вариантом, потому что минные поля могли быть смешанными (состоять из различных, в том числе механических мин), а значит, возможны были подрывы на уже «разминированных» участках, и в таких ситуациях нареканий (пусть и несправедливых) было не избежать. Другими словами, автору не хотелось выслушивать ехидные шуточки вроде тех, которые сочинались по поводу явно нецелесообразного применения ЭМБП в обеих иракских кампаниях, о чем будет рассказано далее. Но 125-мм реактивная граната (рис. 7.6) все же была создана и испытана, правда уже не для противоминного применения. Встал вопрос, каким генератором оснащать столь мощную боевую часть. И ВМГЧ и ИМГЧ вписывались в отведенные габариты, но расчеты показывали, что, несмотря на существенное повышение мощности боеприпаса, увеличения эффективности ожидать при этом не приходилось.



Рис. 7.6. 125-миллиметровая реактивная граната с кассетной боевой частью на основе витковых генераторов частоты

Как и в ядерных боеприпасах, в крупнокалиберных ЭМБП целесообразно размещать не один большой, а несколько небольших излучателей, рассеиваемых перед групповым подрывом. Тогда поражающая цели плотность энергии РЧЭМИ создается на большей площади, и, если подорвать один элемент — от датчиков излучения сработают и остальные. Наиболее перспективным вариантом снаряжения 125-мм гранаты был признан кассетный, на основе витковых генераторов частоты.

Напротив, маломаневренные «электромагнитные пушки» больше и заметнее старомодных ствольных и реактивных систем и техническая разведка противника быстро их обнаружит,

вскрыв замысел операции. Пока не известны попытки полевых испытаний мастодонтов длиной около десятка метров (рис. 7.3) и это тоже понятно: даже если и будут продемонстрированы дальности поражения в 5–6 км, слишком очевидным станет и другое — невозможность вести «стрельбу» с закрытых позиций (пучок РЧЭМИ не заставишь искривиться), «броня» редкого кустарника защитит цель надежнее стальной (РЧЭМИ эффективно поглощается листвой), да и боковые лепестки излучения будут «жечь» систему наведения после каждого выстрела. И, конечно, любому придет на ум: с такой-то маневренностью, заметностью и способностью работать только на прямой наводке — долго ли жить на поле боя подобному «учреждению», прозвище «Прощай, Родина» для которого можно считать заранее зарезервированным? «Длинный магазин» (автономность от боепитания) ему вряд ли пригодится [7.11].

Означает ли это, что направленные источники вообще не имеют «военных» перспектив? Очевидно — нет, но стоит помнить, что любое оружие эффективно там, где его достоинства используются максимально, а недостатки не столь уж важны.

Многократно срабатывавший электровакуумный источник может прикрыть бронетехнику с углов, близких к вертикали [7.12]: высокоточное управляемое оружие поражает танки с этих слабо защищенных броней направлений. Рассеяв излучение в пределах нужного телесного угла, можно долго оборонять танк, «временно ослепляя» взрыватели подлетевших боеприпасов.

Там, где счет времени не идет на минуты (как идет он у прорывающего оборону или форсирующего простреливаемое огнем противника минное поле подразделения), нет смысла и «ослеплять» неконтактные мины с помощью ЭМБП: это дорого, да и расход боеприпасов нежелателен, они нужны для боя. Выход — в создании машины разминирования ([7.13], рис. 7.7), с «долгоиграющим» источником РЧЭМИ.

Актуальны и полицейские задачи: «отпугивание» демонстрантов на дистанции в сотню метров легкими ожогами [7.14] и долго — пока есть солярка в генераторе. Полицейская машина может быть и неповоротливой, на демонстрацию не ходят с гранатометами, в противном случае такому мероприятию следует подобрать другое название.



Рис. 7.7. Машина разминирования неконтактных мин с вакуумным излучателем, работающим в частотном режиме

Но стоит помнить, что война меняет личину зачастую неожиданно для людей, готовившихся встретить вовсе не ту, которая подошла к их порогу. Оружием нового поколения войн — сетецентрических — может стать и система направленных источников, сосредотачивающих свое излучение на цели по управляемому сигналу.

7.3. Боевое применение электромагнитного оружия: были и небыли

Споры об ЭМБП (порой — с применением весьма сильных выражений) продолжались и много позже, потому что новое оружие всегда окружают мифы и иногда они идут в ход в качестве аргументов. Так, в дни конфликта в Югославии в довольно влиятельной газете «Независимое военное обозрение» [7.14] можно было прочитать: «На вооружении США — электромагнитные бомбы, разрушительное действие которых сравнимо с электромагнитным импульсом (ЭМИ) ядерного взрыва. Этот импульс

способен вывести из строя всю электронную технику в радиусе десятков километров... Однако из-за маневренных действий югославской ПВО применение данного оружия не зафиксировано».

Сообщение вызывало «чувство глубокого удовлетворения»: если средства сербской ПВО способны маневром уйти из столь обширной зоны поражения, то им можно совершенно не бояться и ядерного удара, даже мегатонного класса мощности.

В те дни собеседник с большими звездами на погонах сравнивал радиусы поражения: «у них — десятки километров, а у тебя — десятки метров». Довод, что «их» данные для источника разумных размеров нереальны из-за пробоя воздуха, был отмечен: «ЭМИ «сжигает» аппаратуру за сотни километров, а ядерный заряд не намного больше твоих боеприпасов». Но оппонент был достаточно эрудирован, чтобы признать: ЭМИ (основную энергию в которое вносят гармоники частотами менее 1 МГц) не является ядерным излучением и исходит не из заряда, а генерируется при «закручивании» в магнитном поле Земли огромного числа электронов, образуемых при комптоновском рассеянии на атомах воздуха гамма-квантов ядерного взрыва с многокилометровыми пробегами в атмосфере [7.15]. При криволинейном движении зарядов и генерируется ЭМИ, но из-за огромных размеров облака электронов условия генерации в этом случае куда как менее жесткие, чем в ЭМБП. «Ну и сформируй такой же плазмоид, что тебе мешает?» — последовало далее. Знание числа гамма-квантов (10^{23} на килотонну мощности), испускаемых при ядерном взрыве, и их энергии позволило по минимуму оценить энергозатраты на создание «такого же плазмоида» — они на много порядков превышали энергию ВВ в боеприпасе разумных размеров. Энергообеспечение могло быть только ядерным. Речь зашла о продуктах реакций, радиационных поражениях людей — явных признаках эволюции войны в ядерную — и спор стал увядать. Аргумент [7.16], что войскам не страшен ответный ядерный удар даже мегатонной мощности, потому что они будут неуловимы, не прозвучал: собеседнику лучше, чем мне, было известно, что такая маневренность существует лишь в воображении журналистов.

Все же, управляемую электромагнитную «двуухтонку» (с виркатором и ВМГ, рис. 7.8) применили 26 марта 2003 г. по ТВ Ира-



Рис. 7.8. Схема управляемой авиационной бомбы на основе виркатора и взрывной системы его энергообеспечения

ка [7.17]. Вещание прекратилось более чем на час. Малиновый звон о радиусах поражения в десятки километров не звучал: бомба была управляемой, а значит — вероятное отклонение директрисы облучения от точки прицеливания меньше десятка метров. Вопрос, на какое время прекратилось бы вещание после попадания управляемой «двуухтонки», но — фугасной, сочтут издевкой, лучше молча подумать о соответствии такого выбора цели особенностям оружия. Применение направленного источника в бое-

припасе противоречиво: во-первых, такой источник надо наводить, а преимущество РЧЭМИ перед другими поражающими факторами в том и заключается, что его большая энергетическая эффективность позволяет достичь экономии именно за счет отказа от систем наведения — она реализуется при поражении целей на большой площади, а не в точечных ударах; во-вторых, поскольку такой боеприпас содержит ВВ, его срабатывание однократно и не используется возможность длительной работы электровакуумного излучателя; а уж о том, что стоимость только ВМГ, используемого для энергообеспечения, практически равна стоимости ЭМБП, перед сторонниками традиционных излучателей не стоит и заикаться.

А вот поучительный пример. Первое упоминание о боевом применении крылатых ракет с электромагнитными БЧ на основе электровакуумных приборов относится к операции «Буря в пустыне» [7.18]: унылые слова о том, что такие «томахоки» использовались при прорыве иракской ПВО, но «...эффект их применения не удалось выявить в связи с одновременным использованием против РЛС других средств». Если признается столь «грамотное» планирование испытаний, тяжело отделаться от мысли, что результат далек от положительного. Но электровакуумный излучатель в этом случае использовался рационально: энергия для его питания отбиралась от двигателя ракеты [7.19]. Неважно, что маршевый полет при этом невозможен — у позиции ПВО ракета падала, зато за эти секунды падения источник успевал выдать несколько десятков импульсов излучения. Но вот сценарий испытаний... «...результат не удалось выявить в связи с использованием против РЛС и других средств». Если что и было выведено из строя, так это — приемные тракты, но излучать-то иракские РЛС продолжали [7.20]! В штабе операции точно знали, что РЛС противника работают на излучение, а в том, вышло ли у них что-либо из строя, уверены не были и приняли верное решение: не рисковать ударными самолетами, а сперва добить «Хармами» позицию ПВО.

Еще пример. В 1998 г. многие были огорчены, узнав [7.21], что шведам удалось закупить в России генератор «...размером с чемоданчик, способный вывести из строя электронику самолета на расстоянии в 10 м» (излучает он, вероятно, киловатты). Пусть удастся подойти к самолету противника на 10 м. Конечно, это

огорчит администрацию аэродрома: ведь придется вызвать техников и заменить пару блоков на самолете. Обидится начальник охраны, станет вообще трудно подойти к самолетам, что тоже вызовет досаду — сразу бы положить в дипломат две мины МОН-50, формирующих направленное осколочное поле — не техников вызвали бы к тому самолету, а бульдозер.

И, наконец (лучше поздно, чем никогда!), появились и следующие признания [7.22]: «В последние годы в России были достигнуты серьезные успехи в разработке стационарных исследовательских генераторов, создающих высокие значения напряженности магнитного поля и максимального тока. Подобные генераторы могут послужить прообразом электромагнитной пушки, дальность действия которой может достигать *сотен метров* и более».

Впрочем, автор убежден, что неоправданные авансы и не слишком удачные первые попытки боевого применения ЭМО заслуживают снисходительного отношения: вспомним, что и после боя у Флескье проходили годы, бесспорно умные теоретики, такие как Фуллер, создавали для танков внешне логичную тактику, подобную морской, с «базами» и «эскадрами», но лишь через два с лишним десятилетия, когда машины повел в бой настоящий знаток — моложавый, с щеточкой усов генерал Хайнц Гудериан — оборона затрещала под их гусеницами, как скорлупа.

7.4. Литература

- 7.1. Прищепенко А. Б., Ахметов М. Г. Радиоэлектронное поражение в общевойсковой операции. *Военная мысль*, 1995, №2, с. 42–48.
- 7.2. Прищепенко А. Б. Электронный бой кораблей — бой будущего? *«Морской сборник»*, 1993 г., №7, с. 35–38.
- 7.3. Прищепенко А. Б. Новый вызов террористов — электромагнитный. *«Независимое военное обозрение»*, 2004 г., №42 (402), 5–11 ноября, с. 7.
- 7.4. Взрывные генераторы мощных импульсов электрического тока /Под ред. академика В. Фортова. — М.: Наука, 2002.
- 7.5. Прищепенко А. Б. Оружие уникальных возможностей. *«Независимое военное обозрение»* №26 (100), 17–23 июля 1998 г., с. 10.
- 7.6. Прищепенко А. Б. Электромагнитное оружие в бою будущего. *«Морской сборник»*, 1995, №3, с. 71–72.
- 7.7. *«Независимое военное обозрение»* №39, 2001, с. 6.

- 7.8. David A. Fulghum. Microwave Weapon Emerge. *Aviation Week and Space Technology*, 13 June 2005, pp. 1–3.
- 7.9. Прищепенко А. Б. Электромагнитное оружие: Аннибал у ворот. «Мир оружия», №2 (05), февраль 2005, с. 60–66.
- 7.10. Прищепенко А. Б. Невидимая смерть электроники. «Солдат удач», 1996, №3, с. 45–46.
- 7.11. Прищепенко А. Б. и Житников В. П. Электромагнитное оружие в противовоздушной обороне. «Вестник противовоздушной обороны», 1993 г., №7, с. 51–55.
- 7.12. Военно-промышленный курьер, 4, 2005.
- 7.13. Время новостей, 2004, №142.
- 7.14. «Независимое военное обозрение», 2005, №14.
- 7.15. А. С. Компанеец. Физико-химическая и релятивистская газодинамика. Сборник статей. — М.: Наука, 1977.
- 7.16. Прищепенко А. Б. Электромагнитный миф. «Независимое военное обозрение», 1999 г., №22 (145), 11–17 июня, с. 6.
- 7.17. «Независимое военное обозрение» №12 (237), 4–10 апреля 2003 г.
- 7.18. Defense News, 1992, v. 7, №15, p. 1.
- 7.19. Зарубежное военное обозрение, 1993 г. №8, с. 61.
- 7.20. Прищепенко А. Б. Принцип Одиссея. «Популярная механика», январь 2006, №1(39), с. 90–93.
- 7.21. Svenska Dagbladet, 1998, January 21.
- 7.22. В. Белоус. Войны станут невидимыми. «Независимое военное обозрение» №32 (490), 8–14 сентября 2006 г., с. 4.

8. Об авторе

Перевод из сборника «Jane's Infrastructure 2000»: Александр Прищепенко родился в Москве, Россия, 4 ноября 1948 года. Выпускник Московского инженерно-физического института 1972 г. Кандидатская степень по экспериментальной физике присвоена в 1984 г., докторская — в 1991 г. Член-корреспондент Академии военных наук России (с 1997 г.). Основные работы посвящены: нейтронным генераторам для ядерного оружия; боеприпасам объемного взрыва; ионной кинетике в плотных газах; электронике больших токов; взрывным источникам микроволнового излучения. В настоящее время — заместитель директора по науке предприятия «Сириус», Москва.

«...Более эффективным вариантом магнитной кумуляции является сферический, предложенный А. Б. Прищепенко. О его параметрах известно мало, но некоторые могут быть оценены из опубликованных фотографий. Это устройство вызывает особый интерес в связи со сложностями, связанными с формированием сходящейся строго в точку сферически-симметричной имплозии.

В июне 1994 года А. Б. Прищепенко опубликовал статью о классе устройств, названных устройствами прямого преобразования и представлявших взрывомагнитные генераторы с малоемкостными нагрузками, которые генерировали электромагнитное излучение в диапазоне частот от мегагерц до десятков гигагерц. Прищепенко назвал эти устройства электромагнитными боеприпасами (ЭМБП). Прямое преобразование предполагает отсутствие такого источника излучения, как виркатор, а энергия передается от взрывного устройства непосредственно антенне. Такие устройства имеют размеры от бейсбольного мяча до 105-мм артиллерийского снаряда. В статьях описаны несколько типов ЭМБП, некоторые из которых не имеют таких источников первичной энергии, как взрывомагнитные генераторы. Эти типы излучателей более подробно рассмотрены в главе 1...

Типы ЭМБП

Как отмечалось выше, существует несколько отличных друг от друга типов ЭМБП. Они образуют отдельный класс, поскольку используют энергию взрыва, генерируют электромагнитную энергию и объединены общностью применения. Для обозначения этих устройств используют названия, данные им Прищепенко, а именно:

- взрывомагнитный генератор частоты;
- имплозивный генератор частоты;
- цилиндрический ударно-волновой источник;
- сферический ударно-волновой источник;
- магнитогидродинамический источник;
- магнитогидродинамический генератор частоты;
- пьезоэлектрический генератор частоты;
- ферромагнитный генератор частоты;
- сверхпроводниковый формирователь волны магнитного поля».

L. L. Altgilbers, Marc D. J. Brown, Bucur M. Novac et al.
“Magnetocumulative Generators” Springer, NY, Berlin, Heidelberg, 1999.

«В 1994 году А. Б. Прищепенко представил доклад на конференции во французском городе Бордо. В докладе он описал боеприпасы с прямым преобразованием радиочастотной энергии. Эти устройства теперь часто называют «устройствами Прищепенко». Доклад привел к переклассификации электромагнитного оружия на устройства прямого преобразования и электронные... В соответствии со взглядами доктора Прищепенко, и эффекты воздействия радиочастотных излучений на цели должны классифицироваться в зависимости от того, какое влияние они оказывают на выполнение целью боевой задачи. Компьютерами систем оружия информация обрабатывается циклично и, по Прищепенко, временное ослепление случается, когда нарушается функционирование в течение немногих таких циклов. Такой эффект от короткого одиночного воздействия не оказывается фатальным образом на функционировании головки самонаведения ракеты, поскольку она вновь может захватить цель, но последовательность подобных эффектов может и не позволить ей сделать это. Доктор Прищепенко ввел также понятие временного ослепления, при котором возможность цели выполнить боевую задачу сводится к минимуму». Jane's Unconventional Weapons Handbook, 2000, pp. 243, 257.

«Доклад доктора Прищепенко «Радиочастотное оружие на поле боя будущего» вызвал панику среди западных экспертов. Стал веро-

ятным кошмарный сценарий высокотехнологичной войны, в которой связь, радары, компьютеры в системах оружия будут выведены из строя, что приведет к полной беззащитности... Только через полтора десятилетия появились британские аналоги электромагнитных боеприпасов. За «веселую демонстрацию боеприпаса, пригодного для доставки 155-мм снарядами и ракетами», его создатели получили в 2000 году Золотую премию». *The Daily Telegraph, December 27, 2000.*

«Научное сообщество обеспокоено лидерством советских ученых в радиочастотных оружейных технологиях. Обеспокоенность возросла, когда генерал Лоборев... представил в Бордо доклад. В этом докладе доктор Прищепенко, русский изобретатель семейства компактных радиочастотных боеприпасов, описал их применение по различным целям, включая мины, противокорабельные ракеты и системы связи». *Dr. Ira Merritt's Prepared Statement. Missile Defense Space Tech Center. US House of Representatives Joint Economic Committee Hearing. Radio Frequency Weapons and Proliferation: Impact on the Economy. Wednesday, February 25, 1998.*

«Обеспокоенность Запада возросла, когда в 1994 году генерал Лоборев, начальник центрального физико-технического института, представил доклад А. Б. Прищепенко о применении оружия на основе взрывных источников излучения». *Directed Energy and Fleet Defense: by William J. McCarthy, Captain, the US Navy.*

«Насколько нам известно, до этого нигде не было ничего похожего» — заявил представитель разведки... Американская разведка присвоила новому русскому оружию названия «пивные банки» или «шестерки треф», потому что устройства напоминали по размерам пивные банки и всегда имели маркировки в виде этой игральной карты. Дальнейшее изучение было поручено спрингфилдскому центру Управления ядерных исследований министерства обороны и 21 мая 1996 года Джерри Карп, старший представитель Управления, провел подробный брифинг для своих коллег и представителей разведки.» *The Next World War by James Adams. Simon & Schuster, New York, 1998, p. 150.*

«Впрочем, самоуверенность американцев по поводу их неоспоримого лидерства в создании оружия для информационных войн сильно поубавилась, когда летом 1996 года им в руки попала российская брошюра, рекламирующая устройство размером с пивную

банку, которое при взрыве разрушает компьютеры, радары и средства радиосвязи. Ничего подобного на Западе не знали...

... Москва была далеко впереди Вашингтона в разработке портативных зарядов электромагнитного действия!

Две-три такие «пивные банки» способны «ослепить» крупный аэропорт, превратив его затем в готовую декорацию для фильма ужасов. А в глубоко засекреченных арсеналах информационных войн наверняка ждет своего часа оружие посерьезнее. Его разработчики активно ведут Китай, Индия, Пакистан. И что особенно страшит США — Иран, Ирак и Ливия.» **Комсомольская правда, 16 декабря 1998 г.**

«Доставка ЭМО к цели возможна также с помощью специальных снарядов. Электромагнитный боеприпас среднего калибра (100–120 мм) при срабатывании формирует импульс излучения длительностью в несколько микросекунд со средней мощностью в десятки мегаватт и пиковой — в сотни раз больше. Излучение — изотропное, способное на расстоянии 6–10 м подорвать детонатор, а на расстоянии до 50 м — вывести из строя систему опознавания «свой-чужой», блокировать пуск зенитной управляемой ракеты из переносного зенитно-ракетного комплекса, временно или окончательно вывести из строя неконтактные противотанковые магнитные мины [Прищепенко А. Электромагнитное оружие в бою будущего, Морской сборник, 1995; № 3]. **Электроника, 1999, №6, с. 44.**

«Оружие, созданное на основе ранее не используемых физических принципов, привлекает особое внимание военных, поскольку сулит большие преимущества тем, кто внедрит новшества первым. Вместе с тем физика ставит весьма существенные ограничения на пути создания микроволнового оружия, действующего вблизи земной поверхности. О них, в частности, достаточно подробно написал Александр Прищепенко («НВО» №26 за 1998 г.). Напомним один из его выводов: на пути создания микроволновых генераторов стоит фундаментальный барьер — при повышении мощности выше определенного предела происходит электрический пробой воздуха и вся энергия расходуется на создание плазмы.» **Независимое военное обозрение, 2001, 13-19 апреля, №13(235), с. 6.**

В печати опубликованы сообщения о создании в России опытных образцов ЭМИ-оружия в виде реактивных гранат, предназначенных для электромагнитного подавления системы активной защиты танка. В России уже имеются экспериментальные образцы 100-мм и 130-мм

электромагнитных снарядов, 40-мм, 105-мм и 125-мм реактивных электромагнитных гранат, 122-мм электромагнитных боевых частей неуправляемых ракет [Прищепенко А., Житников В., Третьяков Д. «Атропус» означает «Неотвратимая». Армейский сборник, 1998, №2]. В. Слюсар. «Генераторы сверхмощных электромагнитных импульсов в информационных войнах». Электроника: Наука. Технология. Бизнес. №5, 2002.

Из многих источников известно, что боевые части РЧЭМИ разработаны для американских крылатых ракет ALCM BBC, «Томахок» BMC и новейшей JASSM. В релизе на Парижском авиасалоне 2005 г. Европейское агентство космических и оборонных исследований представило планы РЧЭМИ варианта крылатой ракеты «Таурус», оснащенной несмертельными средствами для временного вывода из строя информационных и энергетических систем противника.

Кроме Германии, России и США, РЧЭМИ-оружие изучается во Франции и Великобритании. Франко-германским институтом Сен-Луи разрабатывается технология артиллерийских РЧЭМИ-снарядов. В 2002 году сообщалось, что французское министерство обороны, вероятно, уже располагает боевыми частями РЧЭМИ для крылатых ракет «Скалп» и управляемых авиабомб A2SM, которые будут готовы к применению с 2005 года и представляют новое поколение французского интеллектуального оружия.

MBDA изучает возможность оснащения боевыми частями РЧЭМИ крылатых ракет «Сторм Шэдоу»...

Многие догадки о РЧЭМИ-оружии основываются на сообщениях о полевых испытаниях, проведенных в России. В июне 1997 года команде американских специалистов по измерениям удалось наблюдать в России испытания взрывных источников РЧЭМИ, но большую часть их аппаратуры им было запрещено доставить на полигон. В широко цитируемой статье, опубликованной в 2000 году полковником Эйлин Уоллин, бывшим директором программ изучения РЧЭМИ в BBC США, высказано предположение, что трехсоткилограммовый боеприпас РЧЭМИ будет иметь «минимальный радиус поражения» в 200 метров, но не уточнены эффекты такого поражения и стойкость целей.

Главными трудностями на пути применения РЧЭМИ-оружия являются не столько технологические, сколько военные. 900-килограммовая боевая часть РЧЭМИ будет не совсем «несмертельной», и, если взрывчатые вещества все же применяются, то прямое попадание обычной ракеты класса «воздух-земля», во всяком случае, обес-

печивает наглядное свидетельство, что, например, радар противника выведен из строя. Таким образом, большой проблемой является поиск для РЧЭМИ-оружия таких боевых задач, которые не могут быть выполнены другими системами.

...Применение РЧЭМИ-оружия направленного действия вряд ли может рассматриваться для задач, которые — хорошо или плохо — все же выполняются современным обычным оружием, его надо применять в задачах, выполнение которых иными средствами связано с большими затратами или риском. *Jane's Defense Weekly, 30 August 2006, p. 24.*

«Задумывая эту книгу, я решил попытаться рассказать о тех, чья роль в развитии взрывной техники получения мощных импульсов электромагнитной энергии была значительной. Чтобы понять, с какими трудностями связана деятельность в этой области, нужно принять во внимание не только опасности, связанные с взрывными работами и одновременно — с очень высокими электрическими напряжениями, но также и опасности, связанные с политикой. В этой главе мое внимание сосредоточилось на личности, внесшей свой вклад не только в решение научных проблем, но также и в прикладные вопросы. Поскольку именно его работы были первыми, где описано применение взрывного преобразования энергии в боеприпасах, этот человек по праву может считаться «отцом электромагнитной бомбы». Его зовут Александр Борисович Прищепенко.» *The Pulsed Power by Larry Lee Altgilbers, NY, Springer, 2007.*



Автор книги — Александр Борисович Прищепенко, доктор технических наук, член-корреспондент Академии военных наук России (с 1997 г.); долгое время возглавлял лабораторию боеприпасов специального назначения в ЦНИИ химии и механики. В настоящее время — заместитель директора по научной работе Научно-исследовательского и испытательного радиотехнического центра «Сириус» (г. Москва). Основные работы посвящены нейтронным генераторам для ядерного оружия, боеприпасам объемного взрыва, ионной кинетике в плотных газах, электронике больших токов, взрывным источникам СВЧ-излучения. Помимо научных исследований, А. Б. Прищепенко интересуется вопросами военной истории, в частности — историей Второй мировой войны на Тихоокеанском театре военных действий. Побывав в служебных командировках в США, на островах Тихого океана, в Китае, Корее и на Тайване, опубликовал в 2005–2006 гг. в журнале «Мир оружия» серию статей об этой малоизвестной российскому читателю войне.

ISBN 978-5-94774-726-3

A standard linear barcode representing the ISBN 978-5-94774-726-3.

9 785947 747263