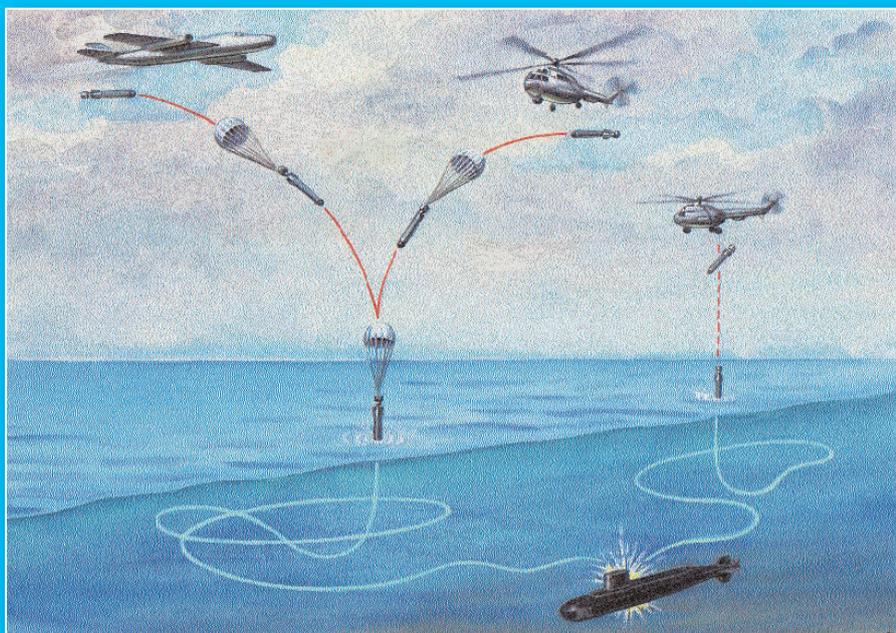


ПРОТИВОЛОДОЧНЫЕ ПОДВОДНЫЕ РАКЕТЫ

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ И ИСТОРИЯ СОЗДАНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ СИСТЕМ НАВЕДЕНИЯ



Научные редакторы:

А.В. Минаев, Ю.М. Романовский, О.В. Руденко

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ
МОСКОВСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА
имени М.В. ЛОМОНОСОВА

ЦЕНТРАЛЬНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ИНСТИТУТ АВТОМАТИКИ И ГИДРАВЛИКИ

ПРОТИВОЛОДОЧНЫЕ ПОДВОДНЫЕ РАКЕТЫ

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ И ИСТОРИЯ
СОЗДАНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ СИСТЕМ НАВЕДЕНИЯ

*Печатается по постановлению
Ученого Совета физического факультета*

*Научные редакторы:
А.В. Минаев, Ю.М. Романовский, О.В. Руденко*

*Ответственный редактор
М.А. Коршунов*

*Издательство Физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова
2011*

УДК 534.8
ББК 22.25

**ПРОТИВОЛОДОЧНЫЕ ПОДВОДНЫЕ РАКЕТЫ. Физические проблемы и история создания акустических систем наведения. Научные редакторы: А.В. Минаев, Ю.М. Романовский, О.В. Руденко. Ответственный редактор: М.А. Коршунов. – М.: Издательство Физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова, 2011. – 208 с.
ISBN 978-5-8279-0096-2**

Монография посвящена проблеме создания самонаводящихся подводных противолодочных ракет. Эта задача является примером решения одной из трудных проблем фундаментальной физики, точнее – нелинейной акустики, с выходом на уровень прикладной физики и инженерной практики. Эти решения получены около пятидесяти лет назад физиками ЦНИИ АГ и МГУ, но не потеряли своей актуальности и сегодня.

Материалы монографии могут использоваться в сегодняшней инженерной практике и в педагогическом процессе вузов физико-математического и инженерного профиля.

Коллектив авторов: Б.М. Гуськов, А.В. Минаев, А.Е. Орданович, Ю.С. Рендель, Ю.М. Романовский, О.В. Руденко, Н.В. Степанова, С.П. Стрелков, В.И. Трухин, Д.Е. Хаминов, Л.А. Шенявский, В.И. Шмальгаузен.

ISBN 978-5-8279-0096-2

© Коллектив авторов, 2011 г.

© Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 2011 г.

СОДЕРЖАНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ.....4

ЧАСТЬ I

История создания первой подводной
противолодочной самонаводящейся ракеты9

ЧАСТЬ II

Факсимиле монографии
“Вопросы шумообразования подводных ракет
в приложении к задачам самонаведения”23

ЧАСТЬ III

Послесловие.....181

Предисловие

Летом 1945 г. в США была испытана на полигоне первая атомная бомба. А уже 6 и 9 августа она была применена в войне против Японии. При этом были полностью уничтожены города Хиросима и Нагасаки. Менее чем через месяц Япония капитулировала, а человечество ясно осознало, что использование атомного оружия в войне ставит под сомнение само существование цивилизации.

Оставалась нерешенной проблема доставки атомного оружия к вероятному противнику. Ракеты в те времена имели радиус действия до 1000 км, и использование их в войне против СССР было невозможно. Существовало несколько путей решения этой проблемы.

1. Повысить радиус действия ракет — сделать их межконтинентальными.
2. Создать подводные лодки с атомными двигателями и оснастить их имеющимися ракетами с атомными зарядами, имея в виду, что благодаря энергетическому потенциалу атомных подводных лодок (ПЛ) высокая скорость делала их неуязвимыми для самонаводящихся торпед нашего ВМФ. Следовательно, они могли осуществлять боевое дежурство вблизи наших берегов. Оснащение глубинных бомб атомными зарядами и их применение против ПЛ практически могло привести к атомной войне, что было совершенно неприемлемым.
3. Создать межконтинентальные бомбардировщики с атомными ракетами на борту. Это и было сделано, но оказалось недостаточно эффективным ввиду хорошего состояния ПВО нашей страны.

Решающим для борьбы против ПЛ оказался вопрос о существенном (в несколько раз) повышении скорости подводного оружия, то есть создание подводных ракет с системой самонаведения, оснащенных боевой частью с обычным взрывчатыми веществами. Их создание исключало бы возможность для атомных ПЛ противника, которые в середине 50-х годов уже появились, барражировать вблизи наших берегов, и, следовательно, сделало бы территорию СССР недоступной для их ракет.

Собственно, еще в 1952 г. была создана первая подводная несамонаводящаяся ракета РАТ-52, но ее использование оказалось неэффективным. Вскоре ракета РАТ-52 оказалась не у дел. Однако, опыт работы с ней подтвердил соображения об огромном уровне гидроакустического шума, генерируемого реактивной струей в воде. Этот недостаток, с одной стороны, делал невозможным создание системы самонаведения. С другой стороны, высокий уровень шума гарантировал пеленгацию ракеты акустической системой ПЛ и, следовательно, возможность ее отклонения от курса ракеты.

Так сформировался тезис о необходимости на фундаментальном научном уровне обсудить вопрос о генерировании шума реактивного двигателя под водой и найти способ его радикального снижения. Эта проблема представляла собой пример постановки задачи фундаментальной физики, а точнее, нелинейной акустики, решение которой сводило бы ее на уровень прикладной физики и инженерной практики.

Скажем, несколько забегаая вперед, что эта задача была решена с участием физиков Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова. История этого вопроса изложена в первой главе монографии «Советская военная мощь». — Москва:

Издательский дом «Оружие и технологии», изданную в 2010 г. к 65-летию Победы в Великой отечественной войне. Первое издание этой книги вышло в 1999 году и в 2001 году было удостоено Премии Правительства РФ [1,2].

Новые «бесшумные» и скоростные ракеты были в конце концов созданы учеными и конструкторами СССР. В результате иностранные ПЛ ушли от наших берегов и лишились возможности угрожать нам ядерным ударом. И это – одна из причин разрядки напряженности 60-х годов. Затем, правда, появились и у нас и в США ракеты межконтинентальной дальности (МБР), как со стационарным стартом, так и стартом с ПЛ. Обе стороны оказались доступными для МБР друг друга. В результате в 1973 г. был подписан бессрочный договор о «несоздании» систем противоракетной обороны. (Смотри в монографиях [1,2] главу 2, написанную известнейшим Российским дипломатом Г.М. Корниенко, Героем социалистического труда). К глубокому сожалению этот «бессрочный» договор в 2003 году был отменен США в одностороннем порядке. Будем надеяться, что новые руководители России и США найдут политическое решение, обеспечивающее мир на долгие десятилетия, или, что еще лучше – решения, которые сделают атомную войну невозможной.

Первая часть книги представляет собой параграф из статьи А.В. Минаева в монографии [1,2].

Во второй части книги воспроизводится факсимиле монографии «Шумы подводных ракет в приложении к задачам самонаведения», написанной более сорока лет назад физиками и инженерами ЦНИИАГ и МГУ под грифом «Совершенно секретно». (Редакторы – профессора А.В. Минаев и С.П. Стрелков, авторы – выпускники физического факультета МГУ и указаны

на обложке факсимильного издания и в оглавлении настоящей книги). Комиссия ЦНИИАГ и МГУ в 2010 году сняла этот гриф, что делает возможным использование материалов этой книги в научной практике и педагогическом процессе.

В конце книги в части третьей помещено Послесловие, в котором отражена роль акустики в фундаментальной и прикладной физике и роль российских ученых и, в частности, ученых физического факультета Московского государственного университета в этой области науки.

Послесловие написано профессорами А.В. Минаевым, Ю.М. Романовским, О.В. Руденко и В.И. Трухиным

Редакторы выражают самую глубокую признательность руководителям ЦНИИ автоматике и гидравлики Виктору Леонидовичу Солунину и Борису Георгиевичу Гурскому и руководителям физического факультета МГУ декану Владимиру Ильичу Трухину, заместителю декана Николаю Николаевичу Сысоеву, заведующему кафедрой общей физики и волновых процессов Владимиру Анатольевичу Макарову за всестороннюю поддержку издания настоящей книги.

Мы также благодарим за помощь, которую оказали В.Б. Волошинов, В.Н. Задков, А.А. Карабутов, А.В. Козарь, Н.В. Нетребко, Л.И. Пентегова, В.Б. Смирнов, А.С. Чиркин, В.И. Шмальгаузен, О.В. Салецкая на разных этапах работы над книгой.

Особо отметим вклад в работу над дизайном книги М.А. Коршунова.

*Научные редакторы:
А.В. Минаев, Ю.М. Романовский, О.В. Руденко*

ЧАСТЬ I

История создания первой
подводной противолодочной
самонаводящейся ракеты



**АЛЕКСАНДР
ВАСИЛЬЕВИЧ
МИНАЕВ**

Крупный ученый в области систем самонаведения и управления летательных аппаратов, доктор технических наук, лауреат Государственной премии СССР (1971 г) и Премии правительства Российской Федерации (2000 г), автор более 170 научных трудов, в том числе монографий, 47 изобретений. Родился в 1930 г в Архангельске. В 1953 г окончил физический факультет, в 1957 г. — аспирантуру Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова. С 1957 г работал в НИИ-1 Миноборонпрома СССР (ныне — Московский институт теплотехники). В 1958 г. им открыт эффект самоэкранировки акустических шумов газовой сверхзвуковой струи, истекающей из сопла реактивного порохового двигателя в воду. Этот эффект явился физической основой создания нового направления в оборонной технике — подводных самонаводящихся противолодочных ракет.

В 1962 г. назначен в ЦНИИ автоматики и гидравлики главным конструктором акустической головки самонаведения противолодочной ракеты.

После сдачи этой ракеты на вооружение в 1970 — 1982 гг. А.В. Минаев руководит работами по созданию систем самонаведения баллистических ракет с целью радикального повышения их точности, по акустическим проблемам телеуправляемого противолодочного оружия.

В 1982 г. А.В. Минаев переведен в Комиссию Президиума Совета Министров СССР по военно-промышленным вопросам (ВПК) руководителем Сектора приборостроения ракетно-космической техники.

В этот период при его участии были решены важнейшие государственные задачи – созданы межконтинентальные баллистические ракеты, стойкие к поражающим факторам ядерного взрыва в космосе, создана мобильная автоматизированная система управления ракетными войсками стратегического назначения.

В настоящее время главный научный сотрудник ЦНИИ АГ, почетный академик Российской академии ракетных и артиллерийских наук.

А.В. Минаев является редактором и руководителем авторского коллектива монографии «Советская военная мощь от Сталина до Горбачева», изданной в 1999 и 2009 годах (см. [1,2] в Послесловии), также «Энциклопедии ВПК» (2005 г.)

История создания первой подводной* противолодочной самонаводящейся ракеты

В апреле 1957 г. после окончания аспирантуры физического факультета МГУ я был направлен для работы в НИИ-1 Министерства оборонной промышленности СССР (тогда Госкомитет по оборонной технике — ГКОТ). Диссертация моя была посвящена распространению звука в океане на расстояниях много больших, чем его глубина. Основная теоретическая и экспериментальная часть работы была выполнена, в том числе в натурных условиях на Черном море, и теперь я просто оформлял результаты и готовил их к печати. Так как в работе были получены результаты, которые могли бы использоваться в ВМФ, ей был присвоен гриф секретности. Работал я один в небольшой комнате на кафедре акустики, а когда выходил из нее, должен был сдавать диссертацию в 1-й отдел, а потом забирать ее снова. Так полагалось делать и во время обеденного перерыва. Однажды — где-то в феврале 1957 г. — я решил сэкономить время и, не сдав диссертации секретчикам, ушел обедать. Через полчаса, когда я вернулся, у моей комнаты собралась целая комиссия во главе с начальником 1-го отдела Н.Ф.Турьянской. Мне было объявлено, что за нарушение секретного делопроизводства допуска к секретной работе меня лишают, диссертацию забирают в секретный отдел, а я могу заниматься чем угодно, но своей диссертации мне больше не видать. И это за месяц-полтора до защиты! Кто же так меня подвел? До сих пор не догадываюсь.

Одним словом, раз о защите нет и речи, то нужно срочно искать место работы. Положение осложнялось еще тем, что мы с женой и двухлетним сыном снимали комнату и нам нужна была и квартира. Друзья посоветовали пойти в крупный научно-исследовательский оборонный институт, где мои проблемы, если я им действительно нужен, могли бы решить. Назвали и сам институт — НИИ-1 Миноборонпрома**, расположенный за ВДНХ, на Березовой аллее, и директора — С.Я.Бодрова. Дали и телефон. Звоню и говорю секретарше: «Я аспирант физического факультета МГУ. В апреле кончается мой аспирантский срок. Мне кажется, что мы с моим другом Ю.Пашиным, который оканчивает аспирантуру на кафедре колебаний, могли бы быть полезными у вас. Соедините меня, пожалуйста, с директором». Я ждал чего угодно: она бросит трубку и вообще захочет узнать, откуда у меня телефон директора НИИ-1, и еще чего-нибудь пострашнее. Вместо этого ласковое: «Сейчас у Сергея Яковлевича главный инженер. Как только он освободится, я Вас с ним соединю. Какой у Вас телефон?» Вот тебе раз! Я звоню с кафедрального телефона, который обслуживает 40–50 человек, но я бодро называю этот номер и решаюсь ждать звонка, каждый раз снимая трубку, даже если это звонят не мне, и громко заявляя в телефон: «Минаев». Через 5–7 звонков, когда я подзывал к телефону разных своих коллег по кафедре, вдруг в трубке знакомый женский голос: «Александр Васильевич?» «Да». «Я соединяю Вас с Сергеем Яковлевичем!»

Нужно сказать, что С.Я.Бодров, директор НИИ-1 МОП и генерал, был одним из наиболее авторитетных в оборонной промышленности людей. Я еще никогда не говорил с «таким важным лицом». Но я не знал тогда, что

* Глава из книги [1, 1]

** В настоящее время «Московский институт теплотехники»

он еще и очень хороший человек, спасший многих от репрессий в недалекие сталинские годы. Я слышу в трубке: «Александр Васильевич, здравствуйте. Мне говорят, Вы с приятелем – физики, аспиранты. Нам квалифицированные люди очень нужны. Не могли бы Вы вместе приехать ко мне послезавтра в 8 часов утра. Можете? Отлично. Я вас жду. Пропуск на вас будет в центральной проходной. До свиданья».

Вот уж не ожидал. Может, он еще и не сделает ничего, да и решить мои проблемы не просто – допуска нет, еще и квартиру прошу. А опыта работы на оборонном предприятии – никакого. Но тон разговора – вежливый, даже дружеский – настраивал на хорошие мысли. Ехать оказалось очень далеко и неудобно. На метро до «Ботанического сада» (сейчас «Проспект мира»), там на троллейбусе до ВДНХ. Оттуда автобусом еще минут 20 до Отрадного проезда. Одним словом, через 2,5 часа, но за полчаса до встречи мы с Ю.Н.Пашиным (он теперь декан физического факультета МГПУ) были у центральной проходной НИИ-1 – одноэтажного невзрачного здания еще дореволюционной постройки. В 7 час. 45 мин. появился мужчина, который представился как заместитель директора по кадрам, провел нас к С.Я.Бодрову, но на беседу не остался.

С.Я.Бодров оказался человеком лет пятидесяти, в гражданской одежде, с живыми и внимательными глазами. Каждый из нас рассказал ему о роде наших занятий, и в кабинет были приглашены еще двое наших возможных начальников: Ю.Пашину – Э.Н.Кашерининов, а мне – В.В.Гужков. Разговаривать было интересно. Чувствовалась заинтересованность, интеллигентность, умение слушать. Узнав, что моя тема – гидроакустика моря, решили, что я в отделе В.В.Гужкова займусь проблемой борьбы с атомными подводными лодками. Уже около двух лет как появились и уже ходили по морям-океанам американские атомные подводные лодки «Наутилус» и «Си вульф», абсолютно неуязвимые, с ядерными ракетами на борту. Проблема показалась мне захватывающей, очень нужной, и я согласился тут же в кабинете. Ю.Пашину предложено было заниматься самонаводящимися противотанковыми ракетами. Так как квартиры нужны были нам обоим (у Ю.Пашина было аналогичное положение), то мы попросили рассказать о возможности получения жилплощади. Директор сказал, что «с этим трудно, но если вы поможете нам, то и мы вам поможем. Через 1–2 года получите жилье». Это был небывалый успех!

Теперь я боялся одного: когда я расскажу, что у меня отобрали допуск к секретной работе, вся договоренность сорвется – в Университете вокруг этого было очень много шума. Я как на духу рассказал всю мою историю. Тогда появился еще один участник – заместитель по кадрам, который нас провожал к директору. Пришлось ему гораздо подробнее рассказать и содержание диссертации, и всю историю с моим «обедом». Его ответ: «Если ребята нам нужны, я этот вопрос решу».

Так в апреле 1957 г. я начал работать в отделе № 3 НИИ-1 под начальством В.В.Гужкова. Руководителем группы у меня был В.А.Солоноуц – опытный, грамотный специалист по реактивным двигателям (он и сейчас там же работает).

Проблема поражения атомных ПЛ осложнялась в основном их высокими скоростными характеристиками. Торпеды просто не могли их догнать. Легко доказать, что даже если торпеда идет поперек траектории ПЛ, то при скорости торпеды $V_t < V_{пл}$ ПЛ остается непораженной. Нужно было в несколько раз поднять скорость подводного хода поражающего ПЛ снаряда. Было очевидно, что таким снарядом могла бы быть ракета, подводная ракета. Но так как ракета должна была быть самонаводящейся, то главным становился вопрос акустического влияния реактивного двигателя на акустическую систему самонаведения. Классическая акустика давала здесь однозначно отрицательный ответ: шум, генерируемый газовой сверхзвуковой струей, истекающей из сопла реактивного двигателя в окружающую среду, пропорционален волновому сопротивлению этой среды. Никто не был в восторге от шума наших реактивных самолетов (тогда только что появился пассажирский самолет Ту-104), а если учесть, что плотность воды в 1000 раз больше, чем плотность воздуха, а скорость звука в 5 раз больше в воде, то шум подводного реактивного двигателя возрастал в воде в 5000 раз, т.е. такая ракета будет «глухой» навсегда, зато противник будет знать об атаке с самого ее начала. Задача казалась неразрешимой.

Тут я засел за почти забытые акустические задачи взаимодействия различных тел. Прочел довольно свежую 1953 г. работу Шлихтинга о шумах реактивных струй, истекающих в газ. Там, в частности, утверждалось, что шум реактивной струи пропорционален волновому сопротивлению внешней среды и, в частности, на больших высотах, где плотность воздуха мала, он быстро падает, что и наблюдается экспериментально. Работа Шлихтинга была классической: там были точная теория, достоверный эксперимент с холодными и горячими струями, корректное сопоставление результатов различных авторов и вывод, вывод для нашего направления — подводного — обескураживающий. Впрочем, разумеется, вывода в работе Шлихтинга не было: ведь она была посвящена обычным ракетам, действующим в воздухе и в космосе. Годились эти результаты и для реактивной авиации. О ракетах под водой Шлихтинг не задумывался. Но из его уравнений, примененных к водной среде, вывод о невозможности создания подводной самонаводящейся (с акустической системой наведения) ракеты следовал однозначно. Было от чего в отчаянье прийти! Но несколько позже пришла новая мысль — ведь классики занимались однофазной средой — газ истек в газ, а в нашем случае в принципе мы имеем две фазы: газ — вода. Поищем в этой «мутной среде».

Были заново написаны все уравнения генерации звука при истечении раскаленной пороховой газовой струи в воду. Они казались совершенно неподъемными. Ведь и классикам для более простого случая понадобился не один год для их решения. Но в НИИ-1 были прекрасные специалисты и были первые ЭВМ (размером в несколько больших комнат!). С помощью этой «тяжелой артиллерии» уравнения были решены и было показано, что должно существовать принципиально новое явление. Суть его в том, что только первые порции газа, истекающие из сопла, сталкиваются непосредственно с водой, что и обуславливает высокий уровень шума в первые 8–10 миллисекунд процесса. Дальнейшее истечение происходит в газопаровую каверну, образующуюся вблизи сопла, шум падает, и возникает «эфф́ект самоэкранировки шумов реактивной газовой

сверхзвуковой струи, истекающей в воду». Теория показала, что этот «эффект самоэкранировки» определяется коэффициентом $(\rho_r/\rho_b)^2$, стоящим перед выражением интегральной акустической мощности, генерируемой газовой струей в воде (здесь плотность газа $\rho_r=10^{-4}$ г/см³, плотность воды $\rho_b=1$ г/см³, $(\rho_r/\rho_b)^2=10^{-8}$). Шум падает на восемь порядков! Двигатель под водой работает бесшумно! Правда наступает этот эффект в довольно жестком интервале условий, включающих, в частности, давление газов в камере сгорания, диаметр сопла, состав газа, давление наружное (т.е. глубина ракеты). Но это были уже конструкторские параметры, которые легко было, конечно, зная теорию, соблюсти.

Пошли к директору. Он поздравил нас, но сказал, что нужно, чтобы, прежде чем запускать опытно-конструкторскую работу, результаты бы подтвердил наш военно-морской куратор — НИИ-3 ВМФ (г. Ленинград) — огромный и очень квалифицированный институт, в составе которого имелся акустический отдел, возглавляемый капитаном 1 ранга профессором В.М.Шахновичем. Я прислал ему все материалы секретной почтой, а сам прилетел на Ту-104 налегке — с несекретными исходными уравнениями и некоторыми важными промежуточными результатами. Валерий Моисеевич Шахнович — полная противоположность С.Я.Бодрову. Самоуверенный, знающий офицер и ученый, он привык во всем полагаться на авторитеты. Наше «открытие» его даже не заинтересовало. Он без обиняков заявил, что Шлихтингу верит больше, чем Минаеву, и говорить больше не о чем. Когда я возразил, сказав, что Шлихтинг имел дело с однофазной средой, а мы — с двухфазной, что наши уравнения — более общие и вырождаются в классические уравнения Шлихтинга, если окружающая среда — воздух, а не вода. «Тогда, значит, Вы утверждаете, что уравнения Шлихтинга — это частный случай Ваших результатов? Но это же несерьезно». На мои слова, чтобы мы вместе занялись анализом результатов по существу, В.М.Шахнович заявил, что наш результат противоречит классической теории, а потому ошибочен. Идти в этих условиях к начальнику НИИ-3 мне показалось нецелесообразным, и я в тот же день явился к С.Я.Бодрову и доложил о позиции НИИ-3. К моему удивлению, он расхохотался, вызвал В.В.Гужкова и В.А.Солоноуца и приказал оперативно провести натурный морской эксперимент, который подтвердит или опровергнет наши результаты. «На заднем дворе, в ангаре десятки пороховых двигателей с различной тягой, выбирайте любые — и к морю», — сказал Бод-

Фото Н.А. Махмудова



Группа ветеранов ЦНИИ автоматики и гидравлики (ЦНИИ-173) Минобороныпрома СССР. Справа налево: В.Б.Кобельков, З.М.Персиц, А.В.Минаев, В.А.Павельев, Д.В.Хамипов, Н.Д.Киршова, Н.М.Гриненко, В.Г.Поникарова, В.В.Соколова, В.А.Судакова, Т.В.Виноградова, В.В.Буров, Е.А.Безрукова, Т.А.Алексеева, В.Б.Комиссаров, И.М.Чернышева, А.В.Андреев, В.В.Нестеров

ров. Через неделю по письму НИИ-1 была подписана начальником штаба ВМФ директива, предписывающая Черноморскому флоту провести вместе с НИИ-1 МОП этот эксперимент. Двигатели и акустическая аппаратура были погружены на грузовики, нам дали охрану, и через пару дней все это хозяйство было в Феодосии, на специально для нас выделенном корабле с прекрасной акустической аппаратурой — «ГКС-17». К этому времени — лето-осень 1958 г. — в НИИ-1 я пригласил своего однокурсника Б.М.Гуськова, тоже выпускника физического факультета МГУ, который с 1953 г. работал в Акустическом институте АН СССР. С нами была группа из 4–6 инженеров-конструкторов и радиоинженеров. Двигатель (соплом вверх) на специальном кольце закреплялся на борту корабля с помощью швартового троса, к нему подводился пиропатрон для запуска, и двигатель спускался на заданную глубину. С противоположного борта на ту же глубину опускался широкополосный гидрофон с довольно совершенной акустической измерительной системой. Двигатели были разные — с тягой от 0,2 т до 20 т. Были опасения, что такой мощный двигатель, креня корабль в сторону своего борта, может ведь и опрокинуть его. Расчеты, правда, показывали, что этого не должно случиться. Но это расчеты...

И вот ясным августовским утром 1958 г. корабль «ГКС-17» вышел в море на достаточно глубокое место — чтобы исключить влияние дна. Впрочем, Черное море глубоководное, и мы были на расстоянии 20–25 км от берега. «На всякий случай» нас сопровождал еще один корабль — «спасатель». Один из двигателей с тягой 0,5 т был опущен на глубину 20 м, гидрофоны приведены в рабочее состояние, осталось подать команду «включить двигатель». Тогда подобные эксперименты проводились комиссиями, я в данном случае был председателем, и команда должна была исходить от меня. В течение моей 50-летней работы в оборонной промышленности таких моментов было много, но этот был первым. Случайности не были исключены полностью. Мог просто под влиянием тяги двигателя опрокинуться корабль (ведь всего 600 т водоизмещение!), мог взорваться двигатель... На всякий случай я просил командира корабля весь экипаж, кроме трех дежурных акустиков у пультов собрать на верхней палубе (на случай, если придется мгновенно покинуть корабль). И вот команда: «Реактивный двигатель включить!» Швартовый трос толщиной в руку натягивается как струна, корабль кренится, но не опрокидывается, но главное — нет шума. Первый взрыв ликования я гашу, потому что помню про гидрофоны, — а что покажут они. Все самописцы пишут нули, но ведь введены аттенюаторы. Пока работает двигатель, мы успеваем повысить чувствительность гидрофонов до максимума, и стрелки самописцев едва вздрогнули и записали что-то. Оказалось — 0,2 бара.

Полный успех! Столь ничтожный шум получен на двигателе, не специально созданном для этой задачи, а вообще достаточно случайном! Когда подготовили следующий двигатель с тягой 1,5 т, я просил опустить с кормы небольшую лесенку в воду. Поручив командиру корабля отдать необходимые приказания, я надел подводную маску (тогда они вошли в моду) и опустился по лесенке на 2–3 м в воду. Я увидел все: и первый короткий прямой удар газовой струи о воду, мгновенное образование красно-синей каверны размером 5–10 м³, и сине-красное безмолвное пламя реактивного двигателя (сопло, как я уже говорил, было направлено вверх). Акустический ре-

зультат тот же, несмотря на втрое возросшую тягу. Вывод: мы, возможно, фиксируем не шум двигателя, а шорох троса, трущегося о корпус корабля. А шума двигателя мы так и не смогли в этот день зафиксировать!

Через 2–3 дня, основательно повысив чувствительность всего акустического тракта, мы возобновили опыты. Были получены спектры шумов реактивных пороховых двигателей с различными характеристиками. Теорией предсказывался некрутой экстремум шума в функции глубины погружения. Этот экстремум также удалось наблюдать. Недели через три-четыре мы закончили первичную обработку результатов. Интегральный уровень шумов подводных двигателей находился на пределе чувствительности нашей аппаратуры и для самых больших двигателей не превышал 0,1–0,2 бара. Это был успех! Мы отправили шифровку в Москву Бодрову, дождались ответной телеграммы и получили задание привезти результаты в НИИ-1 и доложить на Научно-техническом совете (НТС) института.

После лабораторной обработки, дополнительной шлифовки теории в сентябре 1958 г. мы предстали перед Научно-техническим советом НИИ-1. Я, разумеется, не был членом НТС и, как новый сотрудник института, не знал большинства его членов. Оказалось, что здесь — все корифеи советской ракетной науки. Тогда еще существовала Академия артиллерийских наук, и наш НТС был почти сплошь укомплектован академиками. На доклад нам с Б.М.Гуськовым дали 1,5 часа: мне 1 час на теорию и экспериментальные результаты, и 30 минут Борису Гуськову на рассказ о методике эксперимента и измерительной аппаратуре. Потом слушали мы. В основном выступавшие говорили не о наших результатах (они были восприняты благоклонно), а о важности задачи, о возможности перехода к этапу проектирования. Говорилось и о том, что это только первый шаг, что самонаводящаяся ракета в воде — это целое новое направление, которое вряд ли сможет потянуть институт, где и без того много важнейших задач. Особенно активно защищал этот тезис А.Д.Надирадзе, недавно назначенный начальником одного из отделений с задачей разработки ракет для Главного ракетно-артиллерийского управления Минобороны, т.е. ракет для сухопутных войск, а в дальнейшем — и для ракетных войск стратегического назначения. А.Д.Надирадзе был блестящ — он был еще молод, полон идей и энергии, умело приспособливал свою речь под любую аудиторию. В данном случае его идея была: так как принципиальная возможность создания самонаводящихся противолодочных ракет доказана и задача эта весьма актуальна, нужно специальным постановлением правительства определить институт, для которого эта задача была бы основной, профильной, и там создавать это новое, крупное и оригинальное направление.

В этом была своя логика, но для нас, да и для С.Я.Бодрова, это было мало приятно: ведь это означало, что для нашей работы будут искать новый институт, так как в НИИ-1 много важнейших тем и ни одну из них нельзя закрыть. Решение НТС, где присутствовали, конечно, и заказчики из Минобороны, было весьма положительным, давалась рекомендация на выпуск специального постановления правительства по этой работе, но одновременно подчеркивалась новизна и объемность проблемы и давалась рекомендация Министерству оборонной промышленности заняться созданием работоспособной кооперации исполнителей этой работы. Тут все было верно: в одном

НИИ-1 проводить несколько крупных разноплановых работ нельзя, нужны новые организационные решения. Но нам было грустно: только начавшись и столь успешно в НИИ-1, наша работа переводилась... Куда? В какие руки?..

НТС Министерства решил, что если создавать быстроходную противолодочную ракету, то и носитель ей нужен скоростной — так мы попали на самолеты и вертолеты противолодочной авиации. Эти самолеты снабжены радиогидроакустическими буями с большой дальностью действия. При наличии подозрений, что в определенном районе барражирует ПЛ противника, самолет (Ил-38, Ту-142) быстро достигает этого района, сбрасывает радиогидроакустические буи, уточняет положение ПЛ и, наконец, сбрасывает нашу ракету, которая и обеспечивает прямое попадание в ПЛ и ее поражение. Поэтому у нас появился новый заказчик — Управление опытного строительства авиационной техники (УОСАТ ВМФ, затем УОСАТ ВВС).

После преодоления бюрократических процедур, довольно оперативно вышло в 1960 г. знаменитое постановление правительства № 1111/463 о средствах противолодочной обороны, подписанное Н.С.Хрущевым. Там была и наша работа, и для нее был определен новый круг исполнителей: по ракете — ГСКБ-47*, по системе управления ракетой — ЦНИИ-173. Главным конструктором ракеты назначен С.С.Бережков, заместителем главного по управлению — А.В.Минаев, заместителем главного по конструкции — А.А.Отмахов. В ЦНИИ-173 главным конструктором системы управления был назначен д.т.н. Я.И.Рубинович, авторитетный и уважаемый в министерстве специалист. Целеуказание нам для применения ракеты по цели обеспечивала система «Беркут», размещаемая на самолете Ил-38 или Ту-142, которую разрабатывал НПО «Ленинец» МРП. Вот в таком составе в декабре 1960 г. мы приступили к опытно-конструкторской работе.

А.А.Отмахов, отменный конструктор, смелый, молодой, инициативный, набрал к себе в отдел в основном дам. Даже песенка была: «не то гарем, не то кордебалет, а во главе — Андрей Отмахов». Это, разумеется, шутка. Были у него и мужчины, которые и задавали тон. Сразу вспоминаются В.Д.Хотяков, заместитель А.А.Отмахова, которого я хорошо знал еще по НИИ-1 (мы жили рядом), — исключительно добросовестный и талантливый инженер, у которого дело так и горело в руках; В.Ф.Мельников, очень толковый инженер, тоже из НИИ-1. Моим заместителем я пригласил из НИИ-88 Д.В.Хаминова, своего университетского товарища, абсолютно авторитетного и абсолютно скромного человека. Такой сплав — авторитетность и скромность вообще встречается очень редко. В отделе все уже знали — если что-нибудь решил Хаминов, поддержка обеспечена на всех уровнях. Из НИИ-1 перешли вместе со мной еще несколько человек, назову в первую очередь Б.М.Гуськова, Д.Г.Тонконогова, Г.С.Грудинина, В.И.Новикова — все выпускники физфака МГУ — молодые, полные энтузиазма инженеры-физики. Еще когда мы работали в НИИ-1, мне удалось увлечь несколько своих университетских друзей этой тематикой. Несколько активно работающих молодых ученых с кафедры проф. С.П.Стрелкова и проф. С.Н.Ржевкина — В.А.Буров, Н.В.Степанова, В.И.Шмальгаузен, Р.А.Стратонович, Ю.М.Романовский и другие согласились работать вместе с нами. Это сотрудничество оказалось очень полезным. Помимо того

* В настоящее время НПО «Регион»



Самолет или вертолет ПЛО обнаружил цель. Сброшена противолодочная ракета. После нескольких кругов акустическая головка самонаведения ракеты «захватила» цель. Ракета переходит в режим атаки и поражает цель

что они помогли нам решить нашу задачу, было защищено несколько диссертаций и написана (под редакцией проф. С.П.Стрелкова и моей) монография, к сожалению, секретная, «Шумы подводных ракет». Один из названного коллектива – В.А.Буров – стал лауреатом Государственной премии СССР – высшей научной награды по тем временам.

Несколько десятилетий продолжалась начатая в 1958 г. совместная работа, и трудно представить, чтобы эта новейшая тематика была бы освоена без присущего МГУ полета мысли и свободного, непредвзятого обсуждения совершенно новых проблем. Дело закипело, особенно в отделе у А.А.Отмахова. Была спроектирована ракета АПР-1 (авиационная противолодочная ракета – первая). Мы довольно быстро разработали и выдали в ЦНИИ-173 задание на акустическую головку самонаведения и систему управления ракетой. Здесь сложностей было побольше, и дело начало стопориться. Начались совещания в министерстве – мы их называли «голубые огоньки». Всем «доставалось на орехи», но пользы от этих «огоньков» было мало. На очередной коллегии министерства С.А.Зверев, тогда министр, заметил: «Что-то ты, Александр Васильевич, очень критикуешь Я.И.Рубиновича, а он ведь по твоему техническому заданию работает. Пожалуй, нужно перевести тебя в ЦНИИ-173 и делайте там вместе с Рубиновичем ваше единое дело». Через неделю приказ: А.В.Минаев и большая часть отдела, в том числе Д.В.Хаминов, Б.М.Гуськов, Д.Г.Тонконогов, переводятся в ЦНИИ-173. А.В.Минаев назначается заместителем главного конструктора по акустической головке самонаведения. Это раньше мы были физиками-идеологами, а теперь мы – физики-конструкторы. Вскоре заменили и главного конструктора ракеты С.С.Бережкова. Главным стал А.И.Зарубин, прошедший уже хорошую школу в головном ракетном КБ «Южное» у знаменитого М.К.Янгеля и В.Ф.Уткина. Эта замена была оправданной и принесла свои результаты.

Первые подводные самонаводящиеся ракеты. Столько новых, неожиданных проблем. Казалось, мы преодолели главное — сняли шумовую помеху от двигателя на гидрофонах системы самонаведения. Напомню, кстати, что гидрофоны поручено было делать НИИ-484 МЭП, а главным конструктором там был Л.З.Русаков, очень опытный, осторожный и талантливый инженер. Так вот, когда ракета, наконец, пошла, оказалось, что гидрофоны забиты шумами. Стало ясно, что шум двигателя не проникает в воду («эффект самоэкранировки»), но запросто проходит по металлическому корпусу двигателя и ракеты прямо к чувствительным гидрофонам. Акустические фильтры, установленные в конструкции, были малоэффективны. Пришлось всю акустическую головку залить пенополиуретаном, а гидрофоны целиком погрузить в него. Акустический контакт с водой обеспечивался звукопрозрачной резиной, вплотную примыкавшей к рабочей поверхности гидрофона. И эта конструкция должна была работать при давлении 50 атмосфер (500 м глубины!). Но, однако, работала. Теперь нам стали мешать шумы обтекающей воды. Казалось естественным: весь шум обтекания обусловлен сопротивлением, которое наша ракета испытывает в воде. Уменьшим сопротивление — уменьшим шум обтекания. Сделали новую ракету — остроносую, но, о чудо! — шум обтекания только возрос, хотя сопротивление упало.

Пришлось снова вспомнить, что мы — физики. Опять засели за уравнения — уравнения обтекания тел потоком жидкости. Рассуждали так: откуда берется шум обтекания? Его источник — турбулентные вихри в потоке жидкости. Если увеличить зону, где поток является ламинарным, до таких размеров, чтобы там можно было разместить гидрофоны, да еще изолировать эти гидрофоны от шумов, приходящих по корпусу ракеты, то мы решим задачу. Уравнения показали, что для увеличения зоны ламинарного обтекания нужно акустическую головку делать не остроносой, а, наоборот, тупой, близкой к сфере — это казалось парадоксом. Сделали такую головку — шумы понизились в несколько раз, но не так радикально, как предсказывала теория. Выяснили и причину этого: Д.Г.Тонконогов ввел так называемую функцию отклика, определяющую реакцию гидрофона на возбуждение в функции расстояния между центром гидрофона и точкой возбуждения. Оказалось, что наши гидрофоны сами находятся в зоне ламинарного (бесшумного) обтекания, но их функция отклика простирается вплоть до зоны устойчивой турбулентности. Заодно выяснилось, что шумы обтекания практически некоррелированы (на различные гидрофоны приходит шум от разных источников), а шум цели, конечно, коррелирован. Из этого следовало два вывода: 1) нужно улучшить акустическую изоляцию гидрофонов от шумов, идущих по поверхности ракеты и ее головки, и 2) использовать корреляционный приемник.

В создании новой акустической головки приняли активное участие физики Е.С.Рейзин, И.М.Чернышева, Э.Л.Полякова, Л.И.Смушкевич, В.Б.Кобельков. Их научная эрудиция, помноженная на энтузиазм молодости, принесла успех — конструкция акустической головки получилась классической и за тридцать лет изменилась лишь в не принципиальных деталях. К этому времени к числу исполнителей добавился Научно-исследовательский инженерный институт, который до этого делал только акустический неконтактный взрыватель. Теперь он совместно с В.А.Буровым из

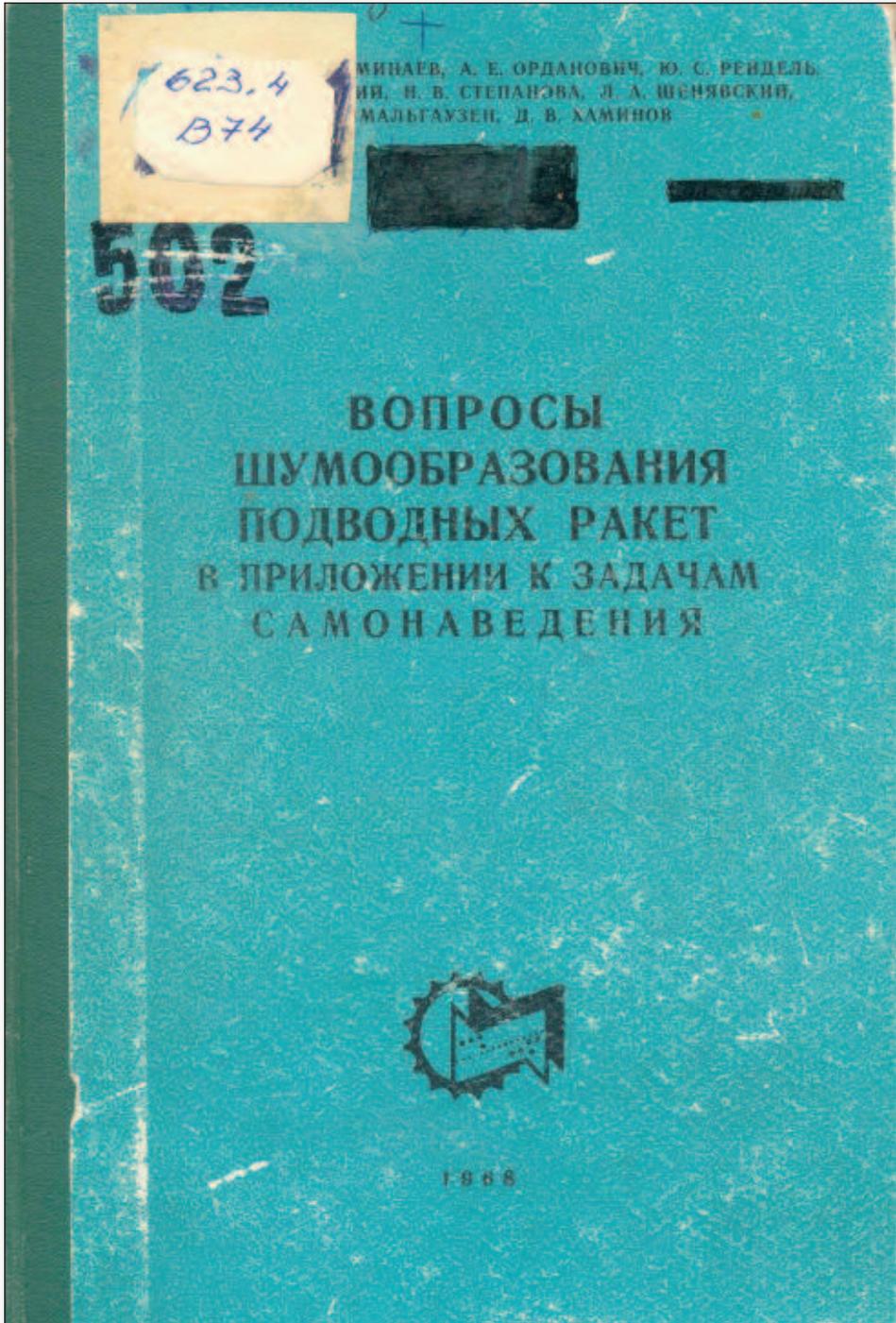
МГУ разработал и КАН – корреляционный автомат наведения; подключился и НИИ радиотехнической аппаратуры, где возник крупный отдел под руководством талантливого молодого инженера Ю.Важнова, переведенного туда из ЦНИИ-173.

Походя была решена и еще одна важная вспомогательная задача. К тому времени, когда наша ракета научилась находить и поражать цели, оказалось, что целей-то у нас и нет. То есть были, конечно, ПЛ, предназначенные для испытаний торпед, но прямое попадание в них нашей скоростной ракеты (конечно, без боевого заряда) могло привести к тяжелой аварии, даже катастрофе. Делалась специальная особо прочная испытательная ПЛ для нас, но мы не могли ждать окончания ее создания. Пришлось сделать специальный акустический имитатор ПЛ. Эта самостоятельная, оригинальная, интересная и важная разработка была осуществлена под руководством Д.В.Хаминова и послужила основой его диссертации, защищенной в МГУ.

В 1970 г. закончились государственные испытания АПР-1, которая была принята на вооружение и верой и правдой служила полтора десятилетия, когда она была заменена ракетой следующего поколения. Впоследствии АПР-1 была продана в некоторые страны, но, насколько известно, ни в США, ни в какой-либо другой стране она так и не была воспроизведена.

ЧАСТЬ II

Вопросы шумообразования
подводных ракет в приложении
к задачам самонаведения



Б. М. ГУСЬКОВ, А. В. МИНАЕВ, А. Е. ОРДАНОВИЧ, Ю. С. РЕНДЕЛЬ,
Ю. М. РОМАНОВСКИЙ, Н. В. СТЕПАНОВА, Л. А. ШЕНЯВСКИЙ,
В. И. ШМАЛЬГАУЗЕН, Д. В. ХАМИНОВ

ВОПРОСЫ
ШУМООБРАЗОВАНИЯ
ПОДВОДНЫХ РАКЕТ
В ПРИЛОЖЕНИИ К ЗАДАЧАМ
САМОНАВЕДЕНИЯ

Под редакцией
проф. *Стрелкова С. П.* и канд. физ.-мат. наук *Минаева А. В.*

1968

ПРЕДИСЛОВИЕ

Применение атомных энергетических установок на подводных лодках привело к значительному росту их автономности, скорости и глубины хода, а вооружение баллистическими ракетами превратило их в наиболее эффективное и трудноуязвимое оружие. Этим определилась необходимость коренной реконструкции средств борьбы с подводными лодками и, в первую очередь, самонаводящихся подводных снарядов. Главнейшие параметры противолодочного снаряда — радиус реагирования аппаратуры самонаведения, допустимая скорость движения, тип движителя, принципы переработки информации в системе самонаведения, ее возможная точность — определяются в настоящее время энергетическими и статистическими характеристиками акустических шумов, воздействующих на гидрофоны снаряда. Поэтому исследование этих шумов занимает в проблеме создания систем самонаведения для подобных снарядов совершенно особое место.

Открытый авторами в 1957 г. эффект самоэкранировки¹ акустических шумов реактивной сверхзвуковой газовой струи, истекающей в воду, обусловил резкое повышение допустимой скорости движения снаряда за счет применения реактивного двигателя вместо гребного винта и послужил толчком для разработки подводных самонаводящихся ракет в нашей стране.

Систематические исследования гидроакустических шумов реактивных подводных двигателей и шумов обтекания подводных ракет, проводившиеся коллективом авторов в течение ряда лет (1957—1965 гг.), имели целью путем выяснения физики шумообразования и тонкой структуры шума разработку методов его снижения и методов выделения полезного сигнала на фоне шума.

Настоящая книга является итогом этих исследований.

Для теоретического исследования акустических характеристик струи в настоящей работе использована физическая модель тур-

¹ Термин «самоэкранировка», введенный в 1967 г., является не совсем удачным; однако, так как он получил распространение в литературе, будем применять его и дальше.

булентного водо-газового пограничного слоя, что дает возможность объяснить основные закономерности, наблюдаемые экспериментально. Эта модель существенно отличается от использованной ранее [■], а также примененной в работе [■].

Вопрос о генерации шума развитым турбулентным пограничным слоем одним из первых был поставлен Д. И. Блохинцевым более 20 лет назад. В его монографии «Акустика неоднородной движущейся среды» впервые рассмотрено воздействие псевдозвука на точечный приемник. В работах Скучика и Хэддла, относящихся уже к 1961 г., использована модель регулярно следующих вихрей. Очевидно, эта модель мало пригодна для высоких частот, но в области низких частот она представляется достаточно оправданной. Так как наши исследования проведены на частотах, превышающих 10 кгц^1 , мы использовали, в отличие от этих авторов, модель случайной последовательности вихрей, которая, по видимому, более полно соответствует статистическим закономерностям турбулентности в области ультразвуковых частот.

На основе этой модели определены спектры шумов турбулентности и производятся количественные оценки уровня шума на гидрофонах, расположенных как заподлицо с обводами ракеты, так и под различными обтекателями.

Глава I написана Минаевым А. В., Гуськовым Б. М. и Хаминным Д. В., глава II — Романовским Ю. М., глава III — Шмальгаузенем В. И. и Степановой Н. С., глава IV — Ордановичем А. Е. и Шенявским Л. А., глава V — Шмальгаузенем В. И., глава VI — Ренделем Ю. С. Кроме того, § 29 главы VI написан Спицыным Н. И.

При обработке результатов натуральных экспериментов большую помощь оказали Б. Б. Буховцев, Т. А. Алексева, Е. В. Воробьева, Ю. Г. Оксюкевич, В. П. Петухов и В. П. Широков.

¹ Весьма полезный анализ современного состояния проблемы гидродинамического шума содержится в книге В. С. Петровского.

Глава I

ГИДРОАКУСТИЧЕСКИЕ ШУМЫ ПОДВОДНОГО РАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ

Анализ акустических процессов в сверхзвуковой газовой струе, истекающей в воду, целесообразно проводить на основе определенных представлений о газодинамике такой струи. После работ Лайтхилла [3, 4, 5] и примыкающих к ним исследований [7], посвященных генерированию звука турбулентной газовой струей, истекающей в газ, была создана основа для анализа акустических процессов, сопровождающих истечение газовой струи в воду. Весьма полезными для решения поставленных задач оказались также исследования сверхзвуковых струй, проведенные Филипсом [6], работы Девиса [9] и В. А. Красильникова [10], а также теоретические работы [11], выполненные В. М. Лямшевым.

По мнению Г. Н. Абрамовича [12], качественно структура газовой струи остается при истечении в другую среду той же, что и при истечении в газ. Но количественное различие между основными газодинамическими характеристиками струй, истекающих в газ или воду, может быть весьма значительным, что приведет в акустическом аспекте этого вопроса к возникновению новых эффектов.

Чтобы установить связь между параметрами среды, куда истекает сверхзвуковая струя, газодинамическими характеристиками струи и акустическими явлениями, происходящими при этом процессе, рассмотрим газодинамику сверхзвуковой струи и ее особенности, обусловленные истечением в воду.

§ 1. ГАЗОДИНАМИКА СВЕРХЗВУКОВОЙ ГАЗОВОЙ СТРУИ, ИСТЕКАЮЩЕЙ В ВОДУ

Опираясь на экспериментальные исследования сверхзвуковых струй, истекающих в газ [12, 13], разобьем реактивную струю, истекающую из осесимметричного или плоского сопла в воду, на три участка:

начальный (ближайший к соплу) участок; на этом участке струя представляет собой однородный поток газа постоянной по перпендикулярному к оси сопла сечению скорости (взаимодействие с окружающей водой осуществляется лишь в тонком пограничном слое, заполненном газо-водяной эмульсией);

переходный участок, где ядро постоянной скорости уменьшается по диаметру до нуля, значительная часть струи состоит из газо-водяной эмульсии и влияние вязкости является определяющим;

основной участок, где газовое ядро отсутствует, а струя целиком состоит из газо-водяной эмульсии и турбулизована.

Картина течения в струе представляется существенно различной в зависимости от отношения давления в струе на выходе из сопла к давлению в окружающей среде. Так как давление воды в зависимости от глубины хода ракеты изменяется в широких пределах, то необходимо исследовать оба случая

$$n = \frac{p_a}{p_n} > 1 \text{ и } n < 1,$$

где p_a — давление в сверхзвуковой струе на выходе из сопла;
 p_n — давление в окружающей среде.

Схема начального участка при $n \geq 2$ представлена [14] на рис. 1. Так как на выходе сопла давление в струе превышает давление в окружающей воде, то вначале у кромки сопла возникает течение

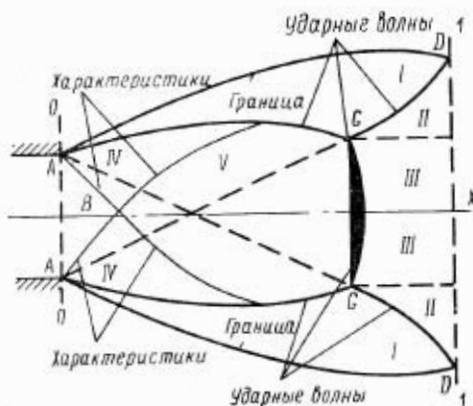


Рис. 1. Схема начального участка струи при $n \geq 2$

разряжения (область IV). Эта область заканчивается ударной волной, за которой начинается область I, где течение носит сложный характер. Траектории частиц газа в этой области существенно криволинейны. Область I вплотную примыкает к пограничному слою, где поток газа взаимодействует с окружающей водой. Очевидно, на границе струи (перед пограничным слоем) давление равно наружному давлению p_n . Ударная волна, отделяющая область I от

области *IV*, заканчивается на дискообразной ударной волне *GG*, плоскость которой перпендикулярна оси струи. От этой дискообразной ударной волны вниз по течению отходит еще одна ударная волна, которая достигает границы струи, где вызывает появление новой волны разряжения, подобной той, которая возникает у кромки сопла. Вследствие этого начинается вторичное расширение струи.

Области *II* и *III* разделены цилиндрической поверхностью тангенциального разрыва, но направления местных векторов скорости газа в этих областях отличаются несущественно и почти параллельны оси сопла.

За дискообразным скачком уплотнения, в области *III*, течение газа имеет дозвуковую скорость с практически равномерным распределением параметров. Давление газа в областях *II* и *III* практически можно считать одинаковым.

Это качественное описание структуры потока на начальном участке можно дополнить тепловской фотографией этой области струи при $n \gg 1$ (истечение в газ — рис. 2). Здесь ясно видны основные особенности этого участка: бочкообразная ударная волна, начинающаяся на стенках сопла и оканчивающаяся на ударной дискообразной волне, перпендикулярной оси потока. Видна также увеличивающаяся, по мере удаления от сопла, размытость границ струи (влияние турбулентного пограничного слоя).

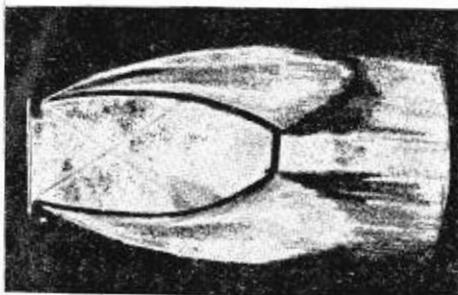


Рис. 2. Тепловская фотография начального участка сверхзвуковой струи, истекающей в газ ($n \gg 1$)

Отметим, что расстояние от среза сопла до махового диска (дискообразной ударной волны) составляет при $n \gg 1$ около двух-трех диаметров сопла.

Найдем скорость и плотность газа в той части струи, которая непосредственно примыкает к пограничному слою, заполненному водо-газовой эмульсией.

Будем считать [14] течение изэнтропическим. Тогда

$$\frac{p_n}{\rho_n^k} = \frac{p_a}{\rho_a^k} = \frac{p_d}{\rho_d^k} \quad (1)$$

и

$$\frac{\omega_n^2}{2} + \frac{k}{k-1} \frac{p_n}{\rho_n} = \frac{k}{k-1} \frac{p_a}{\rho_a}, \quad (2)$$

где p_a, ρ_a — давление и плотность потока на выходе из сопла;
 p_n, ρ_n, ω_n — давление, плотность и скорость газа в области, примыкающей к пограничному слою;

p_d, ρ_d — давление и плотность адиабатически заторможенного потока на срезе сопла (т. е. давление и плотность газа в камере двигателя до входа в сопло);

$k = \frac{c_p}{c_v}$ — показатель адиабаты (отношение теплоемкости газа при постоянном давлении c_p к теплоемкости при постоянном объеме c_v).

Для уменьшения громоздкости дальнейших выкладок введем числа Маха в струе: на срезе сопла M_a и вблизи пограничного слоя M_n . Имеем

$$M_n = \frac{\omega_n}{\sqrt{k \frac{p_n}{\rho_n}}}; \quad M_a = \frac{\omega_a}{\sqrt{k \frac{p_a}{\rho_a}}},$$

где ω_a — скорость газа на срезе сопла.

На основе уравнений (1) и (2) теперь можно получить: отношение плотности ρ_n к плотности ρ_a на срезе сопла

$$\frac{\rho_n}{\rho_a} = \left(\frac{1 + \frac{k-1}{2} M_a^2}{1 + \frac{k-1}{2} M_n^2} \right)^{\frac{1}{k-1}}; \quad (3)$$

отношение скорости звука в области струи, примыкающей к пограничному слою, к скорости звука на срезе сопла

$$\frac{a_n}{a_a} = \left(\frac{1 + \frac{k-1}{2} M_a^2}{1 + \frac{k-1}{2} M_n^2} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

заметим, что

$$\frac{a_n}{a_a} = \left(\frac{T_n}{T_a} \right)^{1/2},$$

где T_n, T_a — температура газа в соответствующих областях, в градусах Кельвина;

8

отношение давления в камере двигателя к наружному

$$N = \frac{p_k}{p_n} = \left(1 + \frac{k-1}{2} M_n^2 \right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (5)$$

Проведем, например, расчет некоторых характеристик струи для ракетного двигателя со следующими основными параметрами:

| | |
|--|--------|
| Температура в камере $T_k, ^\circ\text{K}$ | 2900 |
| Температура струи на срезе сопла $T_n, ^\circ\text{K}$ | 2250 |
| Давление в камере $p_k, \text{кг/см}^2$ | 160 |
| Плотность газа в камере $\rho_k, \text{г/см}^3$ | 0,019 |
| Число Маха на срезе сопла M_n | 1,87 |
| Диаметр среза сопла $D_c, \text{мм}$ | 28,7 |
| Диаметр критического сечения $D_{кр}, \text{мм}$ | 22,0 |
| Скорость истечения (при температуре пороха 20°C) $w_c, \text{м/сек}$ | 1550 |
| Давление в струе на срезе сопла $p_n, \text{кг/см}^2$ | 27 |
| Плотность в струе на срезе сопла $\rho_n, \text{г/см}^3$ | 0,0038 |
| Отношение теплоемкостей $k = \frac{c_p}{c_v}$ | 1,15 |
| Угол раствора сопла $2\alpha, \text{град}$ | 30 |

Рассмотрим случай, когда подводная ракета движется на глубине 10 м ($p_n = 2 \text{ кг/см}^2$). Тогда $n = \frac{p_k}{p_n} = 13,5$.

Из формул (1)–(5) получим ρ_n , a_n и w_n для границы струи

$$\rho_n = 38 \cdot 10^{-5} \text{ г/см}^3;$$

$$a_n = 1300 \text{ м/сек};$$

$$w_n = 2500 \text{ м/сек}.$$

Проанализируем поведение сверхзвуковой струи, истекающей в воду, при увеличении глубины погружения. Главным фактором, воздействующим на струю, является повышение давления p_n окружающей среды. С увеличением p_n параметр N , очевидно, уменьшается. При этом будут изменяться и параметры потока в приграничном слое струи. Изменение ρ_n и w_n с глубиной в пределах от 10 до 190 м представлено на рис. 3.

На глубинах около 10 м давление в струе на выходе из сопла примерно равно наружному давлению; истечение происходит в расчетном режиме и может быть рассчитано по методу, описанному, например, в [12].

На глубинах, превышающих 10 м, истечение происходит в среду, давление в которой превышает давление в струе на срезе сопла и картина истечения изменяется принципиально.

Рассмотрим этот случай более подробно, следуя, в основном [14]. На рис. 4 дана схема начального участка струи, для которой $n = \frac{p_a}{p_n} < 1$.

Сразу по выходе струи из сопла образуется участок сужения, за границей DD которого начинается течение такое же, как и в случае $n > 1$.

Струя при $n < 1$ на начальном участке разделяется на четыре области: область IV , где газовый поток сохраняет те же параметры, которые он имеет на срезе сопла; область III , расположенная непосред-

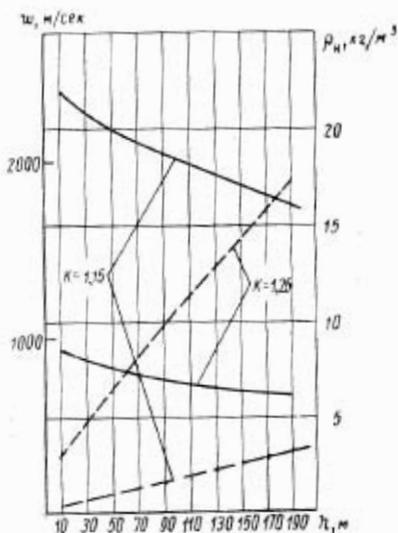


Рис. 3. Зависимости плотности и скорости газа в приграничном слое струи от глубины:
--- плотность; ——— скорость

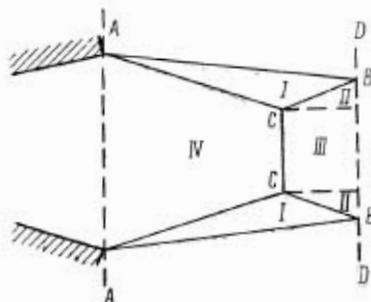


Рис. 4. Схема начального участка сверхзвуковой струи при $n \leq 1$

ственно за дискообразным скачком уплотнения CC ; область I между коническими ударными волнами ACB и границей струи AB , и область II между областью III и коническими ударными волнами CB .

Область IV , как область спокойного течения, не генерирует звука, и поэтому мы не будем ее рассматривать. Если считать поток на срезе сопла равномерным, для угла наклона θ_a образующей конической ударной волны к оси струи можно получить следующее выражение [14]:

$$\theta_a = \theta_0 + \theta_a', \quad (6)$$

где θ_0 — угол наклона стенки сопла к оси струи;
 θ_a' определяется из выражения

$$\operatorname{tg} \theta_a' = - \sqrt{\frac{1 + \frac{k-1}{k+1} n}{\left(\frac{2k}{k+1} M_a^2 - \frac{k-1}{k+1}\right) n - 1}} \quad (7)$$

Так как условия постоянства теплосодержания и изэнтропичности в такой же мере справедливы для струи с $n < 1$, как и для случая $n > 1$, то уравнения (1)–(5) пригодны и для расчетов параметров потока на границе струи, давление в которой p_a меньше давления в окружающей среде p_n .

Фотографирование струи, истекающей в воду, произведенное в работе [10], показывает, что при изменении наружного давления в пределах от 2 до 40 кг/см² расстояние от среза сопла до дискообразного скачка уплотнения не превышает двух-четырех диаметров сопла. Размер первой ячейки l_1 струи, как это установлено многочисленными экспериментами для пороховой реактивной струи, истекающей в воздух, связан с расстоянием x_c от сопла до дискообразной ударной волны соотношением [13] $l_1 = 1,25 x_c$.

Рассмотрим особенности строения струи, обусловленные фактором существенного различия плотностей вещества в струе и окружающей среде.

Следуя гипотезе Прандтля, будем считать, что нарастание толщины турбулентного газо-водяного пограничного слоя пропорционально турбулентности потока.

Тогда, если S — толщина пограничного слоя струи, то

$$\frac{dS}{dx} \sim \frac{|w_n^t|}{|w_n|} \quad (8)$$

где w_n^t — турбулентная составляющая скорости.

Здесь и дальше ось x совпадает с осью сопла, а ось y перпендикулярна оси сопла.

Из работы Г. Н. Абрамовича [16] видно, что неустойчивость поверхности тангенциального разрыва, приводящая к возникновению турбулентности в пограничном слое струи, связана с разностью скоростных напоров по обе стороны от этой поверхности. Исходя из этого положения и используя соотношение (8), можно получить [16]

$$\frac{dS}{dx} = 0,06 S (\rho_n w_n^2 - \rho_0 w_0^2) \frac{\int_0^b \rho_n dy}{\left(\int_0^b \rho_n w_n dy\right)^2} \quad ,$$

где ρ_0, ω_0 — плотность и скорость жидкости, окружающей сверхзвуковую струю;

ρ_3, ω_3 — плотность и скорость газо-водяной эмульсии, заполняющей пограничный слой;

$b = b(x)$ — толщина пограничного слоя.

Полагая жидкость вне струи неподвижной ($\omega_0 = 0$), получим

$$\frac{dS}{dx} = 0,06 \frac{\int_0^b \frac{\rho_3}{\rho_n} \frac{dy}{S}}{\left(\int_0^b \frac{\rho_3}{\rho_n} \frac{\omega_3}{\omega_n} \frac{dy}{S} \right)^2} . \quad (9)$$

Для профиля скорости в пограничном слое струи, заполненном газо-водяной эмульсией, примем обычное выражение [17]

$$\frac{\omega_3}{\omega_n} = 2\xi^{1,5} - \xi^3, \quad (10)$$

где

$$\xi = \frac{y-b}{S} .$$

Весовая концентрация газа в газо-водяной эмульсии пограничного слоя

$$x_r = \frac{G_r}{G_r + G_0} ,$$

где G_r — вес газовой части смеси;

G_0 — вес жидкостной части смеси.

Тогда для плотности эмульсии получим

$$\rho_3 = \frac{\rho_n}{x_y \left(\frac{1}{x_y} \frac{\rho_n}{\rho_0} + \frac{x}{x_y} \right)} ,$$

где x_y — концентрация газа на оси струи.

Из опытных данных [12] следует, что

$$\frac{x}{x_y} = \xi ; x_y \approx 1 .$$

Следовательно,

$$\rho_3 = \rho_3(\xi) = \frac{\rho_n}{\frac{\rho_n}{\rho_0} + \xi} . \quad (11)$$

Распределения скорости $\frac{w_2}{w_n}$ и плотности ρ_2 в пограничном слое, построенные по формуле (10) и (11), представлены на рис. 5.

Теперь формула (9) запишется так:

$$\begin{aligned} \frac{dS}{dx} &= 0,06 \frac{\int_0^1 \frac{d\xi}{\frac{\rho_n}{\rho_0} + \xi}}{\left(\int_0^1 \frac{2\xi^{1,5} - \xi^3}{\frac{\rho_n}{\rho_0} + \xi} d\xi \right)^2} = \\ &= 0,06 \frac{I_1}{I_2^2}. \end{aligned}$$

Вычисление интеграла I_1 не представляет затруднений

$$I_1 = \int_0^1 \frac{d\xi}{\frac{\rho_n}{\rho_0} + \xi} = \ln \left(\frac{\rho_n}{\rho_0} + \xi \right) \Big|_0^1 = \lg \frac{\rho_0}{\rho_n}.$$

При вычислении I_2 воспользуемся тем, что при $\rho_n/\rho_0 \ll 1$ $2\xi^{1,5} - \xi^3 \approx \frac{\rho_n}{\rho_0} + \xi$, в чем легко убедиться с помощью исследования графиков этих функций. Поэтому

$$I_2 = \int_0^1 d\xi = 1.$$

Следовательно,

$$\frac{dS}{dx} = 0,06 \ln \frac{\rho_0}{\rho_n};$$

$$S = 0,06 x \ln \frac{\rho_0}{\rho_n}.$$

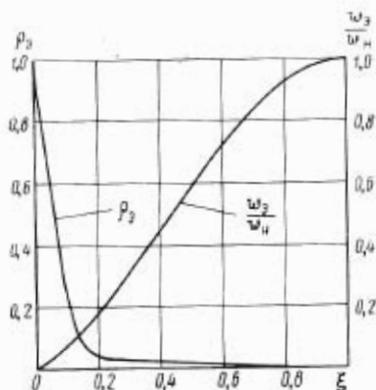


Рис. 5. Распределение плотности и скорости в пограничном слое газовой струи, истекающей в воду

Используя данные о плотности газа в струе (стр. 9), получим

$$\frac{\rho_0}{\rho_{\text{ж}}} \simeq 3 \cdot 10^3.$$

Откуда

$$\frac{dS}{dx} \simeq 0,35.$$

Следовательно, толщина пограничного слоя газовой струи, истекающей в воду, возрастает линейно по закону $S=0,35x$.

Считая пограничный слой симметричным относительно $y=\frac{D_c}{2}$, получим, что полутолщина струи $b(x)$ увеличивается по мере удаления от сопла вниз по потоку газа по закону $b \approx 0,17x$, т. е. угол α между осью сопла и границей струи равен

$$\alpha = \text{arc tg } \frac{b}{x} \simeq 10^\circ.$$

На рис. 6 представлена фотография газовой струи, истекающей в воду при глубине около 10 м. Легко видеть, что увеличение диаметра струи происходит в первом приближении линейно, а угол между осью сопла и границей струи составляет 10—12°, что совпадает с расчетным значением.

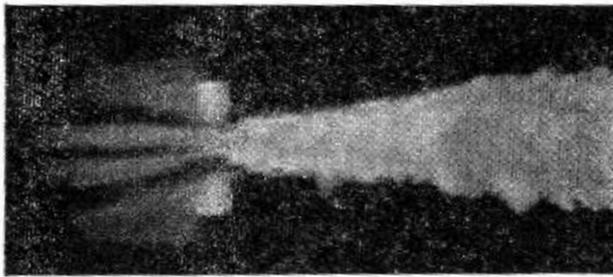


Рис. 6. Реактивная сверхзвуковая струя, истекающая в воду (глубина 10 м)

Общая длина начального и переходного участков может быть определена из соотношения

$$x_n = \frac{D_c}{0,17} \approx 3 D_c, \quad (12)$$

где D_c — диаметр выходного сечения сопла.

На основном участке, где вся струя заполнена газо-водяной эмульсией, справедливы соотношения теории свободных турбулентных струй, и, в частности, осевая скорость становится максимальной по сечению и величина этой скорости обратно пропорциональна расстоянию от сопла

$$w_{\text{ос}} \Big|_{\text{ос}} \sim \frac{w_n D_c}{x}.$$

В турбулентном пограничном слое безразмерная частота флуктуаций $\frac{f D_c}{w}$, по данным Лауренса [18], изменяется вниз по потоку (табл. 1).

Следует иметь в виду, что данные Лауренса относятся к случаю истечения газовой струи в газ. К сожалению, аналогичных данных, относящихся к случаю истечения газа в жидкость, в литературе, по-видимому, не имеется.

По работе Девиса, Баррата, Фишера [19], а также по упомянувшейся уже работе Лауренса [18] можно составить представление об уровне интенсивности турбулентности

Таблица 1

| x/D_c | 1,5 | 2,0 | 3,0 | 4,5 |
|-------------------|------|------|------|------|
| $\frac{f D_c}{w}$ | 0,71 | 0,46 | 0,37 | 0,33 |

сти турбулентности $\frac{|\omega_n^2|}{|\omega_n|}$

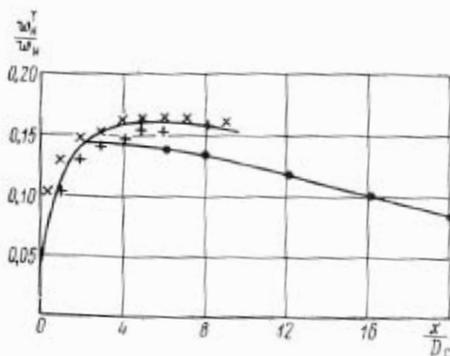


Рис. 7. Зависимость интенсивности турбулентности в струе газа, истекающего в газ, от расстояния до среза сопла

и об изменении этого уровня вниз по потоку (рис. 7). Как видим, турбулентная составляющая скорости достигает 15—20% от осевой составляющей скорости. Эти результаты относятся к истечению газа в газ. Будем предполагать, что приведенные результаты о частоте турбулентных флуктуаций и об уровне турбулентности качественно остаются справедливыми и в случае истечения газа в воду.

§ 2. ГЕНЕРИРОВАНИЕ ШУМА ГАЗОВОЙ СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУЕЙ, ИСТЕКАЮЩЕЙ В ВОДУ

Исходя из представлений о газодинамике сверхзвуковой газовой струи, истекающей в воду, можно предполагать, что основными источниками акустического шума в струе будут пограничный газо-водяной турбулентный слой и флуктуации ударных волн относительно положения равновесия, определяемого постоянными составляющими скорости потока газа и давления в струе.

Рассмотрим механизм генерации шума.

В турбулентном пограничном слое струи скорость w_3 изменяется от точки к точке. Ускорения отдельных элементов объема потока уравновешиваются градиентами давления. Эти градиенты давления пропорциональны рейнольдсовым напряжениям $\rho_3 \omega_i \omega_j$ ($i, j=1, 2, 3$). Вследствие этого турбулентный поток может быть уподоблен непрерывному ансамблю квадрупольных источников звука. В этом ансамбле имеются как продольные, так и поперечные (сдвиговые) квадрупольи.

Рассмотрим элемент объема турбулентного пограничного слоя струи. Пусть масштаб этого элемента λ . Плотность газа в этом элементе объема равна ρ_3 . Предположим далее, что среднеквадратичная турбулентная составляющая скорости в данном элементе объема равна $\overline{w_3^2}$. Тогда звуковая мощность $I_{эл}$, создаваемая элементом объема в окружающей воде, характеризуемой плотностью ρ_0 и скоростью звука c_0 с точностью до постоянного множителя, равна

$$I_{эл} = \frac{(\rho_3 \overline{w_3^2})^2 \lambda^2}{\rho_0 c_0} \left(\frac{\overline{w_3^2}}{a_3} \right)^4,$$

где a_3 — скорость звука в водо-газовой эмульсии пограничного слоя струи.

Пусть в объеме dV действует m таких источников. Тогда, полагая объем элементарного источника равным λ^3 , для звуковой мощности, создаваемой в той же точке m источниками, расположенными в объеме dV , получим

$$dI = \frac{(\rho_3 \overline{w_3^2})^2 \lambda^2}{\rho_0 c_0} \left(\frac{\overline{w_3^2}}{a_3} \right)^4 \frac{dV}{\lambda^3}.$$

В соответствии с § 1 положим $\overline{w_3^2} \sim w_3$. Поэтому

$$dI = \frac{\rho_3^2}{\rho_0} w_3^8 \frac{1}{c_0 a_3^4 \lambda} dV. \quad (13)$$

В формулу (13) входят величины ρ_3 , w_3 , a_3 , характеризующие пограничный слой струи. Как видим из рис. 5, скорость в по-

границном слое по мере удаления от газового ядра струи снижается почти линейно, а плотность ρ_0 газо-водяной эмульсии на $2/3$ толщины пограничного слоя мало отличается от плотности газа в наружном слое ядра струи, примыкающем к пограничному слою.

С другой стороны, из формулы (13) следует, что звуковая мощность, создаваемая в объеме dV пограничного слоя, зависит в основном от плотности ρ_0 и скорости w_0 , характерных для данного объема dV . Очевидно, зависимость звуковой мощности от ξ определяется фактором $\rho_0^2 w_0^8$. Из вида зависимостей $\rho_0 = \rho_0(\xi)$ и $w_0 = w_0(\xi)$ следует, что максимальная звуковая мощность будет создаваться в объемах пограничного слоя, непосредственно примыкающих к газовому ядру. Из рис. 5 очевидно также, что для этих областей пограничного слоя $\rho_0 \approx \rho_n$, $w_0 \approx w_n$, а следовательно, и $a_0 = a_n$.

Зависимость (13) примет вид

$$dI = \frac{\rho_n^2}{\rho_0} w_n^8 \frac{1}{c_0 a_n^4} dV. \quad (14)$$

Для области, где размер (толщина) пограничного слоя линейно возрастает по мере удаления от сопла, можно получить, что объем dV кольцеобразного участка пограничного слоя равен (см. § 1)

$$dV = S(x) \pi D dx = 0,06 x \ln \frac{\rho_0}{\rho_n} \pi D dx.$$

Примем $\lambda \approx S(x) \approx x$. Тогда

$$dI = \frac{\rho_n^2}{\rho_0} w_n^8 \frac{1}{c_0 a_n^4} 0,2 \ln \frac{\rho_0}{\rho_n} \pi D dx. \quad (15)$$

В основном участке, где струя полностью турбулизована, $dV \sim x^2 dx$, а скорость w обратно пропорциональна расстоянию от сопла $w \sim w_n \frac{D}{x}$. В этом случае

$$dI = \frac{\rho_n^2}{\rho_0} w_n^8 \frac{D^8}{c_0 a_n^4} x^{-6} dx. \quad (16)$$

Общая мощность звука, генерируемого турбулентным пограничным слоем струи, может быть получена интегрированием выражения (14) по отдельным областям струи: начальному и переходному участкам, где толщина пограничного слоя растет пропорционально расстоянию от сопла, и основному участку. Размер первой области, как следует из соотношения [12], порядка D .

Поэтому

$$I = \int \frac{\rho_n^2}{\rho_0} \omega_n^8 \frac{1}{c_0 a_n^4 x} dV = \frac{\rho_n^2}{\rho_0^2} \omega_n^8 \frac{\rho_0 D^2}{c_0^2 a_n^4} \quad (17)$$

Соотношения (15), (16) и (17) дают основные зависимости интенсивности звука турбулентного происхождения от плотности газа, скорости струи, диаметра сопла.

Фактор $\frac{\rho_n^2}{\rho_0^2}$ вызывает резкое падение звуковой мощности при истечении газовой струи в воду по сравнению с истечением в газ.

Для нашего случая фактор $\frac{\rho_n^2}{\rho_0^2}$, который мы назовем фактором экранировки, приблизительно равен 10^{-6} . Например, для реактивного двигателя, рассмотренного в § 1, звуковая мощность, рассчитанная без учета этого фактора, составляет приблизительно 120 *квт*; учет фактора экранировки дает около 0,12 *вт*, что удовлетворительно совпадает с экспериментальными результатами (см. § 3).

В соответствии с формулой (3) в изэнтропическом приближении может быть подсчитано изменение плотности ρ_n с возрастанием глубины. Из соотношения (5) может быть рассчитано изменение скорости ω_n с глубиной. По-видимому, фактор $\rho_n^2 \omega_n^8$ является главной причиной, влияющей на поведение звуковой мощности турбулентного происхождения при возрастании глубины.

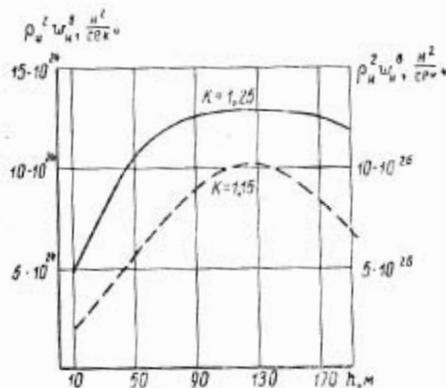


Рис. 8. Зависимость $\rho_n^2 \omega_n^8$ от глубины погружения

На рис. 8 представлена рассчитанная по формулам (3) — (8) зависимость этого фактора от глубины применительно к двигателям изделий 20 и 4201 ($k=1,25$ и $k=1,15$ соответственно).

Из соотношения (15) видно, что интенсивность шума на начальном и переходном участках струи линейно возрастает по мере удаления от сопла; в то же время на основном участке

¹ При расчете по формуле (17) общей мощности звука струи следует иметь в виду эмпирический коэффициент 10^{-4} , который входит множителем в выражение (17). Происхождение этого коэффициента становится ясным, если учесть допущение $\omega_n^2 \sim \omega_0^2$, сделанное при выводе выражения (13).

струи интенсивность с увеличением расстояния до среза сопла круто спадает (см. 16).

Из равенства (12) видно, что в случае истечения сверхзвуковой газовой струи в воду зона энергичного генерирования звука не простирается далее двух-трех диаметров сопла вниз по потоку. Это дает возможность простым способом снизить шум струи, излучаемый во внешнюю среду, установив цилиндрический экран, закрывающий эту часть струи. Так как длина звучащей части струи порядка диаметра сопла, применение такого устройства не представит затруднений.

Исследования Девиса [9] показали, что среднее время разрушения вихря в турбулентном пограничном слое струи таково, что он за время своего существования переносится потоком на расстояние, равное примерно трем его длинам. Вследствие конечности времени существования вихря, конус Маха, которым может быть охарактеризовано излучение звука вихрем, становится усеченным. Основной экстремум излучения, обусловленного этим механизмом, очевидно, будет располагаться под углом Θ к оси сопла, причем

$$\cos \Theta = \frac{a_n}{w_n}.$$

Так, например, для струи, нагретой до 2000°K , истекающей со скоростью около 1500 м/сек , $\Theta \approx 50^\circ$ (или 130° , если отсчитывать угол от направления, противоположного направлению истечения газов из сопла).

Так как скорости звука в струе и в окружающей струю воде различны, то будет существовать минимальный угол преломления для акустической энергии, покидающей струю (это предположение наиболее верно для достаточно высоких частот). Поэтому непосредственно вокруг оси струи образуется «конус тишины», половинный угол раствора которого θ определится из соотношения

$$\sin \theta = \frac{1}{\frac{w_n}{a_n} + \frac{c_0}{a_n}}.$$

Для $w_n \approx 1500 \text{ м/сек}$, $a_n \approx 900 \text{ м/сек}$, $c_0 \approx 1500 \text{ м/сек}$ половинный угол при вершине «конуса тишины» $\theta \approx 20^\circ$.

Рассмотрим теперь спектр шума, генерируемого турбулентным пограничным слоем струи. Введем предположение, что характерная частота, генерируемая данным поперечным разрезом струи, обратно пропорциональна толщине пограничного слоя в данном разрезе.

Тогда

$$\nu \sim \frac{w_n}{\delta_{\text{нс}}(x)}. \quad (18)$$

Так как $b_{\text{пе}} \sim x$, то $v \sim \frac{\omega_n}{x}$.

Для начального и переходного участков струи в соответствии с выражением (15) $\frac{dl}{dx}$ не зависит от x ; поэтому для этих участков

$$\frac{dl}{dv} = A v^{-2},$$

где A — константа, определяемая из (15).

Для основного участка струи, как уже отмечалось, $\omega \sim \omega_n \frac{D}{x}$, поэтому $v \sim \frac{\omega_n D}{x^2}$.

Тогда, с точностью до постоянного множителя,

$$\frac{dl}{dv} = \frac{\rho_n^2}{\rho_0} \omega_n^5 D^5 \frac{1}{c_0 a_n^4} \left(\frac{\omega_n^2 D^2}{x^4} \right) = B v^2.$$

Здесь B — константа, не зависящая от частоты.

В предположении (18) основная мощность генерируется в пограничном слое на частоте

$$\nu_{\text{гп}} \sim \frac{\omega_n}{D_c}.$$

Как показано в § 1, при истечении сверхзвуковой газовой струи в воду вблизи сопла образуется система ударных волн. Конфигурация этих ударных волн зависит от соотношения давлений в струе и в окружающей среде.

Флюктуации скорости потока и плотности истекающего газа вызывают флюктуации фронта ударной волны. Косвенным подтверждением этого является возможность визуализации контуров ударных волн. Действительно, толщина фронта ударной волны должна быть порядка межмолекулярных расстояний, а на тепловских фотографиях ударная волна имеет толщину порядка нескольких миллиметров, т. е. на несколько порядков больше.

По-видимому, эффект, наблюдаемый на фотографии, обусловлен колебаниями фронта ударной волны относительно положения равновесия, определяемого постоянной составляющей скорости и плотности газа в сверхзвуковом потоке и давлением в нем.

Эти колебания могут служить источником акустического шума. В работах [6, 10] рассмотрен вопрос о шуме газовой струи, истекающей с околосвуковой скоростью в газ. При этом струя имеет четко выраженную периодическую структуру. Экспериментальное исследование шума, генерируемого такой струей, показало, что в спектре имеются дискретные частоты высокой интенсивности; наблюдалось излучение в направлении, противоположном потоку на длинах волн

$$\lambda = (2 + 3) l_1,$$

где l_1 — размер первой ячейки в направлении, нормальном к потоку.

На частотах, составляющих 1, 2 и 3 гармонику от $\lambda = (2 + 3) l_1$, наблюдалось излучение против потока ($\varphi > 100^\circ$) [10].

В случае истечения сверхзвуковой газовой струи в воду принципиально структура ударных волн на начальном участке остается прежней. Цилиндрическая (бочкообразная) ударная волна с осью симметрии, совпадающей с осью сопла, генерирует шум на основной частоте $\nu \sim \frac{w_n}{D}$ в направлениях, составляющих прямой угол с образующей. На глубинах, где $p_n < p_a$, излучение будет происходить в направлении, нормальном к оси потока; на глубинах, где $p_n > p_a$, цилиндрическая конфигурация трансформируется в коническую (см. рис. 4) и излучение будет происходить под углом $\varphi < 90^\circ$.

Исходя из равенства (16), можно вычислить угол, под которым происходит преимущественное излучение, связанное с конической ударной волной. Очевидно, этот угол будет функцией n — отношения давления в струе к давлению в окружающей среде.

Итак, акустическое излучение сверхзвуковой газовой струи, истекающей в воду, имеет специфические особенности. Теоретически удается связать основные акустические характеристики струи (уровни звуковой мощности, спектр, диаграмму направленности, размер акустически активного участка струи и др.) с известными газодинамическими параметрами струи и окружающей среды.

Сопоставим теперь эти теоретические соображения с результатами экспериментального исследования акустических характеристик подводного ракетного двигателя.

§ 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ ПОДВОДНОГО РАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ

Экспериментальное исследование звукового поля реактивного порохового двигателя, работающего под водой, проводилось как для случая, когда двигатель неподвижен относительно окружающей воды, так и для случая, когда он движется вместе со снарядом, в котором установлен. Пока снаряд движется в доказательном режиме, уровень помех, генерируемых корпусом в окружающую среду, по-видимому, невелик, и для наших задач им можно пренебречь. Косвенным подтверждением справедливости этого является удовлетворительное совпадение уровней шумов, генерируемых неподвижным двигателем (т. е. сверхзвуковой газовой струей, истекающей в воду) и движущимся снарядом, снабженным таким двигателем.

Экспериментальные исследования шумов неподвижного двигателя проводили следующим образом.

С корабля, находящегося в дрейфе, при глубине моря более 100—130 м на тросе опускался соплом вверх двигатель. Рядом, на расстоянии по горизонтали 8—10 м, опускали измерительный широкополосный гидрофон. Звук, воспринимаемый гидрофоном, анализировался с помощью третьоктавных спектрометров СУЧ и СЗЧ, а также регистрировался на широкополосном магнитофоне и самописце «Брюель и Къёр» (рис. 9).

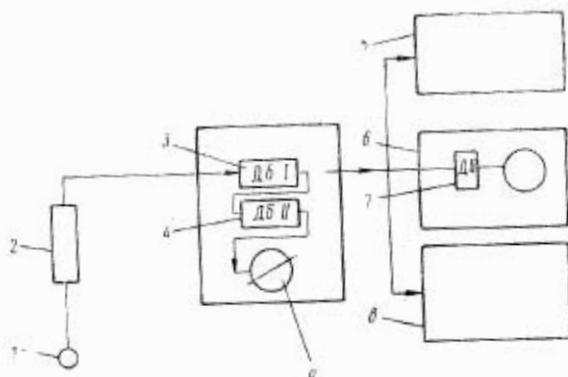


Рис. 9. Блок-схема для исследования акустических характеристик подводного реактивного двигателя:
 1 — приемный гидрофон; 2 — форусилитель; 3 — входной аттенуатор; 4 — аттенуатор стрелочного индикатора; 5 — магнитофон; 6 — блок СУЧ; 7 — аттенуатор спектрометра; 8 — самопишущий регистратор уровня; 9 — стрелочный индикатор

Изменяя глубину расположения двигателя и гидрофонов и их взаимное расположение по вертикали, при такой методике возможно оценить интегральную звуковую мощность, генерируемую двигателем, характеристику направленности, энергетический спектр, зависимость мощности от глубины и т. д. Для экспериментов было использовано три двигателя.

Основные характеристики двигателей

| | |
|--|-------|
| Расход газа, кг/сек: | |
| двигатель 02510 | 0,8 |
| двигатель 02516 | 1,5 |
| двигатель 02517 | 8,0 |
| Диаметр сопла, мм: | |
| двигатель 02510 | 22 |
| двигатель 02516 | 35 |
| двигатель 02517 | 50 |
| Показатель адиабаты | 1,25 |
| Скорость истечения, м/сек | 1200 |
| Температура на выходе сопла, °К | 1900 |
| Соотношение выходного и критического диаметров | 1,8—2 |

Для двигателя 02510 акустические эксперименты проводились на глубинах 10, 30, 50 и 80 м. Оценка характеристики направленности проводилась для двигателя 02516, причем двигатель при этом располагался на глубине 50 м, а измерительный гидрофон — на глубинах 10, 30, 50 и 80 м.

Исследование энергетического спектра шумов, генерируемых двигателем 02517, производилось на глубине 50 м; измерительный гидрофон располагался на этой же глубине.

Энергетический спектр шумов, генерируемых под углом 90° к оси сопла при работе этих двигателей, представлен на рис. 10. При рассмотрении этих результатов следует учитывать, что спектральный анализ проведен третьоктавными фильтрами, и поэтому положение экстремумов кривых спектральной плотности определено с точностью до 30%. С учетом этого замечания из рис. 10 следует, что основная частота, генерируемая сверхзвуковой струей,

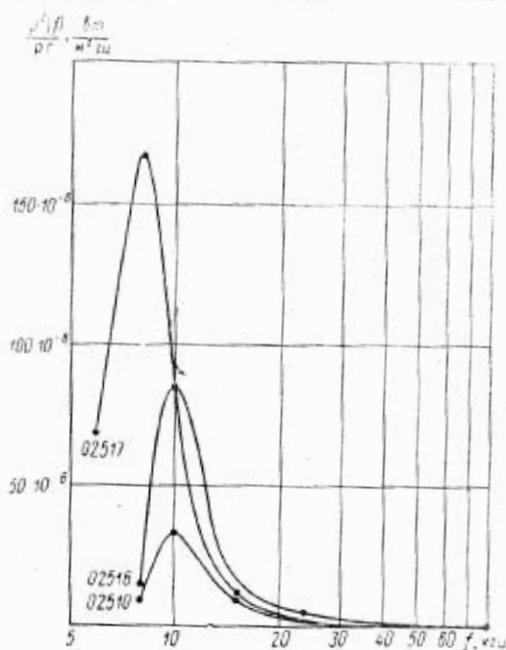


Рис. 10. Спектральный состав шума, излучаемого в направлении, перпендикулярном к оси сопла газовой сверхзвуковой струей, истекающей в воду

истекающей в воду, определяется отношением скорости истечения к диаметру сопла

$$\gamma_{кр} = k \frac{\omega}{D}, \text{ где } k \approx 0,2 \div 0,35,$$

а спектральная плотность на участке спада (при $\nu > \nu_{\text{ср}}$)

$$\frac{dI}{d\nu} \approx k \left(\frac{\nu_{\text{ср}}}{\nu} \right)^\sigma, \text{ где } \sigma \approx 2+3.$$

Методика исследования характеристики направленности акустических шумов двигателя не позволяла выяснить детально её особенности, так как исследования проводились только в четырех точках: под углами 11, 13, 90 и 130° к оси струи. С учетом влияния поверхности и дна, в пределах точности измерений уровень шума не зависит от угла наблюдения. Действительно, экстремум характеристики направленности должен иметь место при углах 35—60° (см. § 2); однако, под этими углами на данных экспериментах расположить гидрофоны не представилось возможным. Предполагая характеристику направленности в первом приближении сферической, получим, что интегральная мощность, генерируемая сверхзвуковой газовой струей, истекающей в воду, составляет 0,03, 0,08, 0,17 *вт* для двигателей 02510, 02516, 02517 соответственно, что удовлетворительно совпадает с расчетной звуковой мощностью, полученной из выражения (17).

Из формулы (17) получаем, что если двигатели отличаются только по секундному расходу газа (диаметру сопла), то звуковые мощности должны относиться как квадраты диаметров выходных сечений сопла. Теоретическое отношение мощностей звука двигателей 02510, 02516 и 02517 ($22^2 : 35^2 : 50^2 = 1 : 2,5 : 5,2$) удовлетворительно совпадает с экспериментальным (0,03 : 0,08 : 0,17 = 1 : 2,6 : 5,7).

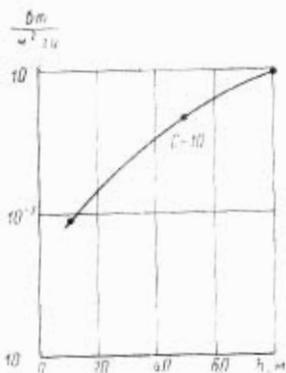


Рис. 11. Экспериментальная зависимость уровня звуковой мощности, генерируемой сверхзвуковой газовой струей, истекающей в воду, от глубины погружения двигателя

Рассмотрим теперь зависимость генерируемой струей звуковой мощности от глубины погружения двигателя (рис. 11).

Из теоретической зависимости (см. рис. 8) следует, что уровень звуковой мощности при увеличении глубины от 10 до 100 м возрастает примерно в три-пять раз, в интервале глубин 100—150 м остается постоянным, а затем начинает снижаться. Экспериментально полученная зависимость уровня шума от глубины качественно повторяет эти закономерности, однако диапазон изменения уровня шума при увеличении глубины с 30 до 80 м больше примерно в три раза. Это не может быть отнесено только к ошибкам эксперимента, которые, по-видимому, не превышают 10 *дб*. Причина количественного различия между теоретическими и экспериментальными зави-

симостями уровня шума от глубины не вполне ясна. Одно из возможных объяснений этого эффекта может заключаться в том, что экспериментально имеет место более крутой рост плотности газа в приграничном слое газового ядра струи с увеличением глубины, чем это предусмотрено формулой (3), полученной в изэнтропическом приближении.

Исследование генерации шума реактивным пороховым двигателем, установленным в движущемся снаряде, проводилось следующим образом (рис. 12).

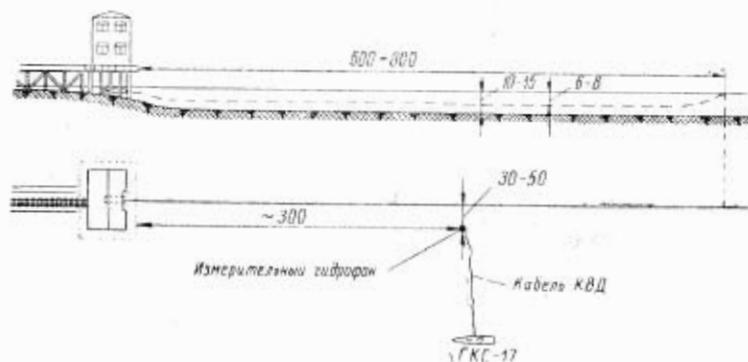


Рис. 12. Схема исследования акустических характеристик подводной ракеты (расстояния в метрах)

Реактивный снаряд, снабженный пороховым реактивным двигателем, стартовал с глубины 4—5 м. Траектория движения после выхода на глубину 6—7 м прямолинейная. Глубина моря в месте проведения экспериментов от 7—8 м в точке старта до 18 м в конце траектории (на расстоянии 600 м от точки старта).

На расстоянии около 300 м от точки старта, в 100—150 м от трассы снаряда располагался корабль ГКС-17 с аппаратурой. Измерительные гидрофоны, соединенные кабелями с кораблем, размещались в 30—50 м от трассы снаряда на глубине 7—8 м, т. е. приблизительно на глубине движения снаряда. Диаграммы направленности гидрофонов с точностью ± 1 дБ — сферические. Регистрировали уровни шума, излучаемого снарядом с помощью спектрометров СЗЧ и СУЧ, самописцев «Брюель и Кьёр», «Нейман» и магнитофонов. Аппаратура включалась за несколько секунд до старта ракеты. В течение эксперимента на полигоне устанавливали режим тишины: глушили двигатели корабля, запрещали движение катеров и т. п.

Наибольшие трудности представляет расчет характеристик направленности ракеты, как акустического излучателя, на основании записей уровня шума $p = p(t)$ на разных частотах во времени при движении ракеты мимо неподвижного гидрофона,

Действительно, так как ракета движется в мелком море, звук, воспринимаемый гидрофоном, есть результат интерференции сигналов, пришедших на гидрофон непосредственно от ракеты, и сигналов, пришедших на гидрофон в результате рассеяния прямого сигнала на неоднородностях моря: дне, поверхности, температурных неоднородностях в толще воды, береговой линии и т. п. Так как дистанция между гидрофоном и ракетой в 10—50 раз превышает глубину моря, эти эффекты имеют определяющее значение.

В работе [1] показано, что в условиях мелкого моря с вертикальными градиентами скорости звука, неизбежно возникающими вследствие различия температуры воды на разных глубинах, усредненный закон спадания звукового давления с расстоянием удовлетворяет зависимости

$$p^2(r) = \frac{1}{r^{1/2} \sqrt{2a'}} \exp\left(-\frac{\omega \gamma_1 r}{c_1}\right) \exp\left[-\gamma_3 \frac{\rho_3}{\rho_1} \frac{\Delta c}{c} \frac{1}{H} \frac{c_1^2 r}{c_3^2 \left(1 - \frac{c_1^2}{c_3^2}\right)}\right] \times \left[\Phi(n\sqrt{2a'}) - \Phi(\sqrt{2a'}) \right], \quad (19)$$

где

$$a = a' r = \frac{\gamma_3 c_1^4 \rho_3 r}{4 \rho_1 c_3^2 H^2 f^2 \left(1 - \frac{c_1^2}{c_3^2}\right)^{1/2}};$$

γ_1 — мнимая часть волнового числа в воде;

γ_3 — мнимая часть волнового числа в грунте;

ρ_1 — плотность воды;

c_1 — скорость звука в воде;

ρ_3 — плотность грунта;

c_3 — скорость звука в грунте;

$\Delta c = c_2 - c_1$ — разность скоростей звука в верхней и нижней частях слоя воды;

$\omega = 2\pi f$ — частота;

$n = \frac{2H}{\lambda}$ — число нормальных волн в слое;

λ — длина звуковой волны;

H — глубина моря;

r — расстояние от излучателя до точки приема.

Основные акустические особенности полигона следующие:

— грунт — песчаный ил с ракушкой; акустические характеристики этого грунта заимствованы из работы [21];

— разница между температурами воды в верхней и нижней частях слоя — 8,5° С; соответственно $\Delta c \approx 20$ м/сек.

Представляется также вполне естественным предположение о симметричности характеристики направленности шума ракеты относительно ее оси. Это предположение использовалось при вычислении звуковой мощности, возбуждаемой движущейся ракетой, так как измерительный гидрофон находился только по одну сторону от трассы.

Построенные с учетом выражения (19) характеристики направленности ракеты на различных частотах ультразвукового диапазона представлены на рис. 13, на котором направление 0° совпадает с вектором скорости ракеты, направление 180° — с вектором скорости газов, истекающих из сопла.

Основная частота, возбуждаемая газовой сверхзвуковой струей со скоростью истечения около 1100 м/сек при диаметре сопла 50 мм, должна составлять (см. § 2) около 10 кГц.

Характеристика направленности ракеты на частотах, близких к основной — 8,1, 10,2 и 12,9 кГц (см. рис. 13, а), в диапазоне углов $120 \pm 20^\circ$ имеет отчетливо выраженный максимум с повышением над средним уровнем на 5—10 дБ. Это удовлетворительно совпадает с теоретической зависимостью для направления основного максимума излучения шума пограничным водо-газовым эмульсионным слоем реактивной струи.

По мере удаления от основной частоты звуковая мощность резко падает (рис. 14) и максимум на характеристике направленности в диапазоне углов $120 \pm 20^\circ$ сглаживается, снижаясь до 2—5 дБ (частота 16—26 кГц, рис. 13, б). На частотах еще более высоких относительный вклад в звуковую мощность струи, обусловленный пограничным слоем, продолжает уменьшаться, и на этом фоне становится преобладающим другой механизм шумообразования — флюктуации фронта бочкообразной ударной волны.

Основной максимум излучения при этом сдвигается в область углов, близких к 90° (см. рис. 13, в и г).

На всех частотах наблюдается вблизи направления 180° «конус тишины», полуугол при вершине которого составляет 15—30°, что также удовлетворительно совпадает с теоретическим значением $\sim 20^\circ$, полученным для газовой струи, истекающей в воду. Вблизи носовых курсовых углов 0 — 15° степень достоверности приведенных результатов снижается вследствие влияния в этом диапазоне углов на звуковое поле ракеты стартовых устройств.

Максимальная спектральная плотность звуковой мощности приходится на частоту ~ 10 кГц (см. рис. 14). Спад спектральной плотности на частотах от 10 до 20 кГц происходит по закону

$$p \sim f^{-n} \quad (n = 2 \div 3), \quad (20)$$

Во втором опыте ярко выражена вторая гармоника основной частоты. Возможной причиной возбуждения второй гармоники могут быть некоторые конструктивные особенности ракеты, например, способ крепления сопла.

По мере увеличения частоты и уменьшения относительного вклада в звуковую мощность, определяемого пограничным слоем струи, закон спада звуковой мощности с частотой (20) нарушается, а в области частот приблизительно 80 кГц имеет место даже небольшой максимум спектральной плотности шума.

Этот эффект, также как и особенности характеристик направ-

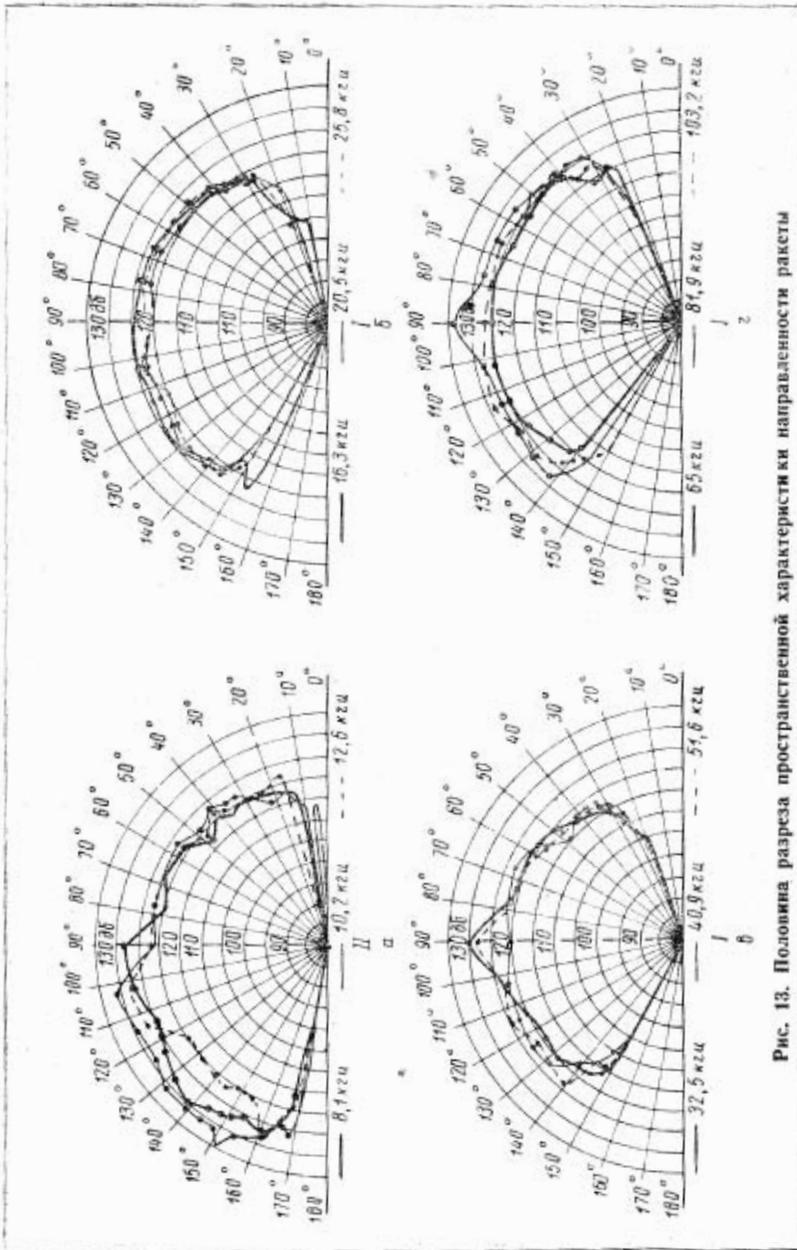


Рис. 13. Половина разреза пространственной характеристики направленности ракеты

ленности шума ракеты в области высоких частот, может быть объяснен увеличением вклада в звуковую мощность, обуславливаемого флюктуациями фронта ударной волны вблизи сопла.

Общая звуковая мощность в обоих случаях составляет в диапазоне частот 8—103 кГц около 0,2 Вт, что удовлетворительно совпадает с величиной, вычисленной по формуле (17).

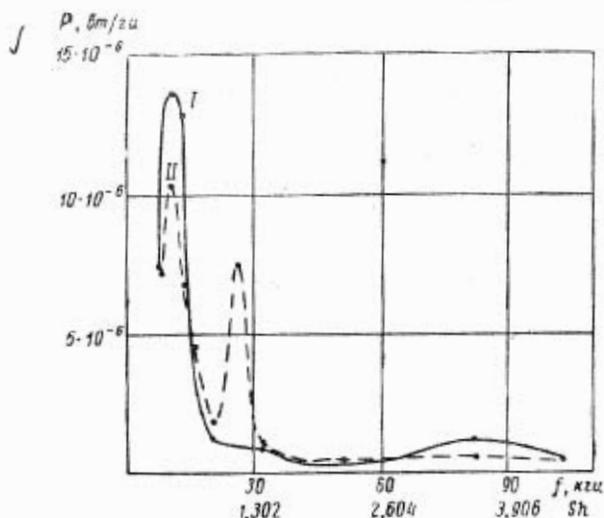


Рис. 14. Спектральная плотность звуковой мощности, излучаемой в телесном угле 4 л движущейся ракетой: I — первый опыт, II — второй опыт

Анализ характеристик направленности и спектральной плотности шума подводной ракеты и неподвижного реактивного двигателя позволяет утверждать, что определяющим в формировании звукового поля ракеты являются шумы сверхзвуковой газовой струи, истекающей в воду.

Поэтому есть все основания полагать, что снижение шума реактивной струи путем применения цилиндрического экрана вокруг начального и переходного участка последней даст существенное уменьшение шумов подводной ракеты. Экспериментальное исследование эффекта шумоглушения с помощью цилиндрического экрана было проделано в работе [2]. В этих опытах использовался шумоглушитель в виде полого цилиндра длиной около 400 мм, открытого с обоих торцов. Шумоглушитель изготовлен из стали толщиной 3 мм и имеет герметичную полость между наружной и внутренней стенками. Полость заполнена воздухом (напомним, что в соответствии с § 1, длина звучащего участка струи составляет приблизительно $3D_e$, т. е. менее 200 мм). При прочих равных

условиях уровень звукового давления в диапазоне частот 8—130 кГц при наличии шумоглушителя описанного типа снизился на 20—30 дБ.

ВЫВОДЫ

В настоящей главе установлена теоретически и подтверждена экспериментально зависимость между звуковой мощностью, генерируемой струей газа, истекающего из сопла ракетного подводного двигателя, и основными газодинамическими характеристиками струи: плотностью ρ_n , скоростью истечения w_n , скоростью звука в струе a_n и диаметром сопла D_c .

Эта зависимость имеет следующий вид:

$$I = \frac{\rho_n^2}{\rho_0^2} w_n^8 \frac{\rho_0 D_c^2}{c_0 a_n}$$

Так как при выводе этой зависимости не было сделано ограничивающих предположений по составу газа, истекающего из сопла, то, по-видимому, выведенные соотношения пригодны для расчета акустических шумов, генерируемых водо-газовой струей гидромоторного или шнекового двигателя.

Установлено, что основная частота, генерируемая струей, определяется скоростью истечения и диаметром сопла.

Зона энергичного генерирования звука струей располагается вблизи сопла и не превышает по длине двух-трех диаметров сопла, что создает благоприятные условия для уменьшения шума путем применения цилиндрического экрана вокруг этой части струи.

Установлено, что в подводных ракетах основная доля шума излучается во внешнюю среду за счет струи, а шум обтекания, излучаемый во внешнюю среду, относительно мал. Экспериментальная характеристика направленности шума ракеты, как и теоретическая, на основной частоте имеет экстремум (около 6—10 дБ) при углах $\sim 140 \pm 20^\circ$.

Зависимость уровня шума от глубины определяется множителем вида $\rho_n^2 w_n^8$. Так как ρ_n с глубиной возрастает, а w_n — падает, то звуковая мощность на определенной глубине будет иметь максимум. Эта глубина может быть определена по формулам, данным в § 2.

Сравнительно благоприятные акустические характеристики ракетных подводных двигателей позволяют рассматривать задачу о шумах, воздействующих на бортовые гидрофоны системы самонаведения подводной ракеты, как локальную. Этим определяются известные преимущества самонаводящихся подводных ракет перед торпедами с винтовыми двигателями.

Глава II

ВОЗНИКНОВЕНИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НА ГОЛОВНОЙ ЧАСТИ СНАРЯДА, ДВИЖУЩЕГОСЯ В ВОДЕ

§ 4. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

При движении снаряда в воде на его поверхности образуется ламинарный пограничный слой. При увеличении скорости снаряда течение в ламинарном слое может потерять устойчивость. Это приводит сначала к появлению отдельных вихрей, а затем и к образованию турбулентного пограничного слоя.

Случайные пульсации в турбулентном слое являются источниками нежелательных гидроакустических шумов. Чтобы оценить их интенсивность и вычислить статистические характеристики сигналов, принимаемых гидрофонами, расположенными либо на поверхности снаряда, либо под обтекателем, необходимо четко представить себе, каким образом расположены зоны ламинарного и турбулентного обтекания на поверхности снаряда (рис. 15). Зону ламинарного слоя от переходной зоны отделяет *граница потери устойчивости*. Зону развитого турбулентного слоя и зону перехода разделяет *граница перехода*. Заметим, что в определенных условиях может возникнуть отрыв пограничного слоя от поверхности снаряда. В этом случае качественная картина описания обтекания должна быть изменена.

Предполагается, что снаряд движется в морской воде, в которой имеется свободная турбулентность.

Основной задачей настоящей главы является выяснение геометрии расположения упомянутых зон обтекания в зависимости от формы обтекателя, скорости движения, интенсивности свободной турбулентности и качества обработки поверхности снаряда. Кроме того, формулируются и обсуждаются некоторые другие задачи, непосредственно связанные с проблемой потери устойчивости в пограничном слое. В частности, производится оценка критической скорости снаряда, при которой возникает микрокавитация.

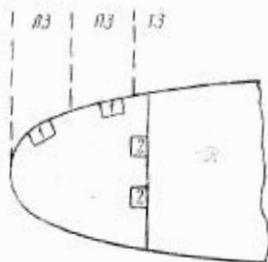


Рис. 15. Расположение зон ламинарного и турбулентного обтекания на головке снаряда: 1, 2 — гидрофоны; ЛЗ — зона ламинарного обтекания; ПЗ — переходная зона; ТЗ — зона турбулентного обтекания

Решение задачи о потере устойчивости в пограничном слое является первым этапом расчета шумов обтекания. Будем сначала считать, что снаряд движется в воде с постоянной скоростью U_∞ , угол атаки равен нулю, поверхность снаряда абсолютно гладкая, в воде отсутствует свободная турбулентность. На рис. 16 приведена система координат, которая используется при дальнейшем изложении; x — расстояние от критической точки¹ вдоль образующей

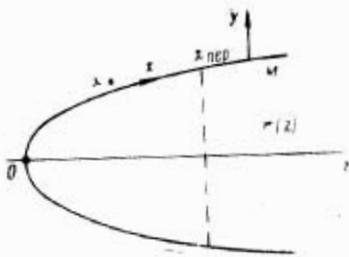


Рис. 16. Система координат

до рассматриваемой точки; y — расстояние по перпендикуляру от поверхности; x_* — расстояние от критической точки до границы потери устойчивости; $x_{пер}$ — расстояние от критической точки до границы перехода.

Величина x_* определяется критическим числом Рейнольдса

$$Re_* = \frac{\bar{U}(x) \eta(x)}{\nu} \Big|_{x=x_*}, \quad (21)$$

где $\bar{U}(x)$ — местная скорость обтекания (полученная либо путем

расчета обтекания снаряда идеальной жидкостью, либо измеренная на опыте);

$\eta(x)$ — величина, характеризующая толщину ламинарного пограничного слоя;

ν — кинематическая вязкость.

В качестве $\eta(x)$ можно использовать либо толщину пограничного слоя $\delta(x)$, либо толщину вытеснения слоя $\delta^*(x)$, либо толщину вытеснения импульса $\zeta(x)$. Т. е. в формуле (21) вместо $\eta(x)$ в различных случаях встречаются $\delta(x)$, $\delta^*(x)$ и $\zeta(x)$. Эти функции определяются следующим образом. Если обозначить $u(x, y)$ — скорость внутри ламинарного слоя в точке с координатами x и y , то $\delta(x)$ — толщина слоя — есть расстояние от поверхности, на котором $u(x, y)$ становится равным $0.99 U(x)$

$$u(x, \delta) = 0.99 U(x).$$

Отметим, что $u(x, y) = U(x)$ лишь при $y \rightarrow \infty$. Поэтому определение $\delta(x)$ фактически зависит от требуемой точности определения $u(x, y)$.

¹ Критической точкой назовем точку на носу снаряда, где местная скорость обтекания равна нулю. При осесимметричном обтекании критическая точка совпадает с точкой пересечения оси z и поверхности обтекателя.

Величины $\delta^*(x)$ и $\zeta(x)$ задаются выражениями:

$$\delta^*(x) = \int_0^{\infty} \left[1 - \frac{u(x,y)}{U(x)} \right] dy;$$

$$\zeta(x) = \int_0^{\infty} \left[1 - \frac{u(x,y)}{U(x)} \right] \frac{u(x,y)}{U(x)} dy.$$

Обычно $\delta(x)$, $\delta^*(x)$ и $\zeta(x)$ мало отличаются друг от друга. Расчет показывает, что при продольном обтекании плоской пластины водой со скоростями 10—20 м/сек турбулентный слой образуется непосредственно у ее передней кромки (т. е. $x_0 \approx x_{пер} \approx 0$). Однако для искривленных поверхностей это далеко не так.

§ 5. УСТОЙЧИВОСТЬ ОБТЕКАНИЯ ШАРА

Чтобы проиллюстрировать влияние кривизны поверхности обтекателя на устойчивость ламинарного пограничного слоя, произведем оценки Re_* для шара. Для этого воспользуемся приближенным методом расчета ламинарного слоя, предложенным Польгаузенном [17]. Этот метод позволяет получить следующие характеристики: толщину слоя $\delta(x)$; толщину вытеснения $\delta^*(x)$; толщину вытеснения импульса $\zeta(x)$; функцию $\lambda(x)$

$$\lambda(x) = \frac{\delta(x)}{\nu} \frac{dU(x)}{dx}.$$

Функции $\delta(x)$, $\delta^*(x)$, $\lambda(x)$ и $\zeta(x)$ связаны между собой универсальными соотношениями:

$$\zeta = \delta^* \left(\frac{37}{315} - \frac{\lambda}{945} - \frac{\lambda^2}{9072} \right)$$

$$\delta^* = \delta \left(\frac{3}{10} - \frac{\lambda}{120} \right).$$

Поэтому достаточно знать какие-либо две функции из четырех, чтобы определить две другие.

Наиболее важным параметром является формпараметр $\lambda(x)$, который задает форму профиля скоростей в пограничном слое (рис. 17). Именно этот параметр $\lambda(x)$ определяет критическое число Re_* . Г. Шлихтингу [22] удалось вычислить универсальную зависимость $Re_* = \frac{U(x)\delta^*(x)}{\nu}$ от величины λ , которая справедлива как

для случая обтекания цилиндров различной формы (плоское течение), так и для случая обтекания осесимметричных тел¹ (рис. 18).

Условие устойчивости слоя практически удобно выразить не через местную скорость $U(x)$ и $\delta^*(x)$, а через скорость тела U_∞ и какой-либо характерный размер тела. С этой целью введем число:

$$Re_{*R}(x) = \frac{U_\infty R}{\nu} \quad (22)$$

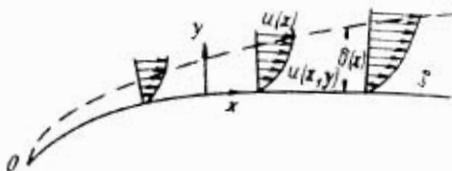
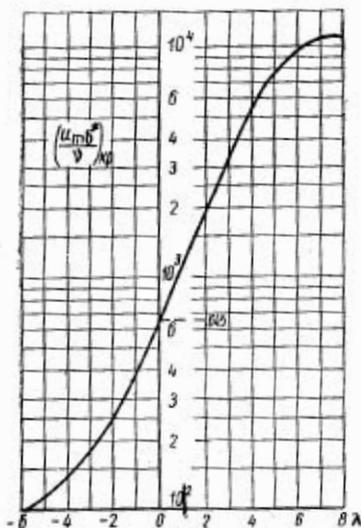


Рис. 17. Профиль скоростей в пограничном слое



Располагая данными расчета ламинарного слоя и величиной $U(x)$, легко найти $Re_{*R}(x)$. Обычно при расчете мы получаем безразмерную местную скорость

$$\bar{U}(x) = \frac{U(x)}{U_\infty}$$

и безразмерную толщину вытеснения пограничного слоя

$$\bar{\delta}^* = \frac{\delta^*}{R}$$

Рис. 18. Зависимость критического числа Рейнольдса $Re_* = \left(\frac{u \delta^*}{\nu} \right)_{кр}$ от формпараметра

¹ При этом необходимо, чтобы толщина слоя была бы много меньше радиуса кривизны тела.

Подставляя эти выражения в (22) с учетом (21), получим:

$$Re_{*R}(x) = \frac{Re^*}{\bar{U}(x) \bar{v}^m(x)}$$

Все перечисленные характеристики ламинарного слоя для шара были получены еще в довоенной работе [23]. На рис. 19 приведены вычисленные нами на основании этих данных величины Re_{*R} в зависимости от угла θ (в овальных рамках). Величины Re_{*R} , вычисленные для цилиндра того же радиуса (плоское течение), приведены на этом же рисунке в прямоугольных рамках. Из рис. 19 следует, что течение на шаре менее устойчиво, чем на цилиндре. Отметим, что точность вычислений для углов θ , близких к $\frac{\pi}{2}$, мала.

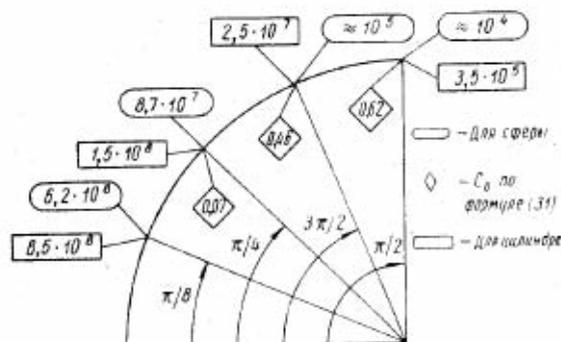


Рис. 19. Распределение критических чисел Рейнольдса Re_{*R} по обводу

Поэтому при таких углах численные оценки справедливы только по порядку величины.

§ 6. ГРАНИЦЫ УСТОЙЧИВОСТИ НА ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ ОБТЕКАТЕЛЯХ

Интересно оценить положение границы потери устойчивости в зависимости от «удлинения» обтекателя снаряда. Такую оценку удалось сделать на основании результатов расчета пограничного слоя для семейства эллипсоидов вращения с различным отношением длин полуосей (рис. 20) $k = \frac{b}{a}$.

Такой расчет произведен в работе [24]. Графики кривых, позаимствованные из этой работы (построенные для разных k), приведены на рис. 21, 22, 23. Толщина вытеснения импульса

$$\zeta = \zeta \frac{\sqrt{\frac{U_\infty^2 2a}{\nu}}}{2a}$$

На всех этих кривых в качестве безразмерной координаты взята величина

$$S = \frac{x}{l_{\text{OAB}}}$$

где l_{OAB} — длина половины периметра эллипса (см. рис. 20).

Из этих кривых определялись функции $U(s)$, $\lambda(s)$ и $\delta^*(s)$, по которым точно так же, как и для шара, находились критические значения чисел Рейнольдса. В табл. 2 приведены вели-

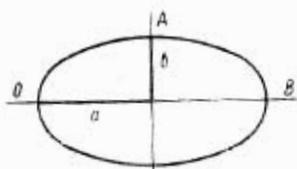


Рис. 20. Эллипсоид вращения

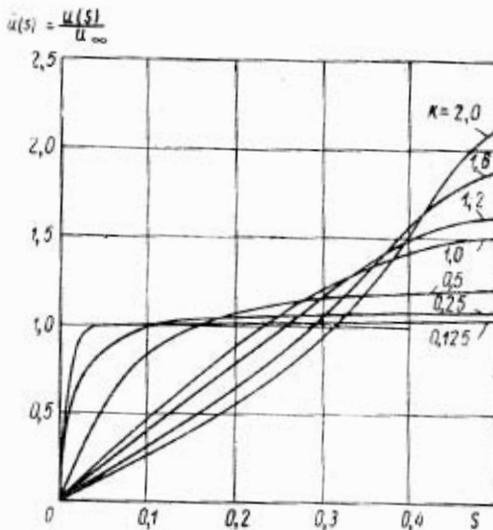


Рис. 21. Распределение местной скорости по обводу для эллипсоидов вращения с различным соотношением полуосей k

чины критических значений $Re_{*b}(s) = \frac{bU_\infty}{\nu}$, составленных для полуоси b , ортогональной направлению потока. Число Re_{*b} следует понимать следующим образом: при заданной безразмерной координате S , отсчитываемой вдоль образующей эллипса, при данных b и U_∞ возникают первые вихри.

Значения числа Рейнольдса Re_{*b} , близкие к существующим на практике, приведены в табл. 3 (для воды $\nu = 1,3 \cdot 10^{-6}$ м²/сек).

Из совместного рассмотрения табл. 2 и 3 следует, что на эллипсоидах вращения, имеющих $k=1,0$ и $1,2$, пограничный слой не турбулизуется для $U_\infty \leq 40$ м/сек и $b \leq 0,5$ м вплоть до $S \approx 0,3$. Это тем более верно для $k=1,6; 2,0$. Отметим, что величины Re_{*b} при $k=1$ (для шара) хорошо соответствуют Re_{*R} , приведенным на рис. 19.

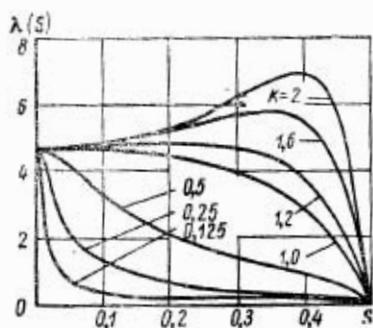


Рис. 22. Распределение величины формпараметра по обводу для эллипсоидов вращения с различным соотношением полуосей k

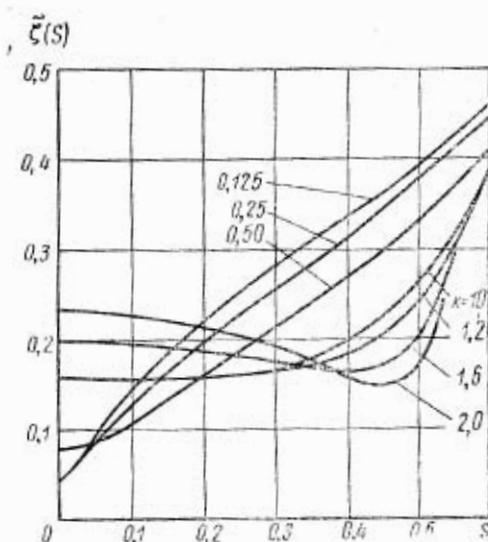


Рис. 23. Распределение толщины вытеснения импульса для эллипсоидов вращения с различным соотношением полуосей k

Таблица 2

Критические числа Рейнольдса для эллипсоидов вращения

| S | Отношение полуосей, k | | | | | | |
|-------|-----------------------|-------------------|-------------------|-------------------|----------------------|----------------------|----------------------|
| | 0,125 | 0,250 | 0,500 | 1,000 | 1,200 | 1,600 | 2,000 |
| 0,025 | $2,03 \cdot 10^8$ | $1,44 \cdot 10^8$ | $2,15 \cdot 10^8$ | $8,9 \cdot 10^7$ | $1,21 \cdot 10^{10}$ | $1,78 \cdot 10^{10}$ | $2,54 \cdot 10^{10}$ |
| 0,1 | $1,3 \cdot 10^8$ | $9,46 \cdot 10^7$ | $5,24 \cdot 10^7$ | $5,25 \cdot 10^8$ | $7,86 \cdot 10^8$ | $1,25 \cdot 10^9$ | $1,62 \cdot 10^9$ |
| 0,2 | $4,84 \cdot 10^8$ | $1,81 \cdot 10^8$ | $3,15 \cdot 10^8$ | $1,2 \cdot 10^9$ | $2,1 \cdot 10^9$ | $2,07 \cdot 10^9$ | $4,8 \cdot 10^9$ |
| 0,3 | $2,5 \cdot 10^8$ | $7,66 \cdot 10^8$ | $5,9 \cdot 10^8$ | $3,46 \cdot 10^7$ | $8 \cdot 10^7$ | $2,0 \cdot 10^8$ | $3,1 \cdot 10^8$ |
| 0,4 | — | $3,83 \cdot 10^8$ | $1,76 \cdot 10^9$ | $6,54 \cdot 10^9$ | $2 \cdot 10^7$ | $8,64 \cdot 10^7$ | $2,15 \cdot 10^8$ |
| 0,475 | — | — | $6,54 \cdot 10^8$ | $3,13 \cdot 10^9$ | $6,25 \cdot 10^9$ | $3 \cdot 10^8$ | $1,87 \cdot 10^7$ |

Таблица 3

Значение чисел Рейнольдса для характерных параметров снаряда
(2b — мидель снаряда)

| b, м | U_{∞} , м/сек | | | | |
|------|----------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|
| | 10 | 20 | 30 | 40 | 50 |
| 0,5 | $0,4 \cdot 10^7$ | $0,8 \cdot 10^7$ | $1,2 \cdot 10^7$ | $1,6 \cdot 10^7$ | $2,0 \cdot 10^7$ |
| 0,25 | $0,2 \cdot 10^7$ | $0,4 \cdot 10^7$ | $0,6 \cdot 10^7$ | $0,8 \cdot 10^7$ | $1,0 \cdot 10^7$ |
| 0,10 | $0,8 \cdot 10^6$ | $1,6 \cdot 10^6$ | $2,4 \cdot 10^6$ | $3,2 \cdot 10^6$ | $4,0 \cdot 10^6$ |

Интересно было бы произвести расчет для обтекателей, у которых «эллиптическая» носовая часть сочленяется с цилиндрической. Однако можно считать, что производимые оценки существенно не изменятся для $S \leq 0,3$. Во всяком случае, критические значения Re_{*b} определенные для обтекателей без перехода в цилиндрическую поверхность, меньше, чем эти значения для обтекателей с сочленением с цилиндром, т. е. расчет устойчивости произведен «с запасом».

Все приведенные результаты относятся к определению границы потери устойчивости. Зона сплошной турбулентности лежит «ниже по течению», а граница перехода соответствует большим значениям, чем граница потери устойчивости ($S_{пер} > S_*$). При этом, чем больше величина $\frac{dU}{dS}$, тем большая разница между Re_{*b} и $Re_{перb}$ (см. 22, § 18). Для шара при $S \leq 0,3$ значение $\frac{dU}{dS}$ так велико, что $Re_{перb}$ больше Re_{*b} в несколько раз. При $S \approx 0,5$ dU/ds мало

и Re_{*b} практически совпадает с $Re_{пер\ b}$. То же самое относится и к эллипсоидам вращения с отношением полуосей $k > 1$. Здесь предполагалось, что среда, в которой движется снаряд, имеет всюду одинаковую температуру. Если же температура меняется в зависимости от координат в пространстве, то в оценки следует внести коррективы. Температура моря (а значит и кинематическая вязкость ν) меняется с глубиной. Начиная с глубин порядка нескольких сотен метров до поверхности, температура может изменяться от 4—5 до 20° С. Соответствующие изменения ν — от $1,7 \cdot 10^{-6}$ до $1,0 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2 \text{ сек}^{-1}$. При этом значения Re_{*b} на больших глубинах будут несколько ниже, чем приведенные в табл. 2, а у поверхности — несколько выше этих значений. В самом деле,

$$Re_* = \frac{U(x) \delta^*(x)}{\nu} \sim \nu^{-1/4},$$

так как $\delta^* \sim \sqrt{V}$ в. Поэтому в указанном интервале температур Re_* и Re_{*b} будут изменяться примерно в 1,3 раза. Аналогичные замечания можно высказать и о зависимости Re_* от географической широты места (средней температуры поверхностного слоя в море).

57. ВЛИЯНИЕ ВОЗМУЩЕННОСТИ ПОТОКА НА КРИТИЧЕСКОЕ ЧИСЛО РЕЙНОЛЬДСА

Все предыдущие результаты относились к случаю, когда среда, в которой движется снаряд, полностью лишена свободной турбулентности. Как показал Тейлор [25], влияние начальной возмущенности потока и, прежде всего, ее продольной составляющей ξ , направленной вдоль вектора U_∞ , сказывается на эффективной величине формпараметра $\lambda(x)$. При отдельных, достаточно больших флуктуациях ξ , эффективное значение формпараметра может быть так велико, что нарастающие вихри в пограничном слое возникнут значительно ближе к критической точке обтекателя, чем в случае, когда $\xi = 0$. Подобный режим возникновения возмущения в пограничном слое можно назвать жестким режимом. Согласно теории Тейлора, которая была экспериментально проверена в аэродинамической трубе для шара, влияние затравочной турбулентности на $Re_{*D} = \frac{U_\infty D}{\nu}$ описывается безразмерным параметром:

$$\tilde{\sigma}_\xi = \frac{\sigma_\xi}{U_\infty} \left(\frac{D}{L} \right)^{1/2}, \quad (23)$$

где D — диаметр шара;
 L — характерный размер свободной турбулентности;
 σ_ξ — среднеквадратичное значение интенсивности ξ .

На рис. 24 приведен график зависимости Re_{*D} от σ_{ξ} , при этом Re_{*D} определялось вблизи точки срыва пограничного слоя, т. е. при $\Theta \approx \frac{\pi}{2}$.

В литературе существует сравнительно мало данных, касающихся пространственного спектра морской турбулентности. По-

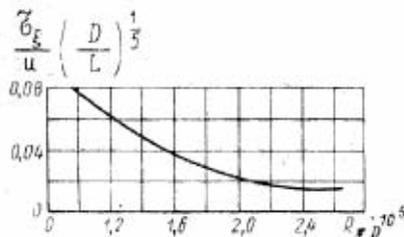


Рис. 24. Влияние затравочной турбулентности на критическое число Рейнольдса

этому величины интенсивности τ_2 масштаба L могут лишь оцениваться приближенно. Такую оценку можно, например, сделать, воспользовавшись результатами опытов по измерениям статистических характеристик турбулентности морских приливных течений в узких проливах [26]. Следует полагать, что уровень турбулентности, порожденный градиентами скоростей больших морских течений в открытом море, а также на глубинах, где имеются большие скачки температуры, не может существенно превышать уровни свободной турбулентности приливных течений. Как это следует из [26], за среднеквадратичную величину ξ можно принять $\sigma_{\xi} = 0,1$ м/сек, а за радиус корреляции поля турбулентности $L \approx 1$ м. Таким образом, величина $(D/L)^{1/3} = 0,80, 0,84, 1,00$, если за L принять 0,25, 0,5 и 1 м соответственно. Поэтому в нашем случае можно считать, что Re_{*D} определяется только отношением τ_2 / U_{∞} (см. формулу 23), Re_{*D} при $\frac{\sigma_{\xi}}{u_{\infty}} = 0,06$ (см. рис. 24) уменьшается в два раза по сравнению с Re_{*D} невозмущенного потока ($Re_{*D} = 2,5 \cdot 10^5$ [25]).

Для скоростей $U_{\infty} = 20 \div 40$ м/сек при $\sigma_{\xi} = 0,1$ м/сек соответствующие значения $\sigma_{\xi} / U_{\infty}$ меняются в пределах 0,05—0,025. Поэтому на скорости $U_{\infty} = 40$ м/сек начальный уровень свободной турбулентности в приливных течениях снижает критическое число Рейнольдса в два раза, а при $U_{\infty} = 20$ м/сек — в два-три раза.

Подчеркиваем еще раз, что эти оценки относятся к обтекателям в областях, где безразмерное расстояние от носа $S \approx 0,5$. Как это следует из данных, приведенных в § 16 работы [22], в областях, где $S \leq 0,2$, имеющиеся в потоке начальные затравочные пульсации могут затухнуть. Этот вопрос требует дополнительных исследований.

§ 8. ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ШЕРОХОВАТОСТИ ПОВЕРХНОСТИ ОБТЕКАТЕЛЯ НА КРИТИЧЕСКОЕ ЧИСЛО РЕЙНОЛЬДСА

Оценим сначала влияние на Re_* шероховатости поверхности обтекателя. Как это следует из данных [22], песочная шероховатость совершенно не сказывается на Re_* вплоть до средних высот зазубрин на поверхности

$$\lambda_* \approx \frac{120 \nu}{U_\infty} \quad (24)$$

При этом градиент давления на стенке обтекателя мало сказывается на этот результат¹. Если же λ превышает критическое значение (24) в два раза, то величина Re_* уменьшается на порядок по сравнению с той, которая измеряется на гладкой поверхности. Например, при $U_\infty = 30$ м/сек критическое значение $\lambda_* \approx 5$ мк.

Может случиться, что поверхность обтекателя достаточно чисто обработана, но на ней имеются отдельные царапины и риски. Оценим влияние кольцевой канавки или цилиндрического выступа, расположенных на поверхности обтекателя в сечении, перпендикулярном его оси. Критическая величина такого выступа λ_{**} , необходимая для возникновения за выступом турбулентного слоя, дается выражением (см. § 36, [22]):

$$\lambda_{**} = \frac{20 \nu}{U_*}$$

где U_* — динамическая (или сдвиговая) скорость в месте расположения выступа.

Величина U_* зависит от касательного напряжения τ_0 на стенке в том же месте:

$$U_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}$$

где ρ — плотность воды.

На рис. 25 приведены графики $\tau_0(s)$ для семейства эллипсоидов вращения, рассмотренных в § 6. Из этих графиков следует, что для шара ($k=1$) $\tau_0(s)$ достигает максимума при $S_{\max} = 0,3$, при этом

$$\tau_{0 \max} = 2\rho \frac{U_\infty^2}{\sqrt{Re_b}}$$

При скоростях $U_\infty = 30$ м/сек и диаметре $D = 0,5$ м $U_* = 0,8$ м/сек. Значит, в этом случае критическая высота выступа $\lambda_{**} \approx 35$ мк. При других значениях S , больших или меньших 0,3, λ_{**} будет соответственно больше.

¹ Точнее говоря, формула (24) определяет критическую величину λ не относительно Re_* , а относительно $Re_{\text{пер}}$.

Критические значения κ_{*} , округленные до 5 мк, для различных эллипсоидов вращения сведены в табл. 4. Значения κ_{*} вычислены, как и для шара, в точках с координатами S_{\max} , где $\tau_0(S)$ достигает максимума.

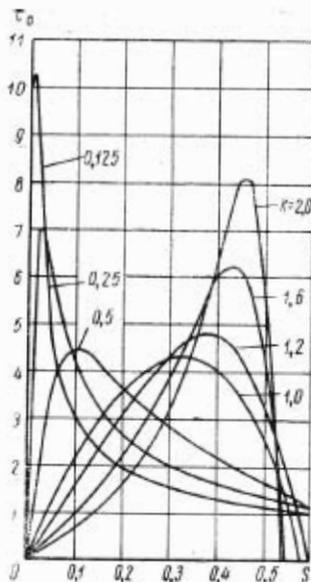


Рис. 25. Распределение величины τ_0 по обводу для эллипсоидов вращения с различным соотношением полуосей

Рассмотрев данные табл. 4, можно сделать следующие выводы:

минимальные значения κ_{*} уменьшаются с увеличением скорости U_{∞} , а также при уменьшении миделя снаряда $2b$;

минимальные значения κ_{*} несколько больше для полусферических обтекателей по сравнению с вытянутыми и тупыми обтекателями;

безразмерная координата S_{\max} , при которой достигается минимальное κ_{*} (или максимальное τ_0), с уменьшением отношения полуосей k стремится к нулю, т. е. на заостренных обтекателях наиболее опасные места для царапин и рисков находятся вблизи критической точки.

Таблица 4

Критические значения высот зазубрин κ_{*} для характерных параметров снаряда, мк

| U_{∞} , м/сек | $k = 2,0;$ $S_{\max} = 0,45$ | | | $k = 1,0;$ $S_{\max} = 0,3$ | | | $k = 0,5;$ $S_{\max} = 0,1$ | | | $k = 0,25;$ $S_{\max} = 0,03$ | | |
|----------------------|---------------------------------|------|-----|--------------------------------|------|-----|--------------------------------|------|-----|----------------------------------|------|-----|
| | b , м | | | b , м | | | b , м | | | b , м | | |
| | 0,5 | 0,25 | 0,1 | 0,5 | 0,25 | 0,1 | 0,5 | 0,25 | 0,1 | 0,5 | 0,25 | 0,1 |
| 10 | 55 | 50 | 40 | 80 | 70 | 60 | 80 | 70 | 60 | 60 | 50 | 45 |
| 20 | 35 | 30 | 25 | 50 | 40 | 30 | 50 | 40 | 30 | 40 | 30 | 25 |
| 30 | 25 | 20 | 15 | 35 | 30 | 25 | 35 | 30 | 25 | 25 | 25 | 20 |
| 40 | 20 | 15 | 15 | 30 | 25 | 20 | 30 | 25 | 20 | 20 | 20 | 15 |

§ 9. ОЦЕНКА КРИТИЧЕСКОЙ СКОРОСТИ МИКРОКАВИТАЦИИ

Полученные выше характеристики ламинарной, переходной и турбулентной зоны обтекания будут иметь смысл лишь в том случае, если при движении снаряда в воде не происходит кавитации, или уровни шума, обусловленного кавитацией, малы. Отметим, что в условиях развитой кавитации или даже при возникновении микрокавитации интенсивность шумовых источников, возникающих в результате захлопывания образовавшихся пузырьков, превосходит интенсивность источников шумов пограничного слоя. Поэтому необходимо убедиться, что при тех скоростях, глубинах и для тех обтекателей, с которыми мы имеем дело в настоящей работе, кавитации не происходит.

Если вода совершенно свободна от пузырьков газа, то кавитация может возникнуть лишь при очень значительном понижении давления в данной области потока. Практически в воде всегда имеются затравочные пузырьки газа. Если давление паров воды и газа внутри этих пузырьков станет больше некоторого критического значения, то эти пузырьки будут увеличиваться. (Подобная ситуация может возникнуть благодаря отрицательным перепадам давления при движении снаряда.) Затем, попадая в области повышенного давления, они захлопываются, порождая звуковые импульсы.

Давление внутри пузырька определяется формулой [27]:

$$p_n = p + 2 \frac{\sigma}{r} = p_0 + \rho gh + 2 \frac{\sigma}{r}, \quad (25)$$

где $p = p_0 + \rho gh$ — внешнее статическое давление;

p_0 — атмосферное давление;

ρgh — давление столба воды на глубине h ;

σ и r — коэффициент поверхностного натяжения и радиус пузырька соответственно.

Оценкой величины отрицательного перепада давления при движении снаряда является выражение:

$$\Delta p \approx C_0 \rho U^2, \quad (26)$$

где C_0 — коэффициент, зависящий от геометрии обтекателя снаряда.

Итак, будем считать, что на пути снаряда имеются пузырьки, наполненные газом и парами воды. Если размеры пузырьков под действием внешнего давления изотермически увеличились в a раз, то для уравновешивающего внешнего давления по закону Бойля—Мариотта получим:

$$p_a = \frac{p_n}{a^3} = \frac{2\sigma}{ar_0}, \quad (27)$$

где r_0 — начальный радиус пузырька.

Подставляя p_n из (25) в (27), будем иметь

$$p_n = \frac{1}{a^2} \left(p + \frac{2\sigma}{r_0} \right) - \frac{2\tau}{ar_0}. \quad (28)$$

Зависимость размера пузырька $r_n = ar_0$ от давления представлена на рис. 26. Кривая построена для $r_0 = 10^{-3}$ см, $\sigma \approx 80$ дн/см, $p = 4$ кг/см². Кривые для других значений r_0 и p подобны приведенной. Итак, размеры пузырька увеличиваются по мере уменьшения давления (см. рис. 26). По достижении некоторого критического

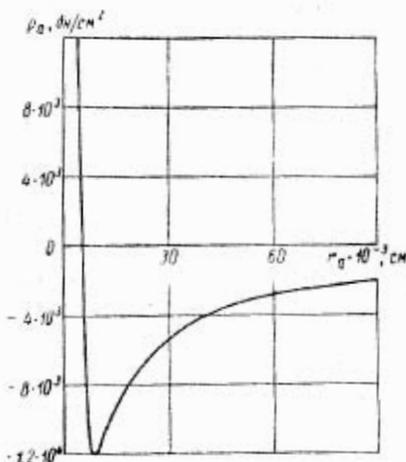


Рис. 26. Зависимость размеров микропузырьков в воде от наружного давления ($r_0 = 10^{-3}$ см)

размера для дальнейшего роста пузырька не нужно понижения давления. Пузырек спонтанно растет. Критический размер пузырька $r_{кр}$ легко определяется из условия минимума кривой (28)

$$r_{кр} = a_{кр} r_0 = r_0 \sqrt{\frac{3 \left(p + \frac{2\sigma}{r_0} \right)}{\frac{2\sigma}{r_0}}}. \quad (29)$$

Подставляя (29) в (28), получим соответствующее критическое отрицательное давление

$$p_{кр} = -\frac{2}{3} \sqrt{\frac{\left(\frac{2\sigma}{r_0} \right)^3}{3 \left(p + \frac{2\sigma}{r_0} \right)}}.$$

Учет давления насыщающих паров воды вносит в эту формулу незначительные поправки [27].

Величина p_n определяется разностью внешнего статического давления p и Δp (26)

$$p_n = p - \Delta p = p_0 + \rho gh - \Delta p.$$

Таким образом, критическое значение $(\Delta p)_{кр}$ равно:

$$(\Delta p)_{кр} = p_0 + \rho gh + \frac{2}{3} \sqrt{\frac{\left(\frac{2\sigma}{r_0} \right)^3}{3 \left(p + \frac{2\sigma}{r_0} \right)}}. \quad (30)$$

Если положить $p = p_0 + \rho gh = 4 \text{ кг/см}^2$ (9), что соответствует глубине 30 м (80), то зависимость $\Delta p_{\text{кр}}$ от r_0 можно представить кривыми, изображенными на рис. 27, из которого видно, что практически для пузырьков с начальными радиусами, большими, чем 10^{-4} см, величина $(\Delta p)_{\text{кр}}$ определяется статическим давлением p и не зависит от радиуса пузырька. Для пузырьков с $r_0 \gg 10^{-4}$ см согласно формулам (26) и (30) имеем

$$U_{\infty \text{кр}} \approx \frac{1}{\sqrt{\rho C_0}} \sqrt{p_0 + \rho gh}. \quad (31)$$

Чтобы сделать по этой формуле численные оценки для критической скорости $U_{\infty \text{кр}}$, при которой возникает микрокавитация, определим коэффициент C_0 для сферического обтекателя. Перепад давлений в зависимости от угла θ для шара (см. рис. 19) дается формулой

$$\Delta p = \frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2 \times \left[1 + \left(\frac{3}{2} \right)^2 \sin^2 \theta \right].$$

Откуда

$$C_0 = -\frac{1}{2} \left(1 - \frac{9}{4} \sin^2 \theta \right).$$

Значения C_0 , вычисленные для углов $\theta = \frac{\pi}{4}, \frac{3\pi}{8}, \frac{\pi}{2}$, приведены на рис. 19 в ромбических рамках. Так как при углах $\theta \leq 25^\circ$ перепад давлений $\Delta p > 0$, то кавитация при таких углах возникнуть не может. При $\theta = 50^\circ - 60^\circ$ $C_0 \approx 0,25$. Для таких C_0 при $h = 10$ м $U_{\infty \text{кр}} = 27$ м/сек, при $h = 30$ м $U_{\infty \text{кр}} = 40$ м/сек, при $h = 80$ м $U_{\infty \text{кр}} = 60$ м/сек.

Таким образом, микрокавитация на самом обтекателе на глубинах более 30 м и скоростях менее 40 м/сек мало вероятна. Однако за обтекателем в местах сочленения его с цилиндрической частью снаряда величины C_0 могут быть большими. Для шара $C_0 = 0,62$, что соответствует $U_{\infty \text{кр}} = 25$ м/сек при глубинах $h = 30$ м и $U_{\infty \text{кр}} = 38$ м/сек при $h = 80$ м. Эти значения занижены, так как благодаря цилинд-

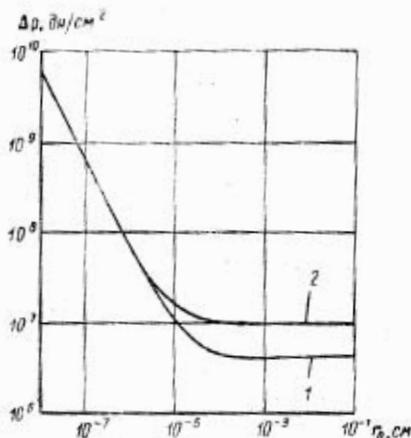


Рис. 27. Зависимость критического перепада давлений от начального радиуса пузырьков: 1 — $p = 4 \text{ кг/см}^2$ (глубина 30 м); 2 — $p = 9 \text{ кг/см}^2$ (глубина 80 м)

рической части отрицательные перепады давления будут существенно меньше.

Для пузырьков меньших радиусов ($r_0 \leq 10^{-4}$ см) и для больших глубин $U_{\infty \text{кр}}$ соответственно больше, чем приведенные выше значения.

Отсюда следует, что даже при наличии в воде больших пузырьков критическая скорость, при которой возможен кавитационный шум, составляет величину порядка 25 м/сек при движении снаряда на глубинах $h \sim 30$ м.

Выводы

Для увеличения зоны ламинарного обтекания вблизи критической точки необходимо выбирать затупленную форму обтекателя. Для обтекателей в виде «сплюснутых полуэллипсоидов вращения» с отношением осей $k = 1,5 \rightarrow 2,0$ устойчивость слоя практически сохраняется вплоть до скоростей $U_{\infty} = 40$ м/сек при диаметре (миделе) снаряда менее 0,5 м. При этом граница потери устойчивости лежит на расстоянии $S \approx 0,25$ (в безразмерных единицах), даже если в море имеется значительный уровень свободной турбулентности.

Неровности на обтекателе могут вызвать преждевременную турбулизацию слоя, если его поверхность имеет среднюю величину шероховатости более 5 мк или имеет отдельные зазубрины глубиной 20—30 мк. Наличие неровностей резко сокращает размеры переходной зоны.

На головной части хорошо обтекаемого тела шумы кавитации не должны возникать вплоть до скоростей 25 м/сек при глубинах более 30 м. В случае применения затупленной головки снаряда возможны кавитационные режимы движения и при больших глубинах.

Перечислим некоторые вопросы, тесно связанные с задачей потери устойчивости, которые не нашли отражения в этой главе, но имеют важное значение для выбора оптимальной конструкции обтекателя.

1. Желательно исследовать, как будет меняться расположение границы потери устойчивости (и границы перехода) при несимметричном обтекании движущегося тела. Можно ожидать, что при маневрах и рыскании снаряда граница потери устойчивости будет деформироваться и, следовательно, область шумообразования перестанет быть осесимметричной. Это может привести к появлению на гидрофонах «ложной» цели.

2. Очень важно выяснить, каким образом связаны между собой спектры свободной турбулентности («затравочных» пульсаций) и турбулентности в пограничном слое. Интересно более подробно исследовать зависимость положения границы потери устойчивости от спектра «затравочных» пульсаций для обтекателей различной фор-

мы. Необходимо также уметь оценить коэффициенты затухания или нарастания случайных начальных возмущений в пограничном слое для поверхностей разной кривизны.

3. Желательно провести дискуссию эффективности ламинаризации пограничного слоя отсасыванием и преимуществ, которые могли бы дать выносные пилоны (с гидрофонами).

4. Интересно оценить влияние взвешенных в море частиц (например, планктона или пузырьков газа) на устойчивость пограничного слоя и шумообразование.

5. Важно оценить нестационарности пульсаций давления в зоне перехода.

Глава III

ШУМЫ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

В главе II была сделана оценка критической скорости, при которой пограничный слой на головной части снаряда становится неустойчивым. В настоящей главе рассчитывается шум обтекания, создаваемый развитым турбулентным пограничным слоем, при скоростях движения снаряда, превышающих критическую.

Гидрофон может находиться либо на поверхности снаряда, либо под обтекателем. В первом случае принимаемый шум, в основном, определяется флюктуациями давления в непосредственной близости от гидрофона (*псевдозвук*). Если же гидрофон находится под обтекателем, то шум приходит на него в форме *истинного* звука. Источниками звука служат как сами турбулентные неоднородности, распределенные по всему объему турбулентного пограничного слоя, так и возбуждаемые ими колебания тела. Источники первого рода носят квадрупольный характер [3], вторая группа источников может быть представлена в виде диполей, распределенных по поверхности тела. Так как обычно считают [28], что дипольное излучение преобладает над квадрупольным, то в настоящей главе ограничимся оценкой дипольного излучения поверхности, колебания которой возбуждаются турбулентным пограничным слоем. Таким образом, расчет шумов, принимаемых гидрофоном, распадается на три этапа:

- определение шумового давления на поверхности снаряда;
- оценка интенсивности колебаний оболочки или головной части снаряда, вызываемых турбулентными пульсациями давления на поверхности;
- расчет излучения звука колеблющейся оболочкой и воздействия звуковых волн на приемник, расположенный в волновой зоне.

§ 10. ФЛЮКТУАЦИИ ДАВЛЕНИЯ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

Для расчета шумов, принимаемых гидрофоном, необходимо знать интенсивность и спектральный состав флюктуаций давления на поверхности обтекаемого тела.

Интенсивность флюктуаций давления в турбулентном пограничном слое оценивается в ряде экспериментальных работ [29, 30]. По порядку величины флюктуационная компонента давления

$$p' \approx \rho U_s^2,$$

где U_* — сдвиговая скорость в пограничном слое;
 ρ — плотность среды.

Известно, что для слоя над плоской пластиной U_* практически не меняется вдоль пластины и составляет примерно 4% от скорости набегающего потока U_∞ . Спектральную плотность пульсаций давления можно рассчитать, используя какую-либо модель структуры турбулентной области пограничного слоя.

В работах Скучика и Хэддла [29, ■], например, предполагается, что турбулентный пограничный слой состоит из вихрей, размеры которых порядка толщины пограничного слоя δ . Каждый вихрь создает на гидрофоне прямоугольный импульс давления длительности

$T \sim \frac{\delta}{U_\infty}$. Импульсы следуют друг за другом через равные проме-

жутки времени. Такое представление позволяет успешно оценить низкочастотную часть спектра, но ничего не говорит о высокочастотной области, где спектральная плотность существенно зависит от микроструктуры турбулентного пограничного слоя. Поэтому для

частот выше $\omega_0 = \frac{2\pi U_\infty}{\delta}$ Скучик предлагает эмпирическую формулу для спектральной плотности давления:

$$S(\omega) = S_0 \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^n.$$

Для более точного расчета спектральной плотности флуктуаций давления воспользуемся хорошо известным методом описания однородной изотропной турбулентности [32] и применим его к пограничному слою. Будем считать, что турбулентный пограничный слой состоит из вихрей разных масштабов λ , причем наибольший масштаб Λ определяется толщиной пограничного слоя δ , а наименьший λ_0 — вязкими силами. Крупномасштабные движения обладают большими амплитудами. Их скорости по порядку величины равны U_* , мелкомасштабные же пульсации скорости w_λ можно рассматривать как мелкую структуру, наложенную на основные крупномасштабные движения. Для однородной и изотропной турбулентности существует определенная связь между амплитудой w_λ и масштабом λ (закон Колмогорова—Обухова):

$$w_\lambda \sim (\varepsilon \lambda)^{1/3}, \quad (32)$$

где ε — средняя диссипация энергии за секунду, отнесенная к единице массы.

Из соображений размерности для пограничного слоя можно записать по аналогии:

$$w_\lambda \sim U_* \left(\frac{\lambda}{\Lambda} \right)^{1/3}, \quad (33)$$

где Λ — максимальный масштаб;
 U_* — соответствующая скорость¹.

Для пограничного слоя на пластине U_* и Λ связаны с параметрами потока простыми соотношениями

$$U_* = \text{const } U_\infty; \quad \Lambda = \text{const } x,$$

где x — координата, отсчитываемая от передней кромки вдоль потока.

Для турбулентного слоя на теле вращения обе характеристики U_* и Λ являются более сложными функциями координаты x и скорости U_∞ . Поэтому в дальнейшем мы будем пользоваться, в основном, законом «1/3» в виде (32), считая, что величина ε должна быть определена специально, например оценена из экспериментальных данных.

В тех случаях, когда желательно выделить в явном виде зависимость w_λ от параметров пограничного слоя, будем считать $\varepsilon = \frac{U_*^3}{\Lambda}$, что следует из сравнения формул (32) и (33).

Чтобы определить амплитуду мелкомасштабных пульсаций давления, вспомним, что последние являются тонкой структурой, наложенной на крупномасштабные движения. Тогда пульсации давления можно представить в виде

$$p_0' \approx \frac{1}{2} \rho (U_* + w_\lambda)^2 = \frac{\rho U_*^2}{2} + \rho U_* w_\lambda + \frac{\rho w_\lambda^2}{2}.$$

Первый член — это уже упоминавшиеся макропульсации; второй и третий связаны с масштабом λ ; очевидно, что среди них член $\rho U_* w_\lambda$ при малых w_λ является преобладающим и по порядку величины амплитуду p_{λ_0} пульсации давления масштаба λ можно определять по формуле

$$p_{\lambda_0} \sim \rho U_* w_\lambda. \quad (34)$$

Используя соотношение (32), получим

$$p_{\lambda_0} \sim \rho U_* (\varepsilon \lambda)^{1/3}.$$

Если на поверхности обтекаемого тела поместить гидрофон, то последний будет воспринимать флуктуации давления в турбулентном пограничном слое как некоторый местный шум обтекания (псевдозвук). Шумовой сигнал, возникающий на гидрофоне, в рамках вихревого представления образуется вследствие двух разных причин.

¹ Строго говоря, закон Колмогорова—Обухова можно применять к пограничному слою только, пока размеры вихря малы по сравнению с толщиной слоя. Однако эксперименты показывают [30], что закон этот выполняется приближенно и для достаточно больших масштабов.

Во-первых, вихри, сносимые потоком со скоростью U , создают на гидрофоне импульс давления длительности $T_0 \sim \frac{b}{U}$ (b — размер гидрофона вдоль потока). Высокочастотная компонента сигнала, принимаемого гидрофоном, определяется формой и длительностью фронтов этого импульса. Если считать, что чувствительность у гидрофона, помещенного на поверхности обтекаемого тела (рис. 28, а), не уменьшается к краям (рис. 28, б), то длительность фронта импульса при прохождении вихря размера λ через переднюю или заднюю границу гидрофона будет порядка $T_1 \sim \frac{\lambda}{U}$ (рис. 28, в).

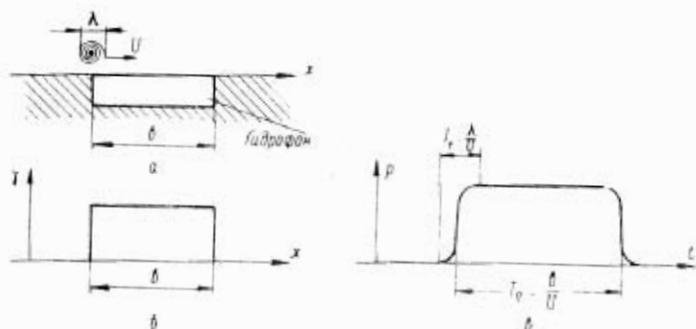


Рис. 28. Идеализированный гидрофон:
 а — расположение относительно поверхности; б — распределение чувствительности вдоль обвода; в — форма импульса давления

Однако практически всегда чувствительность гидрофона нарастает постепенно. В частности, такой эффект будет наблюдаться, если пьезоэлемент не соприкасается непосредственно с турбулентным потоком, а отделен от него упругой заделькой толщины d_1 (рис. 29, а). В этом случае ширина зоны пониженной чувствительности имеет тот же порядок величины, а длительность фронта импульса будет $T_d \sim \frac{d_1}{U}$ (рис. 29, б). В дальнейшем мы будем называть рассмотренный выше механизм возникновения шума *краевым эффектом* и покажем, что им можно пренебречь при оценке шума на высоких частотах.

Второй источник шума, принимаемого гидрофоном, связан с эффектом «рождения» и «умирания» вихрей. В теории турбулентности обычно считают, что время жизни вихря размера λ имеет порядок $T_v \sim \frac{\lambda}{w_\lambda}$. Если это время мало по сравнению с T_0 — временем про-

хождения вихря над гидрофоном ($T_2 \ll T_0$), то возникновение и исчезновение вихря масштаба λ вызовет на гидрофоне импульс давления длительности T_2 .

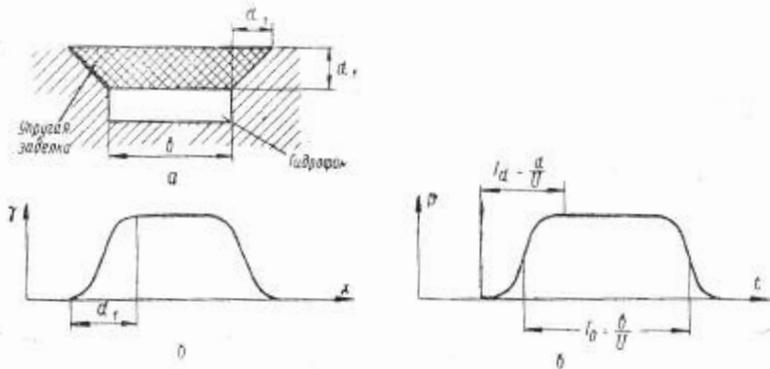


Рис. 29. Гидрофон под упругой заделкой: а — расположение относительно поверхности; б — распределение чувствительности вдоль обвода; в — форма импульса давления

Для дальнейших расчетов нужно задать форму импульса давления. Будем предполагать, что при прохождении вихря давление в некоторой точке изменяется по гауссовому закону, т. е.:

$$p_\lambda(t) = p_{\lambda_0} e^{-\frac{t^2}{2T^2}} \quad (35)$$

где p_λ — амплитуда флюктуации давления, вызванной вихрем масштаба λ ;

T — принимает различные значения в зависимости от рассматриваемого механизма образования шума.

§ 11. РАСЧЕТ СПЕКТРАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ ФЛЮКТУАЦИИ ДАВЛЕНИЯ

Будем предполагать, что вихри данного масштаба λ образуют случайную последовательность, причем средняя частота следования вихрей ν . Тогда для вычисления спектральной плотности давления, создаваемого всеми вихрями масштаба λ , воспользуемся функцией корреляции для случайной последовательности независимых импульсов заданной формы $p_\lambda(t)$ [8]:

$$B_\lambda(\tau) = \nu \int_{-\infty}^{+\infty} p_\lambda(t) p_\lambda(t + \tau) dt \quad (36)$$

Форма импульсов давления выбрана нами в виде гауссовой кривой (35). Подставив (35) в (36) и произведя интегрирование, получим

$$B_{\lambda}(\tau) = \nu T p_{\lambda_0}^2 \sqrt{\frac{\pi}{\pi}} e^{-\frac{\tau^2}{4T^2}}$$

Спектральная плотность давления S_{λ} определится далее как преобразование Фурье от функции корреляции $B_{\lambda}(\tau)$:

$$S_{\lambda}(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} B_{\lambda}(\tau) e^{i\omega\tau} d\tau = 2\nu T^2 p_{\lambda_0}^2 e^{-\omega^2 T^2}. \quad (37)$$

Рассчитанная спектральная плотность¹ определена только для положительных значений ω .

Оценим спектральную плотность давления, воспринимаемого точечным гидрофоном, находящимся в турбулентном потоке. Будем считать, что вихрь размера λ возбуждает импульс вида (35), если он проходит на расстоянии, равном приблизительно λ от гидрофона.

Пусть в единице объема содержится $N(\lambda)$ вихрей, размеры которых меньше λ . Из соображений размерности $N(\lambda) \sim \frac{1}{\lambda^3}$. Тогда число вихрей в единице объема в интервале $d\lambda$ будет порядка $\frac{d\lambda}{\lambda^4}$.

За единицу времени мимо точечного гидрофона пройдут вихри масштаба λ , находящиеся в объеме $\simeq \lambda^2 U$ (U — скорость сноса вихрей). Число таких вихрей, заключенных в этом объеме, будет

$$dn_0 \simeq \frac{d\lambda}{\lambda^4} \lambda^2 U.$$

Величину dn_0 можно трактовать как среднюю частоту ν следования вихрей размера λ мимо точечного гидрофона. Тогда доля спектральной плотности шума, создаваемого вихрями из интервала $(\lambda, \lambda + d\lambda)$, согласно (37) будет

$$S_{\lambda}(\omega) \equiv dS_{\lambda} = 2 p_{\lambda_0}^2 T^2 dn_0 e^{-\omega^2 T^2}. \quad (38)$$

Так как разные вихри независимы, то на точечном приемнике складываются спектральные плотности давления. Для суммарной спектральной плотности имеем:

$$S_0(\omega) = \int_{\lambda_0}^{\Lambda} dS_{\lambda}.$$

¹ Размерность величины $S_{\lambda}(\omega)$ есть $[p^2 T^2]$, а сама величина $S_{\lambda}(\omega)$ представляет собой средний квадрат звукового давления, отнесенный к полосе частот.

В случае очень малого размера приемника характерное время в формуле (38) $T_1 = \frac{\lambda}{U}$ (U — скорость конвекции вихрей). Подставив dS_λ из формулы (38) и используя (34), получим

$$S_0(\omega) = \frac{2 \rho^2 U^2 \varepsilon^{3/2}}{U} \int_0^\lambda \lambda^{3/2} e^{-\frac{\omega^2 \lambda^2}{U^2}} d\lambda. \quad (39)$$

В последнем интеграле мы заменили нижний предел интегрирования нулем; это не приведет к значительным ошибкам, так как из выражения (34) для амплитуды пульсационной компоненты давления следует, что $\rho_{\lambda_0} \rightarrow 0$ при $\lambda \rightarrow 0$. Интеграл в (39) можно вычислить приближенно в случае больших ω . Асимптотическое поведение функции $S_0(\omega)$ при $\omega \gg \frac{U}{\lambda}$ будет

$$S_0(\omega) \sim \frac{\rho^2 U^2 \varepsilon^{3/2} \lambda^{3/2}}{\omega^{5/2}}.$$

Полученная зависимость спектральной плотности шума в некоторой точке турбулентного потока от частоты совпадает с известной формулой теории однородной турбулентности («закон 5/3» [33]).

Заметим, что асимптотический вид функции $S_0(\omega)$ не зависит от первоначальной гипотезы о конкретной форме импульса давления.

§ 12. ПСЕВДОЗВУК, ВОСПРИНИМАЕМЫЙ ГИДРОФОНОМ КОНЕЧНОЙ ПЛОЩАДИ

Рассмотрим плоский пьезоэлектрический гидрофон площади σ , расположенный на поверхности обтекаемого тела (см. рис. 28).

Под действием равномерно распределенного давления p возникает электрический сигнал $V = \gamma p$ (γ — чувствительность гидрофона). При этом для простоты будем считать гидрофон достаточно широкополосным, т. е. $\gamma = \text{const}$ в рассматриваемой области частот.

Если давление распределено неравномерно, то сигнал с гидрофона будет пропорционален среднему давлению. Так, в случае действия одного вихря масштаба λ будем иметь

$$V_\lambda = \gamma \frac{p_\lambda \lambda^2}{\sigma} = \gamma \frac{\tilde{f}_\lambda}{\sigma},$$

где $\tilde{f}_\lambda = p_\lambda \lambda^2$ — сила давления вихря размера λ .

Будем рассматривать разные вихри как независимые шумовые источники. Поэтому их суммарное воздействие (на определенной частоте) будет определяться суммой спектральных плотностей сигналов, создаваемых отдельными вихрями.

Рассмотрим сначала механизм возникновения шума на гидрофоне, связанный с конечным временем жизни вихря. В этом случае

в слое толщины $\sim \lambda$ над площадкой σ будет содержаться число вихрей $dN_1 \approx \sigma \lambda \frac{d\lambda}{\lambda^4}$, размеры которых находятся в интервале $d\lambda$.

Поскольку время жизни каждого вихря $T_2 \sim \frac{\lambda}{\omega_\lambda}$, то в единицу времени в слое толщины λ над гидрофоном будет образовываться (или распадаться) dn_1 вихрей

$$dn_1 = \frac{dN_1}{T_2} \approx \frac{\sigma \omega_\lambda}{\lambda^4} d\lambda. \quad (40)$$

Как и в предыдущем случае, dn_1 характеризует среднюю частоту импульсов, создаваемых вихрями рассматриваемого размера.

Запишем выражение доли спектральной плотности шумового сигнала, создаваемой последовательностью вихрей размера $(\lambda, \lambda + d\lambda)$.

$$dS_\lambda = \frac{\gamma^2}{\sigma^2} dS_f, \quad (41)$$

где dS_f имеет смысл спектральной плотности флуктуаций силы давления, создаваемой вихрями на интервале $d\lambda$.

Учитывая (40) и выражение (37) для спектральной плотности давления $S_\lambda(\omega)$, получим:

$$dS_f \sim \lambda^4 S_\lambda \approx 2\lambda^4 T_2^2 \frac{\sigma \omega_\lambda}{\lambda^4} \rho_{\lambda_0}^2 e^{-\omega^2 T_2^2} d\lambda. \quad (42)$$

Подставляя значение $T_2 \sim \frac{\lambda}{\omega_\lambda}$ и ρ_{λ_0} из (34), получим окончательно

$$S_f = \int_0^\Lambda dS_{f,\lambda} \approx 2\rho^2 \sigma U_*^2 \varepsilon^{1/2} \int_0^\Lambda \lambda^{1/2} \exp\left(-\frac{\omega \lambda^{1/2}}{\varepsilon^{1/2}}\right) d\lambda. \quad (43)$$

Интеграл в выражении (43) можно вычислить приближенно. При малых частотах $\Omega < \sqrt[3]{2}$ получится

$$S_f \approx \frac{3}{2} \frac{\sigma \rho^2 U_*^2 \varepsilon}{\omega^4} F(\Omega), \quad (44)$$

где

$$F(\Omega) = 1 - e^{-\Omega^2} (1 + \Omega^2); \quad \Omega = \frac{\omega \Lambda}{\varepsilon^{1/2}} \sim \frac{\omega U_*^2}{\varepsilon}.$$

При частотах Ω выше $\sqrt[3]{2}$ получаем другую приближенную формулу:

$$S_f'' = \left(\frac{3}{2}\right)^{1/2} \frac{\sigma \gamma^2 U_*^2 \varepsilon^2}{\omega^5} F(\Omega). \quad (45)$$

И, наконец, замечая, что $F(\Omega) \rightarrow 1$ при $\Omega \geq 2$, получим асимптотическую формулу для спектральной плотности силы

$$S_f \simeq \left(\frac{3}{2}\right)^{1/2} \frac{\sigma \gamma^2 U_*^2 \varepsilon^2}{\omega^5}. \quad (46)$$

Тогда спектральная плотность электрического сигнала на гидрофоне имеет согласно формуле (41) следующий вид:

$$S_V = \gamma^2 \frac{S_f}{\sigma^2} = \left(\frac{3}{2}\right)^{1/2} \frac{\gamma^2 U_*^2 \varepsilon^2}{\sigma \omega^5} \gamma^2. \quad (47)$$

Эта формула справедлива для частот $\omega > \frac{2U_*}{\Lambda} \sim \frac{2}{U_*^2}$.

Безразмерные графики спектральных плотностей изображены на рис. 30 в логарифмическом масштабе. Для этого формулы (44), (45) и (46) приведены к виду

$$S_f' = S_* \frac{F(\Omega)}{\Omega^4}; \quad S_f'' = 1,2 S_* \frac{F(\Omega)}{\Omega^5};$$

$$S_V = 1,2 S_* \frac{1}{\Omega^5},$$

где

$$S_* \simeq \frac{3}{2} \sigma \gamma^2 U_*^2 \Lambda^4.$$

Рассмотрим теперь краевой эффект. В этом случае число импульсов давления определяется количеством вихрей, пересекающих в единицу времени границу гидрофона длиной l . Число таких вихрей, имеющих размеры в интервале $d\lambda$, будет

$$dn_2 \simeq l U \lambda \frac{d\lambda}{\lambda^4}.$$

Каждый импульс давления имеет передний фронт длительности $T_1 \sim \frac{\lambda}{U}$. Точно так же вихри, покидающие гидрофон, создают задний фронт импульса. Поскольку полная длительность импульса значительно превышает длительность его фронтов, то интенсивность шума в области высоких частот можно оценить, рассмотрев последовательность импульсов длительностью порядка T_1 .

Подставив в формулу (37) $T = T_1 \sim \frac{\lambda}{U}$, $v = dn_2$, получим для спектральной плотности сил давления

$$S_f^* \approx \frac{2l_p^2 U_0^2 \lambda^{2,5}}{U} \int_0^{\lambda} \lambda^{11,5} \exp\left(-\frac{\omega^2 l^2}{U^2}\right) dl. \quad (48)$$

Этот интеграл также можно вычислить приближенно. Запишем его значение для области высоких частот

$$S_f^* \approx \left(\frac{3}{2}\right)^{3,2} \frac{l_p^2 U^{11/3} U_0^2 \lambda^{2,5}}{\omega^{14/3}}$$

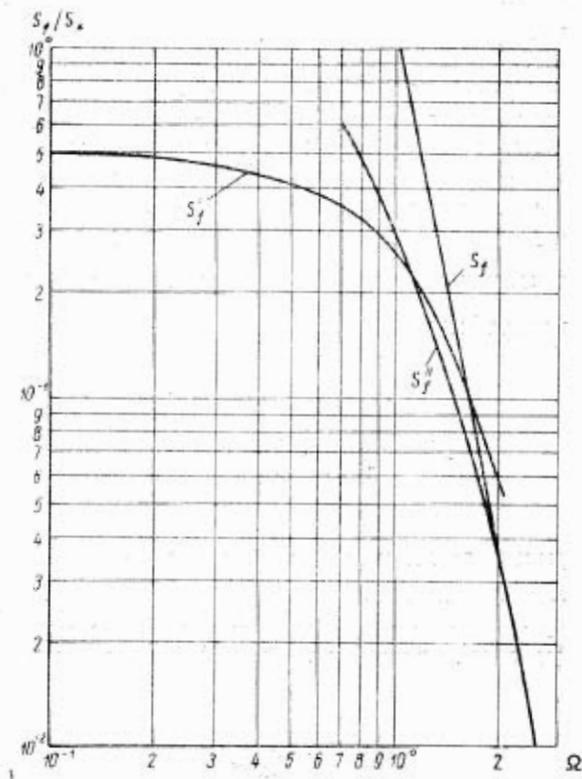


Рис. 30. Спектральная плотность шума «умирающих вихрей»

Следовательно, для спектральной плотности электрического сигнала имеем асимптотическую формулу

$$S_V^k \simeq \frac{l}{\sigma^2} \frac{p^2 U^{11/3} U_*^{22/3}}{\omega^{14/3}} \gamma^2 \quad (49)$$

Это выражение так же, как формула (47), не зависит от конкретного выбора формы импульса давления.

Следует заметить, что рассчитанные значения спектральной плотности шума (48), (49) получены для случая идеализированной характеристики гидрофона и несправедливы для частот $\omega < \frac{U}{\Lambda}$.

А именно, предполагалось, что чувствительность гидрофона меняется скачком на границе (см. рис. 28).

Если же рассматривать реальную характеристику гидрофона (например, при упругой заделке его (см. рис. 29), то время нарастания импульсов давления на гидрофоне будет определяться не только размером вихря, но и шириной краевой зоны d .

Рассмотрим случай, когда толщина заделки d_1 , а следовательно, и длина зоны d велика по сравнению с масштабом вихря λ . Тогда в расчеты спектральной плотности войдет характерное время $T_d = \frac{d}{U}$. Вычисляя аналогично, получим для спектральной плотности сигнала на гидрофоне

$$S_V^d \simeq \frac{l p^2}{\sigma^2} \gamma^2 \frac{U_*^{10} d^2}{U^2} e^{-\frac{\omega^2 d^2}{U^2}} \quad (50)$$

Эта формула справедлива для частот $\omega > \frac{U}{d}$.

Чтобы учесть влияние толщины заделки на величину спектральной плотности, а также сравнить формулу (50) с идеализированным случаем, представленным формулой (49), перепишем S_V^* и S_V^d в виде

$$S_V^k \simeq S^* \frac{1}{\Omega_1^{14/3}};$$

$$S_V^d \simeq S^* k^2 e^{-k^2 \Omega_1^2},$$

где $\Omega_1 = \frac{\omega \Lambda}{U}$; $k = \frac{d}{\Lambda}$; $S^* = \frac{e}{\sigma^2} \frac{p^2 U_*^4 \Lambda^4}{U} \gamma^2$.

Безразмерные функции $S^k = \frac{S_p^k}{S^k}$ и S_p^k/S^k (для $k=1, \sqrt{2}, 2, 3, 5$) изображены в логарифмическом масштабе на рис. 31¹ для области частот, где справедлива оценка (50). Сравнение приведенных кривых показывает, что спектральная плотность S_p^k быстро убывает с увеличением k и Ω , т. е. можно считать, что шумы, обусловленные краевым эффектом, несущественны на высоких частотах.

Следует отметить, что полученные формулы для спектральных плотностей электрического сигнала могут быть непосредственно распространены на случай узкополосного гидрофона. При этом следует считать чувствительность γ функцией частоты.

Для дальнейших расчетов удобно исключить функцию γ , введя эффективную спектральную плотность давления по формуле

$$S_p = \frac{1}{\gamma^2} S_V. \quad (51)$$

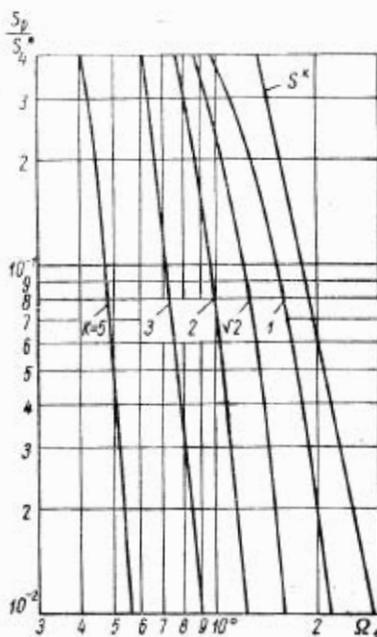


Рис. 31. Спектральная плотность шума «краевого эффекта»

§ 13. НЕКОТОРЫЕ КОЛИЧЕСТВЕННЫЕ ОЦЕНКИ

Прежде чем перейти к численным оценкам, заметим, что все основные формулы записывались нами по порядку величины. Это относится к зависимости амплитуды ω_k от λ (32), к числу вихрей над единичной площадкой (40) и т. п. Поэтому в окончательные формулы, определяющие спектральную плотность флуктуаций дав-

¹ На рис. 31 так же, как и на рис. 30, зависимости спектральных плотностей шумов приведены лишь для значений Ω , равных нескольким единицам; для более высоких значений Ω зависимости спектральных плотностей от безразмерной частоты в выбранном масштабе имеют вид прямых линий, являющихся продолжением кривых, уходящих за ось абсцисс.

ления, надо ввести некоторый коэффициент α . Величина этого коэффициента не может быть определена в рамках изложенной выше теории, поэтому ее надо взять из опытных данных. Для сравнения относительной интенсивности шумов, вызываемых различными причинами (краевой эффект, или эффект умирания), знание этого коэффициента не является необходимым, так как при выводе соответствующих формул мы использовали одни и те же основные предпосылки.

Чтобы сравнить спектральные плотности шума S_V , S_V^h и S_V^d (47), (49) и (50), перепишем их еще раз, используя безразмерные частоты $\Omega = \frac{\omega \Lambda}{U_*}$ и $\Omega_1 = \frac{\omega \Lambda}{U}$ и заменив ϵ на U_*^3 / Λ (см. формулу 33). Учитывая выражение (51), для спектральных плотностей эффективного давления имеем

$$S_p = \alpha \frac{\rho^2 U_*^3 \Lambda^3}{\sigma} \frac{1}{\Omega^5}; \quad (52)$$

$$S_p^h = \alpha \frac{\rho^2 U_*^4 \Lambda^4}{\sigma^2 U} \frac{1}{\Omega^{14/3}}; \quad (53)$$

$$S_p^d = \alpha \frac{\rho^2 U_*^4 \Lambda^2 k^2}{\sigma^2 U} e^{-k^2 \Omega_1^2}. \quad (54)$$

Определим прежде всего величины безразмерных частот Ω и Ω_1 , входящих в эти выражения.

Будем считать, что скорость движения снаряда лежит в пределах $U_\infty = 20 \div 40$ м/сек, а интересующий нас диапазон частот 20—100 кГц, т. е. $\omega \approx 2 \cdot 10^5 \div 6 \cdot 10^5$ рад/сек. Частота Ω зависит от сдвиговой скорости U_* , характеризующей интенсивность турбулентных пульсаций в пограничном слое. По данным [17] U_* мало меняется в турбулентном слое и для $Re \approx 10^7$ $U_* \approx 0,05 U_\infty$.

Частота Ω_1 содержит величину U (скорость конвекции вихрей). Эта скорость должна совпадать со средней скоростью продольного движения в турбулентном слое и будет различна для вихрей, расположенных на разных расстояниях от поверхности снаряда. Опыты [46] и теоретические оценки дают значение скорости конвекции $U \approx (0,5 \div 0,8) U_\infty$. Меньшее значение в нашем случае следует относить к малым вихрям, так как мы рассматривали шумовое давление лишь ближайшего к поверхности слоя вихрей. Поскольку шум на высоких частотах в основном определяется малыми вихрями, то в дальнейшем для оценок примем $U \approx 0,5 U_\infty$.

Величина Λ , входящая в Ω и Ω_1 , меняется вдоль обвода снаряда и по тем же данным [17] при $Re \approx 10^7$ $\Lambda \approx 8 \approx (0,01 \div 0,02) x$, где x — расстояние от критической точки.

Выберем для расчетов некоторую точку на обводе, например $x = 15$ см. Тогда $\Lambda \approx 0,25$ см.

$$\text{В этом случае } \Omega \approx 5 \text{ см} \cdot \frac{\omega}{U_{\infty}}; \quad \Omega_1 \approx 0,5 \text{ см} \cdot \frac{\omega}{U_{\infty}}.$$

Таким образом, в интересующем нас интервале скоростей (20—40 м/сек) и частот (20—100 кгц) параметры Ω и Ω_1 изменяются в следующих пределах:

$$\begin{aligned} \Omega_{\min} &= 250; & \Omega_{1 \min} &= 25; \\ \Omega_{\max} &= 1500; & \Omega_{1 \max} &= 150. \end{aligned}$$

Так как Ω и $\Omega_1 \gg 1$, то для спектральных плотностей шума можно использовать асимптотические выражения (52), (53) и (54).

Составим отношение

$$\beta = \frac{S_p}{S_p^d} = \frac{\sigma}{a\Lambda} \left(\frac{U}{U_*} \right) \left(\frac{\Omega_1}{\Omega} \right)^3 \frac{1}{\Omega_1^{1/3}} = \frac{\sigma}{a\Lambda} \left(\frac{U_*}{U} \right)^4 \frac{1}{\Omega_1^{1/3}}.$$

При $\sigma = 1 \text{ см}^2$, $a = 1 \text{ см}$, $\Lambda = 0,25 \text{ см}$ в рассматриваемом диапазоне частот β имеет порядок 10^{-4} . Таким образом, мы получили явное преобладание шума, вызываемого «краевым» эффектом, над шумом, связанным с конечным временем жизни вихрей. Однако, как указывалось в § 12, выражение (49) и, следовательно, (53) справедливо лишь для идеализированного гидрофона (см. рис. 28). В реальном случае имеется переходная зона ширины d , в которой чувствительность гидрофона плавно нарастает (рис. 29).

При этих предположениях справедлива формула (50) для спектральной плотности шума S_p^d и соответствующая ей формула (54). Наличие множителя $e^{-k\Omega_1}$ даже при $k \approx 1$ в случае $\Omega_1 = 25 \div 150$ приводит к пренебрежимо малым значениям шума краевого эффекта. В этом случае преобладает шум от возникающих и исчезающих над поверхностью гидрофона вихрей, и спектральная плотность шума в зоне развитой турбулентности определяется формулой

$$S_p = \alpha_1 \frac{\rho^2 U_*^8}{\sigma \omega^3 \Lambda^2} \approx A \frac{U_{\infty}^8}{\omega^3}. \quad (55)$$

В последнем выражении вместо безразмерного коэффициента α_1 стоит размерный множитель A , в который входят неизвестные для данной задачи характеристики турбулентного пограничного слоя: толщина слоя Λ , коэффициент пропорциональности между U_* и U_{∞} и т. п. Эти характеристики не были в отдельности определены в опытах, поэтому для сравнения с опытными данными удобно пользоваться формулой (55).

Таким образом, приведенная выше формула (55) дает определенную зависимость спектральной плотности эффективного давления от скорости движения снаряда U_{∞} , частоты ω и площади гидрофона σ . Все остальные характеристики входят в множитель A . Отметим, что все приведенные выше оценки проводились в предполо-

жении $U_\infty = \text{const}$. Представляет интерес рассмотреть процесс установления шума при изменении скорости движения снаряда.

Время установления шума связано со временем жизни вихрей $\tau_\lambda \sim \frac{\lambda}{\omega_\lambda}$. Для самых крупных вихрей ($\lambda \simeq \Lambda$) время жизни $\tau_\lambda \simeq \simeq 2,5 \cdot 10^{-3}$ сек. Характерные времена τ_p при разгоне и торможении снаряда можно оценить как отношение скорости U_∞ к ускорению снаряда; τ_p составляет величину порядка секунд. Таким образом, при разгоне и торможении можно считать шум установившимся.

§ 14. ШУМ ПОД ТОНКИМ МЕТАЛЛИЧЕСКИМ ОБТЕКАТЕЛЕМ

До сих пор рассматривался случай непосредственного воздействия турбулентного потока на гидрофон.

Теперь оценим величину шумовых сигналов, воспринимаемых гидрофоном, который расположен вблизи центра полусферического обтекателя радиуса R (рис. 32).

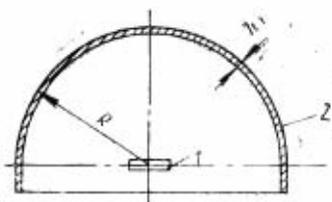


Рис. 32. Расположение гидрофона под обтекателем:
1 — гидрофон; 2 — тонкий обтекатель

Полученные выше выражения для спектральной плотности сил давления S_f (45) и (46) можно применить к любой площадке, расположенной на поверхности обтекаемого тела.

Спектральная плотность случайной силы, действующей на элемент $d\sigma$ поверхности обтекателя, может быть записана в виде

$$dS_f = \frac{\alpha^2 U_\infty^2 \alpha^2}{\omega^4} d\sigma, \quad (56)$$

где α — коэффициент, введенный в § 13.

Эта сила возбуждает колебания оболочки. Излучение колеблющейся оболочки можно рассматривать как поле вторичных шумовых источников, распределенных по поверхности обтекателя. Для дальнейших расчетов необходимо оценить интенсивность и радиус корреляции a этих источников.

Подобная задача была решена в работе [34], где для случая $a \ll R$, $\lambda_{зв} \ll R$ и равномерного распределения источников показано, что интенсивность звукового поля внутри сферы постоянна ($\lambda_{зв}$ — длина звуковой волны в среде, заполняющей сферу).

Результаты этой работы нельзя, однако, полностью использовать в нашем случае, так как распределение источников по обтекателю, как следует из формулы (56), неравномерно, поскольку U_* и ϵ зависят от положения площадки $d\sigma$ на сфере. Для оценки спектральной плотности шума предположим дополнительно, что гидрофон обладает узкой диаграммой направленности. Для этого случая можно провести расчеты, пользуясь более простой физической моделью.

Будем считать, что толщина обтекателя h мала по сравнению с длиной звуковой волны $\lambda_{зв}$ в интересующей области частот. Механизм возникновения шумового поля под колпаком можно представить следующим образом. Пульсации давления в турбулентном слое вблизи наружной поверхности тела возбуждают колебания оболочки, что приводит к излучению звуковых волн как внутрь, так и наружу колпака.

Действие на оболочку одного вихря масштаба λ можно рассматривать как точечную силу величины $f_\lambda = \rho_\lambda \lambda^2$. Как известно [32], при малых деформациях тонкая оболочка под действием точечной силы прогибается на участке радиуса a (рис. 33), причем по порядку величины

$$2a \simeq \sqrt{Rh}, \quad (57)$$

Величина прогиба ξ пропорциональна действующей силе f :

$$\xi = f \frac{R}{Eh^3}, \quad (58)$$

где E — модуль упругости материала оболочки.

Отметим, что величина a не зависит от приложенной силы f_λ . Приведенные соотношения справедливы для статических деформаций. В случае гармонической внешней силы формулы (57) и (58) можно принять как приближенные для достаточно низких частот, что соответствует пренебрежению силами инерции и реакцией излучения по сравнению с квазиупругой силой.

В области высоких частот учет этих сил может привести к уменьшению зоны деформации. Однако, как показали оценки, проведенные для алюминиевого колпака радиуса $R=15$ см и толщины $h=0,1$ см, вплоть до частот порядка 100 кгц этим эффектом можно пренебречь. Для амплитуды прогиба, напротив, определяющими являются силы инерции и реакция излучения. Как нетрудно видеть,

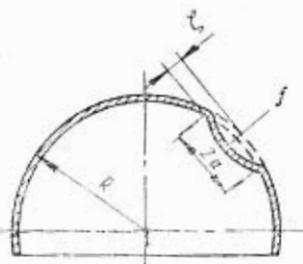


Рис. 33. Прогиб поверхности обтекателя под действием точечной силы

это справедливо для частот $\omega > \omega_1 = \frac{\rho_0 R^2}{E} \sqrt{\frac{R}{h}}$ (здесь ρ_0 — плотность материала обтекателя). В рассмотренном выше случае частота $f_1 = \frac{\omega_1}{2\pi} = 1,5$ кГц.

Для оценки мощности, излучаемой внутрь обтекателя, рассмотрим следующую модель. Излучение участка оболочки, деформируемого точечной силой, будем рассматривать как излучение диполя (осциллирующего шара радиуса a). Внешняя сила \tilde{f} , возбуждающая колебания оболочки, уравновешивается в интересующей области частот силами инерции колеблющегося участка и реакцией излучения.

Комплексная амплитуда скорости колебаний элемента оболочки равна:

$$\tilde{w}_m = \frac{\tilde{f}(\omega)}{(Z + j\omega\rho_1 h) S} \quad (59)$$

где Z — удельное акустическое сопротивление излучения;

ρ_1 — плотность материала колпака;

$S \approx \pi a^2$ — эффективная площадь излучателя;

$\tilde{f}(\omega)$ — комплексная амплитуда вынуждающей силы.

В нашем случае [35] для излучения диполя имеем

$$Z = \rho c \frac{4}{3} \frac{jka(1 + jka)}{2(1 + jka) - (ka)^2} \quad (60)$$

где ρ — плотность воды;

c — скорость звука в воде;

$$k = \frac{\omega}{c}.$$

Амплитуда звукового давления, создаваемого диполем вдоль оси на расстоянии r , будет

$$p_0(r) = \frac{1 + jkr}{r^2} \frac{j\omega \tilde{w}_m a^3}{2(1 + jka) - (ka)^2}.$$

Подставляя сюда \tilde{w}_m из (59) и используя (60), получим

$$p_0(r) = \frac{1 + jkr}{r^2} \frac{\rho a \tilde{f}(\omega)}{\frac{4}{3} \pi \rho a (1 + jka) + \rho_1 \pi h [2(1 + jka) - (ka)^2]}.$$

Поскольку $kr \gg 1$, можно записать

$$p_0(r) = \frac{j}{r} \frac{kaf(\omega)}{\frac{4}{3}\pi a(1+jka) + \frac{\pi\rho_1}{2}h[2(1+jka) - (ka)^2]} = \frac{K(\omega)}{r} \tilde{f}(\omega), \quad (61)$$

где множитель $K(\omega)$ можно трактовать как передаточную функцию обтекателя по отношению к точечной силе.

Рассмотрим возможность пренебрежения инерцией обтекателя в формуле (61) (вторым членом в знаменателе по сравнению с первым). Для этого необходимо выполнение двух условий (для действительной и мнимой частей):

$$1. \frac{\rho_1 h}{\rho} \lesssim \frac{2}{3} a \quad \text{и} \quad 2. \frac{\rho_1 h}{\rho} (ka)^2 \lesssim \frac{4}{3} a.$$

Первое условие приводит к соотношению $10\rho_1^2 h < \rho^2 R$, которое практически всегда выполнено. В этом случае имеем оценку

$$|K(\omega)|^2 \approx \frac{0,05k^2}{1 + a^2k^2 + 0,5\left(\frac{\rho_1 h}{\rho}\right)^2 a^2k^4}.$$

Если выполнено также и второе условие, то

$$|K(\omega)|^2 \approx \frac{0,05k^2}{1 + a^2k^2} \approx \frac{0,2\omega^2}{4c^2 + Rh\omega^2}. \quad (62)$$

Это соотношение может быть пригодно лишь для средней области частот, так как при очень высоких частотах множитель k приведет к преобладанию инерционного члена $\rho_1 h k^2 a^2$ над $\frac{4}{3} a \rho$. Оценим частоту, выше которой необходимо учитывать массу обтекателя. Принимая $h=0,1$ см, $a=0,5$ см, $\frac{\rho_1}{\rho} \approx 3$, имеем

$$\omega_k = c_0 \sqrt{\frac{4\rho}{3\rho_1 h a}} \approx 6 \cdot 10^3 \frac{\text{рад}}{\text{сек}}.$$

Таким образом, соотношением (62) можно пользоваться до частот порядка 100 кГц.

Зная величину $|K(\omega)|^2$ и спектральную плотность силы dS_f (56), можно записать согласно (61) выражение для спектральной плотности давления, создаваемого в центре сферы элементом dS ее поверхности.

$$dS_p = \rho_0^2 U_0^2 \omega^2 \frac{|K(\omega)|^2}{R^2} dS. \quad (63)$$

Спектральная плотность электрического сигнала на гидрофоне в центре сферы может быть получена интегрированием выражения (63) по поверхности полусферы с учетом диаграммы направленности (так как $\lambda \gg R$, то поверхность обтекателя можно считать дальней зоной) гидрофона $\gamma(\omega, \vec{R})$:

$$S_V = \alpha \rho^2 \frac{|K(\omega)|^2}{\omega^6} \iint U_*^2 \varepsilon^2 \bar{\gamma}^2(\omega, \vec{R}) \frac{dS}{R^2}. \quad (64)$$

Величины U_* и ε оставлены под знаком интеграла, так как они могут зависеть от вектора \vec{R} . Задача упрощается в случае гидрофона с узкой диаграммой направленности. Тогда

$$S_V \approx \alpha \rho^2 \frac{|K(\omega)|^2}{\omega^6} U_*^2 \varepsilon^2 \bar{\gamma}^2(\omega) \Delta\theta,$$

где $\Delta\theta$ — телесный угол, охватываемый диаграммой направленности;

$\bar{\gamma}(\omega)$ — средняя чувствительность гидрофона; значения U_* и ε берутся на оси диаграммы направленности.

Рассмотрим для примера приемник площади σ . Ширина диаграммы направленности определяется угловыми размерами первого дифракционного максимума

$$d\theta = \frac{\lambda_{\text{эф}}^2}{\sigma} = \frac{(2\pi)^2 c^2}{\omega^2 \sigma}.$$

Подставляя это выражение в (64), имеем

$$S_V(\omega) = \frac{\alpha \rho^2 U_*^2 \varepsilon^2}{\omega^6} \frac{\gamma^2}{\sigma_{\text{эф}}} \quad (65)$$

или для эффективного давления

$$S_p(\omega) = \frac{\alpha \rho^2 U_*^2 \varepsilon^2}{\omega^6} \frac{1}{\sigma_{\text{эф}}},$$

где

$$\sigma_{\text{эф}} = \frac{\sigma}{2} \left(1 - \frac{R h \omega^2}{4 c^2} \right).$$

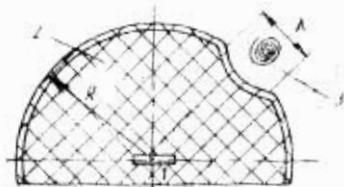
Формула (65) совпадает по виду с выражением (52) для среднего псевдозвукового давления, воспринимаемого гидрофоном площади σ , расположенным на поверхности тела. Как следует из сравнения выражений (52) и (65), выигрыш от помещения гидрофона площади σ под обтекателем зависит от величины множителя $\frac{1}{2} \left(1 + \frac{R h \omega^2}{4 c^2} \right)$. Увеличение этого множителя с частотой вызвано изменением диаграммы направленности приемника. Для частоты $\omega \approx 20 \cdot 10^3 \text{ рад/сек}$ и принятых ранее значений R и h имеем $\sigma_{\text{эф}} \approx \sigma$.

В этом случае шум, воспринимаемый гидрофоном под обтекателем, не будет сильно отличаться от шума на поверхности тела в том месте, где диаграмма направленности гидрофона пересекает поверхность колпака.

§ 15. ШУМ В СПЛОШНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ГОЛОВКЕ

Оценим величину эффективного звукового давления, воспринимаемого гидрофоном, помещенным внутри сплошной акустической головки из упругого звукопроводящего материала. Будем пользоваться следующей моделью шумообразования (рис. 34). Вихрь масштаба λ , воздействуя на поверхность упругого материала, вызывает

Рис. 34. Прогиб сплошной головки под действием вихря:
1 — гидрофон; 2 — упругий материал; 3 — вихрь



деформацию ζ . Площадь деформированной области приблизительно равна λ^2 . Так как размер вихря λ много меньше радиуса кривизны обвода снаряда, то можно считать границу раздела двух сред в окрестности зоны деформации плоской. Пользуясь выражением функции Грина для плоской границы сплошной среды [32], оценим прогиб под действием силы f_λ

$$\zeta = f_\lambda \frac{1 - \nu^2}{E\lambda} \approx 0,75 f_\lambda \frac{1}{E\lambda},$$

где ν — коэффициент Пуассона, для материалов типа резины близок к 0,5.

Приведенная оценка справедлива для статических деформаций, но мы будем использовать ее как приближенную и в случае колебательного воздействия на границу, считая скорость распространения упругих волн в среде много больше скорости деформации. Для оценки излучения деформированной области внутрь упругой среды примем, что в среде распространяются лишь продольные волны. Иначе говоря, мы пренебрегаем энергией сдвиговых волн, быстро затухающих в резине.

Излучение деформируемой области, как и ранее, заменим излучением диполя — осциллирующего шара радиуса $\lambda/2$. Звуковое давление на расстоянии $r=R$ от излучателя равно:

$$p_0(R) = \frac{1 + jkR}{R^2} \frac{i\omega^2 \tilde{\omega}_m (k, 2)^2}{2(1 + jk\lambda/2) - \left(\frac{kR}{2}\right)^2} \quad (66)$$

Амплитуда скорости деформации \tilde{w}_m определяется в данной модели квазиупругими силами, а именно для комплексных амплитуд имеем

$$\tilde{w}_m = j\omega\zeta = \frac{3}{4} j\omega \frac{\tilde{T}_\lambda(\omega)}{E\lambda}. \quad (67)$$

Подставив формулу (67) в выражение (60) и считая $kR \gg 1$, а $k\lambda \ll 1$, получим

$$p_0(R) = -\frac{j\omega^3}{cR} \frac{\rho_1}{2^6} \frac{3\lambda^2 \tilde{T}_\lambda(\omega)}{E}. \quad (68)$$

Формула (68) дает спектр давления звука, излучаемого одним вихрем размера λ . Переходя, как и в § 12, к спектральным плотностям, будем иметь для звука, излучаемого участком поверхности dS ,

$$dS_{p\lambda}(\omega) = 2,5 \cdot 10^{-3} \frac{\omega^6 \rho_1}{c^2 R^2 E^2} \lambda^4 dS_{T_\lambda}.$$

Величина dS_{T_λ} определяется формулой (42), примененной к элементу поверхности dS вместо площадки σ .

Произведя вычисления, получим следующее выражение для спектральной плотности звукового давления:

$$dS_p(\omega) = 0,1\alpha \frac{\rho_1^2 U_*^2 \varepsilon^4}{c^2 E^2 \omega^5} \frac{dS}{R^2}. \quad (69)$$

Формула (69) получена в предположении $\Omega = \frac{\omega U_*^2}{\varepsilon} \gg 1$.

Если ввести аналогично случаю, рассмотренному в § 14, эффективную площадь $\sigma_{эф}$ для узконаправленного гидрофона площади σ_1 , получим

$$\sigma_{эф} = \frac{1}{4} \sigma \frac{E^2}{\rho_1^2} \frac{\omega^2}{\varepsilon^2}.$$

Эффективная площадь, таким образом, зависит не только от параметров среды и частоты, но и от энергетической характеристики турбулентного потока ε . Величина ε зависит от скорости движения снаряда и толщины пограничного слоя. Если снова воспользоваться выражением ε для плоской пластины и принять $\omega \approx 5 \cdot 10^5$ рад/сек, $\lambda \approx 0,1$ см, $\sqrt{E/\rho_1} \approx 1$ м/сек, $U_* = 1$ м/сек, то получим $\sigma_{эф} = \sigma \cdot 6 \cdot 10^4$.

Как следует из приведенной оценки, соответствующий подбор материала головки позволяет существенно уменьшить влияние псевдозвуковых пульсаций давления на приемный гидрофон.

ВЫВОДЫ

В настоящей главе рассматривались шумы обтекания, генерируемые развитым турбулентным пограничным слоем. При оценке спектральной плотности шумового давления использовалась вихревая модель турбулентной области и предполагалось, что размеры вихрей распределены по «закону 1/3» Колмогорова—Обухова.

Было получено выражение для спектральной плотности сил, действующих на малую площадку S_n поверхности, обтекаемой турбулентным потоком,

$$S_f = \alpha \frac{\rho^2 U_*^2 \epsilon^2}{\omega^5} \sigma_n \quad (70)$$

Поскольку характеристики турбулентного потока U_* и ϵ , как правило, неизвестны, в формуле (32) была выделена явно зависимость S_f от основных известных параметров. С этой целью по аналогии с пограничным слоем на плоской пластине полагали $U_* \sim U_\infty$ и $\epsilon \sim U_\infty^3$. Коэффициенты пропорциональности, вообще говоря, зависят от положения площадки σ_n на поверхности обтекаемого тела.

Таким образом,

$$S_f = A \frac{U_\infty^8}{\omega^5} \sigma_n \quad (71)$$

где A — размерный множитель, зависящий от формы тела и расположения на нем площадки σ .

В случае, когда гидрофон расположен вблизи поверхности тела, соответствующая спектральная плотность эффективного шумового давления¹ равна:

$$S_p = \frac{A}{\sigma} \frac{U_\infty^8}{\omega^5} \quad (72)$$

где σ — площадь гидрофона.

В случае, когда гидрофон расположен под обтекателем или внутри акустической головки, спектральная плотность давления, воспринимаемого гидрофоном, может быть получена из формулы (72) умножением на некоторый коэффициент, который зависит от свойств обтекателя. В первом приближении этот коэффициент можно учесть, введя эффективную площадь (для узконаправленного гидрофона).

Так, для гидрофона, помещенного под тонкостенным металлическим обтекателем,

$$\sigma_{\text{эф}} = \frac{\sigma}{2} \left(1 + \frac{R h_0^3}{4c^2} \right) \quad (73)$$

¹ Напомним, что S_p соответствует среднему квадрату звукового давления, отнесенному к полосе частот.

Для сплошной головки $\sigma_{\text{эф}}'$ зависит, кроме того, от интенсивности турбулентного потока e :

$$\sigma_{\text{эф}}' = \sigma \frac{E^2 e^2}{4\rho_1^2 c^2} . \quad (74)$$

В формулах (70)—(74) были использованы результаты расчета спектральной интенсивности шума в области достаточно высоких частот.

Величина $\sigma_{\text{эф}}$ позволяет сравнить различные варианты расположения приемного гидрофона под обтекателем и в сплошной акустической головке с точки зрения их помехозащищенности от псевдозвука.

Глава IV

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ШУМОВ ОБТЕКАНИЯ

§ 17. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Целью исследований шумов обтекания подводных ракет являлось получение сведений, необходимых для проектирования устройств самонаведения. В связи с этим производилось сравнение различных конкретных элементов приемной электроакустической системы с точки зрения их помехозащищенности. В данной главе приводятся результаты этих экспериментов, которые могут быть использованы для описания свойств и параметров шумов вне зависимости от конкретного устройства приемной электроакустической системы.

Были исследованы шумы в диапазоне частот 20—100 кГц, принимаемые гидрофонами, расположенными в носовой части снаряда под обтекателем. Экспериментальные данные, характеризующие свойства шумов, были получены следующими методами.

1. Специально оборудованный снаряд с реактивным двигателем запускали с пирса. В начальной стадии движения снаряд заглублялся по пологой траектории, затем на фиксированной глубине порядка 8—10 м выходил на горизонтальный курс и двигался с постоянной скоростью (до 30—35 м/сек) пока не исчерпывался ресурс двигателя. На снаряде устанавливали аппаратуру, предназначенную для непосредственной записи на фоторегистраторе уровней шумов, принимаемых гидрофонами в различных диапазонах частот.

В ряде опытов, проводимых по описываемой методике, устанавливалась аппаратура, предназначенная для измерения коэффициента корреляции высокочастотных шумов по способу, аналогичному изложенному в [36].

Непосредственно перед пуском аппаратуру прогревали и измеряли контрольные напряжения. Регистрирующая часть включалась одновременно с запуском двигателя и выключалась после всплытия снаряда.

2. Реактивный снаряд запускали со специально оборудованного корабля. Глубина моря в месте проведения опытов превышала 200 м. Пуск снаряда производился вертикально вниз. На заданной глубине (30—90 м) снаряд разворачивался и двигался в гори-

зонтальной плоскости с постоянной скоростью, достигавшей в некоторых опытах 45 м/сек . После окончания работы двигателя снаряд всплывал под действием архимедовой силы.

В этих экспериментах в качестве регистрирующей аппаратуры, кроме аппаратуры, используемой при пуске с пирса, применяли четырехканальный магнитофон, предназначенный для записи высокочастотных сигналов в диапазоне частот $20\text{--}100 \text{ кГц}$.

Регистрирующая аппаратура включалась в момент запуска двигателя и выключалась после всплытия снаряда. Таким образом, каждая запись позволяла измерить параметры шумов при различных скоростях движения и на разных глубинах.

3. С помощью всплывающего устройства «Дельфин» проводили серии одинаковых опытов (рис. 35). «Дельфин» 1, имеющий положительную плавучесть порядка 2 т (при диаметре $D=650 \text{ мм}$ и длине $l=8 \text{ м}$), прицепляется к бую 2 и погружается при помощи лебедки 3 на глубину около 160 м . На этой глубине срабатывает отцепляющее устройство.

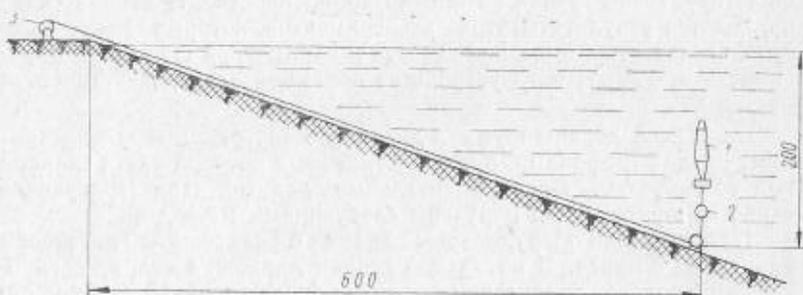


Рис. 35. Схема проведения опыта со всплывающим устройством «Дельфин» (расстояние в метрах): 1 — всплывающее устройство; 2 — буй; 3 — лебедка

На глубине примерно 100 м скорость «Дельфина» устанавливается и равна приблизительно 20 м/сек . Прогревалась аппаратура во время погружения. Регистрирующая аппаратура включалась вместе с отцепляющим устройством и выключалась после всплытия. В опытах, проводимых по этой методике, в качестве регистрирующей аппаратуры использовался четырехканальный высокочастотный магнитофон.

Обработка экспериментальных данных, полученных указанными выше способами, имела целью произвести качественные оценки шумов различной природы, входящих в суммарный шум, принимаемый гидрофоном, а также измерить некоторые параметры шума, в частности: зависимость уровня шума от скорости и частоты; харак-

тер флюктуаций уровня шума; корреляционные свойства шумов, принимаемых различными гидрофонами.

Свойства шума характеризовались статистическими параметрами уровня и огибающей, которые определялись следующим образом. Флюктуации давления на поверхности головной части снаряда преобразовывались электроакустическим преобразователем (гидрофонами базы) в электрический сигнал $v(t)$. Этот сигнал пропускали через фильтр со сравнительно узкой полосой Δf вблизи частоты f . Полученный узкополосный случайный сигнал $v_f(t)$ детектировался квадратичным детектором и усреднялся. (В дальнейшем полагаем, что сигнал $v_f(t)$ приведен к выходу гидрофона и полосе в 1 кГц). Сигнал $F_V(t)$ на выходе усредняющего устройства для стационарного шума имеет смысл (см. главу III) спектральной плотности шума $S_V(\omega)$ и аналитически может быть приближенно записан в виде

$$F(\omega, t) = \frac{1}{\Delta f T} \int_t^{t+T} v_f^2(\tau) d\tau,$$

где T — время усреднения, которое во всех опытах было порядка 0,1 сек.

Уровень шума в узкой полосе для электрического сигнала

$$v(\omega, t) = \sqrt{F_V(\omega, t)}.$$

Если сигнал $v(t)$, не подвергая фильтрации, подать на детектор и усреднить, то получим величину

$$D_V(t) = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} v^2(\tau) d\tau,$$

которая имеет смысл дисперсия широкополосного процесса (или мощности).

Уровнем широкополосного сигнала в дальнейшем называется величина $v(t) = \sqrt{D_V(t)}$.

Иногда при обработке использовали усредняющие фильтры с малыми постоянными времени от 0,1 до 10 мсек. В этом случае флюктуации уровня назывались огибающей шумовых сигналов.

¹ В наших отчетах эффективная полоса фильтра Δf измерялась в килогерцах, поэтому размерность уровня шума $v_x \left[\frac{\text{вольт}}{\sqrt{\text{кГц}}} \right]$.

§ 18. ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ РАЗЛИЧНЫХ ФАКТОРОВ ШУМООБРАЗОВАНИЯ НА РЕГИСТРИРУЕМЫЕ ШУМЫ

Сравнение экспериментальных данных, полученных при различных условиях, позволяет произвести качественную оценку шумов различной природы, входящих в шум, регистрируемый бортовой аппаратурой.

Оценивались шумы: турбулентного обтекания; реактивного двигателя; аппаратурные и кавитационные.

Доля шумов реактивного двигателя оценивалась по записям, на которых можно зафиксировать моменты включения и выключения двигателя и изменения режима его работы (рис. 36). Поскольку шум реактивного двигателя связан, по-видимому, с режимом работы двигателя (режим порохового двигателя изменяется скачком), то и уровень шума, связанного с шумом реактивного двигателя, должен был бы меняться скачком. Таким образом, если бы вклад шумов реактивного двигателя в шум, принимаемый гидрофоном, был существен, то уровень шума $F_V(\omega, t)$ менялся бы скачком в моменты начала t_0 , изменения режима t_1 и окончания работы двигателя t_k .

Как видно из рис. 36, никаких заметных скачков уровня шума при изменении режима работы двигателя не наблюдается. Отсутствие подобных скачков (на всех без исключения записях опытов) позволяет сделать вывод, что, по крайней мере, в диапазоне скоростей 10—45 м/сек шумами реактивного двигателя, входящими в шум, регистрируемый аппаратурой, можно пренебречь (см. также гл. 1).

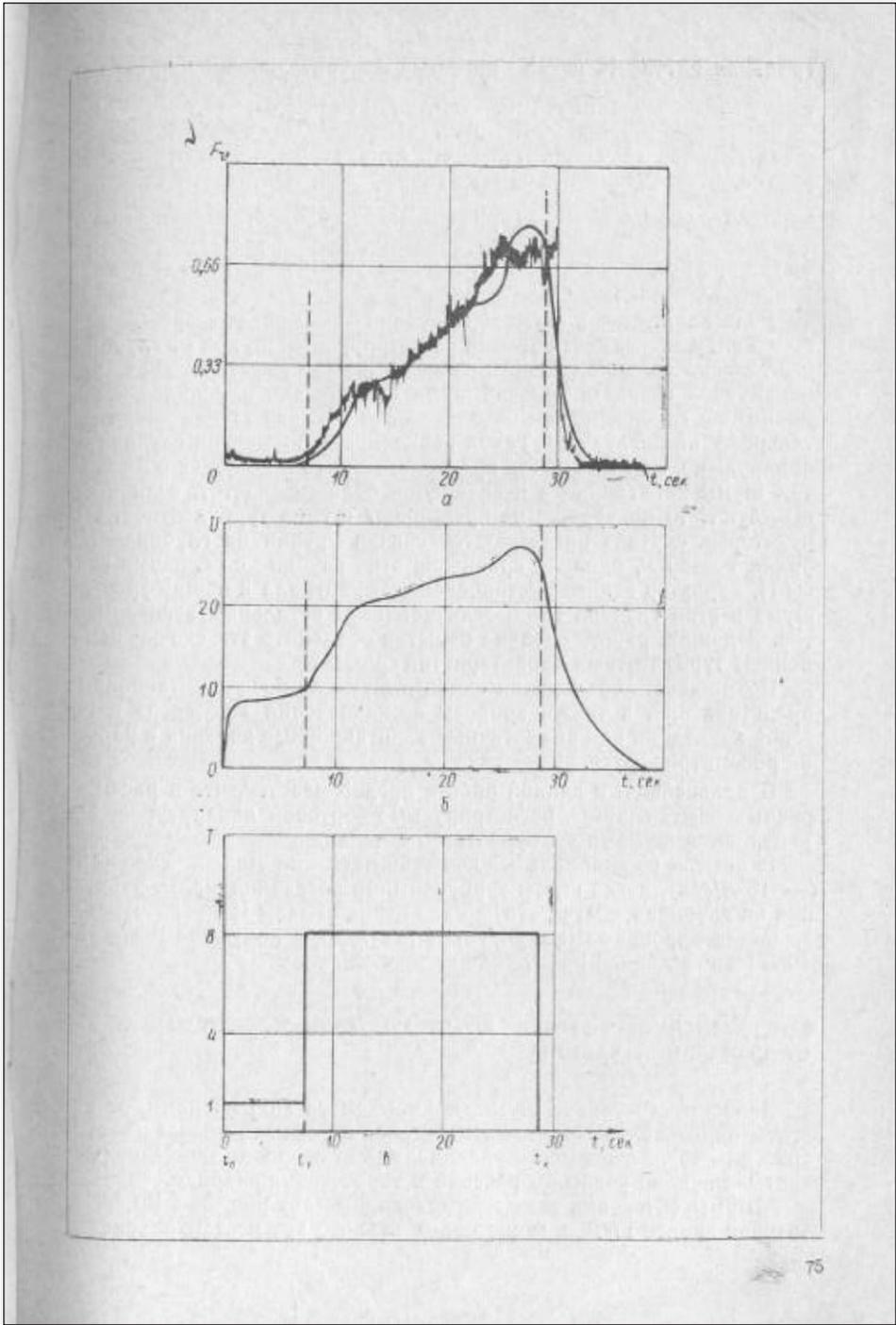
Аналогичный вывод можно сделать из сравнения уровней шумов, полученных в опытах, проводимых с реактивными снарядами, с записями уровней на всплывающих устройствах. Характер записей, а также абсолютные значения уровней шумов в обоих случаях почти одинаковы.

Шумы аппаратуры оценивались по уровням записи в те промежутки времени, когда снаряд еще не успел набрать скорость. Кроме того, имеются опыты, в которых аппаратура не была подключена к гидрофонам, и записывался чисто аппаратурный шум.

Эти опыты показали, что основными источниками аппаратурных шумов являются шумы ламп входных каскадов усилителей, а также шум магнитной ленты.

Количественно уровень аппаратурного шума, приведенного ко входу, оценивался значением величины $v_{f_0} = \sqrt{S_{f_0}}$ (S_{f_0} — спек-

Рис. 36. Опыт 2 (1963 г.):
 \checkmark а — запись уровня шума на частоте 70 кгц в зависимости от времени; сплошная кривая — теоретическая зависимость, пропорциональная четвертой степени скорости; б — зависимость скорости движения снаряда от времени; в — предполагаемый вид зависимости тяги двигателя от времени



тральная плотность шума на входе измерительной аппаратуры). Измерения показали, что на частоте $f_0 = 50$ кГц $\sigma_{f_0} = 0,2 \frac{мкВ}{\sqrt{кГц}}$. Отсюда для порога чувствительности аппаратуры с учетом характеристик, используемых в опытах гидрофонов, получается величина порядка $\rho_{f_0} = 0,02 \frac{бар}{\sqrt{кГц}}$ (принимая, что входной сигнал может быть зарегистрирован, если отношение уровней сигнала и помехи больше единицы).

Роль кавитации в шумообразовании оценивалась прежде всего по виду зависимости уровня регистрируемых шумов от глубины. Считалось, что вклад кавитационного шума существует, если при неизменной скорости уровень шума значительно изменялся в том диапазоне глубин, который оценивался в главе II как «подозрительный» на кавитацию. Такой зависимости во многих случаях не обнаружено. Это позволяет предполагать, что в обсуждаемых опытах шумы кавитации в исследуемой области частот, если и существуют, то по уровню не превышают шумов турбулентности. В некоторых случаях наблюдаются скачки уровня на глубинах порядка 70—80 м, однако сравнение этих глубин с оценками главы II, характер записей установившегося сигнала и общий уровень шума в этих случаях мало отличается от остальных экспериментов. В данной работе сделана попытка объяснить эти скачки изменением турбулентных характеристик среды.

Возможность объяснения скачков шума на базе кавитационных представлений, а также вопросы возникновения «щелевой» и газовой кавитации или аналогичные кавитационные явления в работе не рассматриваются.

В дальнейшем в данной работе предполагается, что в рассмотренных опытах шумы, регистрируемые бортовой аппаратурой, определяются шумами турбулентного обтекания.

В опытах со снарядами, движущимися на малых скоростях (~ 15 м/сек), когда шумы турбулентного обтекания малы, кавитация на глубинах, соответствующих оценкам главы II (~ 20 м), оказывается хорошо заметной. Такие результаты получены в опытах 1966 г., но в данной работе они не представлены.

§ 19. ЗАВИСИМОСТЬ УРОВНЯ ШУМА ТУРБУЛЕНТНОГО ОБТЕКАНИЯ ОТ СКОРОСТИ И ЧАСТОТЫ

Зависимость уровня шума, принимаемого гидрофонами, от частоты определялась по записям шумов в разных полосах частот (рис. 36—40). Зависимость уровня шума от скорости движения рассчитывалась по участкам разгона и торможения снаряда.

Шумы обтекания явно нестационарны (см. рис. 36—40). Анализируя записи шумов, можно заметить, что эта нестационарность

обусловлена не только изменением скорости движения, но отчетливо проявляется и при движении с постоянной скоростью на фиксированной глубине. По записям уровней можно условно выделить две группы опытов. В части опытов (см. рис. 36 и 37) изменения

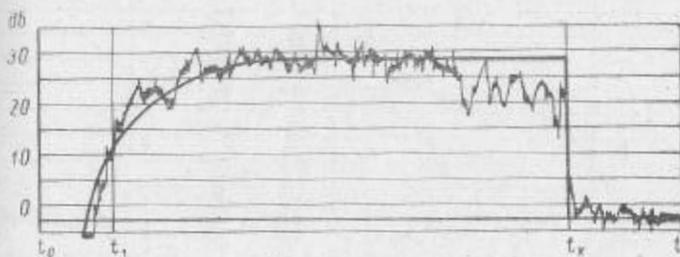


Рис. 37. Опыт VIII (1964 г.). Зависимость уровня шума на частоте 70 кгц от времени, полученная на всплывающем устройстве Дельфин: обтекатель-оживальный, максимальная скорость — 18 м/сек, t_0 — начало движения, t_1 — момент окончания разгона, t_x — момент выхода гидрофона на поверхность.

уровня шума определяются в основном изменением скорости движения (первая группа опытов). В другой группе (рис. 38, 39, 40) существенна нестационарность, обусловленная другими причинами. Эксперименты, относящиеся ко второй группе, будут обсуждены в следующем параграфе. Зависимость уровней шумов от скорости и частоты определялась из записей, относящихся к первой группе.

Согласно изложенному в главе III шумы, воспринимаемые гидрофоном, расположенным под обтекателем, образуются слоем вих-

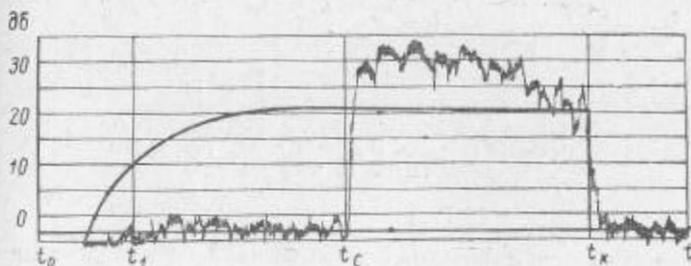


Рис. 38. Опыт XII, 1964 г. (см. условия проведения опыта на рис. 37; t_c — глубина 80 м, обтекатель конический)

рей на поверхности обтекателя. Акустическое действие этих вихрей можно охарактеризовать спектральной плотностью силы $S_f(\omega)$ (см. § 12). Смысл этой характеристики состоит в том, что спек-

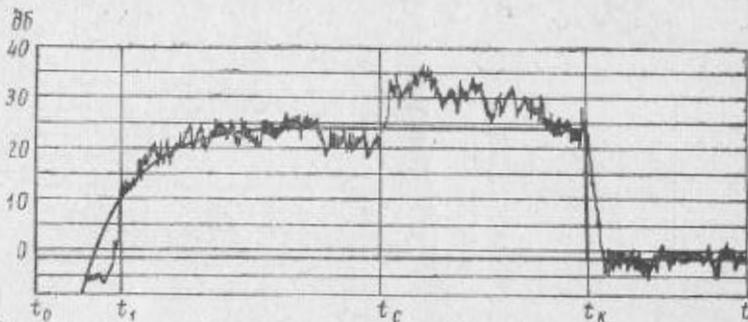


Рис. 39. Опыт XIII, 1964 г. (см. условия проведения опыта на рис. 38 турбулизирующая шайба)

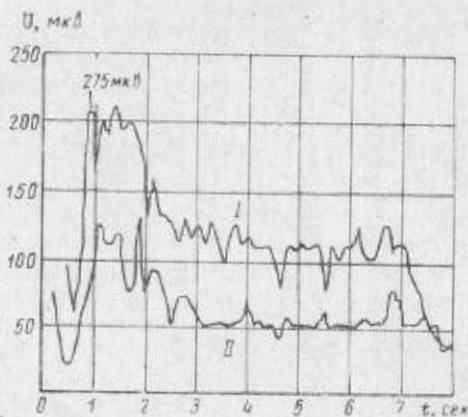


Рис. 40. Опыт 3, 1959 г. Уровень шума в широкой полосе (20—200 кГц) в зависимости от времени скорость $U_{max}=43$ м/сек, гидрофоны расположены на носу снаряда)

тральная плотность электрического сигнала на выходе гидрофона $S_V(\omega)$ может быть вычислена интегрированием по поверхности обтекателя элементарных сигналов от каждого элемента поверхности $d\sigma$:

$$S_V(\omega) = \iint_{\Sigma} \left| \frac{K^*(\omega, \bar{R})}{R} \right| \gamma^2(\omega \bar{R}) dS_f \quad (75)$$

В этой формуле значение спектральной плотности силы dS_f в случае развитой турбулентности определяется выражением:

$$dS_f = \frac{\rho^2}{\omega^5} U_*^3 \varepsilon^2 d\sigma,$$

где a — безразмерный коэффициент;
 ρ — плотность воды;
 U_* — сдвиговая скорость (см. главу III);
 ε — средняя удельная диссипация энергии за 1 сек;
 \bar{R} — радиус-вектор элемента поверхности обтекателя $d\sigma$ (считается, что гидрофон расположен в начале координат);

$\frac{K^*(\omega \bar{R})}{R}$ — передаточная функция обтекателя, учитывающая характеристики обтекателя и материала среды, расположенной между обтекателем и гидрофоном;

$\gamma(\omega, \bar{R})$ — характеристика гидрофона, учитывающая разную чувствительность его для волн, приходящих от разных элементов поверхности обтекателя.

Если источник излучения расположен в волновой зоне, т. е. если $R_{\text{min}} \gg \lambda$ (λ — длина волны частоты ω в материале обтекателя), то $\gamma(\omega, \bar{R})$ — это обыкновенная диаграмма направленности гидрофона в дальнем поле.

Если принять, что ε пропорционально U_*^3 , а U_* пропорционально скорости снаряда U , а также учесть соображения размерности, то спектральная плотность электрического сигнала, связанного с турбулентными помехами, равна:

$$S_V(\omega) = \frac{U^3}{\omega^5} \Phi^*(\omega) A, \quad (76)$$

где $\Phi^*(\omega)$ — функция частоты, учитывающая конструкцию акустической головки (например, расположение и диаграммы направленности гидрофонов, акустические и механические свойства обтекателя и т. д.);

A — коэффициент, определяющийся структурой и свойствами турбулентного потока.

В ряде случаев оказывается интересным ввести спектральную плотность эффективного давления $S(\omega)$

$$S(\omega) = \frac{S_V(\omega)}{\gamma_0^2(\omega)},$$

где $\gamma_0(\omega)$ — чувствительность гидрофона в максимуме диаграммы направленности, определенная в дальнем поле на частоте ω .

Смысл спектральной плотности эффективного давления можно наглядно представить следующим образом. Пусть от точечного источника, расположенного в дальней зоне, по направлению максимума диаграммы чувствительности приходит полезный сигнал, спектр которого заключен в узкой полосе $\Delta\omega$ около частоты ω_0 . Будем считать, что обтекатель прозрачен для этого сигнала и обозначим давление, создаваемое сигналом на поверхности гидрофона, p_c . Тогда $N = \sqrt{\frac{p_c^2(\omega_0)}{S(\omega_0)\Delta\omega}}$ — есть отношение сигнал/помеха на

выходе гидрофона на частоте ω_0 . Это дает возможность сравнивать полезный сигнал с достаточно надежной характеристикой помех — спектральной плотностью эффективного давления $S(\omega)$. Возвращаясь к формуле (75), заметим, что полный учет зависимости чувствительности приемника от частоты и направления, а также учет распределения спектральной плотности силы $S_f(\omega, \bar{R})$ по поверхности обтекателя, т. е. расшифровка всех членов в выражении (76), очень интересен и важен для практических приложений, однако при этом встречаются значительные трудности как теоретического, так и экспериментального характера. Поэтому весьма целесообразно провести ряд специальных опытов для выявления вида зависимости $K^*(\omega, \bar{R})$, $\gamma(\omega, \bar{R})$ и $\epsilon(\omega, \bar{R})$ от \bar{R} и ω . Поскольку таких детальных исследований не проводилось, для сравнения с экспериментом можно воспользоваться выражением достаточно общего вида, сохранив ту же структуру зависимости уровня шума от частоты и скорости, что и в предшествующих формулах, а именно принять:

$$S(U, \omega) = B\Phi(\omega)U^{n+3}\Omega^{-n}, \quad (77)$$

где $\Omega = \frac{\omega l}{U}$ — безразмерная частота, зависящая от структуры турбулентного потока;

l — некоторый характерный размер, связанный с пограничным слоем;

B — размерный коэффициент, зависящий в основном от характеристик среды и обтекаемого тела (плотность среды, уровень затравочной турбулентности, чистота обработки поверхности тела и т. д.).

Если определяющим является шум развитой турбулентности, а факторы, не учитываемые теорией, играют малую роль и передаточная функция обтекателя $K^*(\omega)$ мало зависит от частоты, то, как следует из теории, $\Phi(\omega)$ постоянна, а показатель степени n равен пяти.

Теоретические оценки показывают также, что время установления уровня шума при изменении скорости достаточно мало, так что при обработке записей им всюду пренебрегали.

Записи, полученные в опытах с использованием высокочастотного магнитофона, обрабатывали следующим образом. Запись шума пропускали через узкополосный фильтр (3—10 кгц), настроенный на частоту f (в диапазоне 20—100 кгц). Сигнал с выхода фильтра детектировался и усреднялся. Полученный таким образом уровень узкополосного шума сравнивали на участках разгона и торможения с графиком зависимости скорости движения от времени и по методу наименьших квадратов определяли показатель n в формуле (77). Затем по участкам записи, соответствующим установившейся скорости движения U_{\max} , определяли величины эффективного давления $S(U_{\max}, f)$ для различных значений f . Отсюда, используя калибровки гидрофонов и найденные значения Ω^{-n} , определяли величины $B \Phi(\omega)$.

Результаты обработки экспериментальных записей показывают, что зависимость величины $B \Phi(\omega)$ в каждом опыте (т. е. при фиксированном B) от частоты случайная, а разброс ее значений не очень велик. Таким образом из экспериментальных данных следует, что $\Phi(\omega) = \text{const}$. Это позволяет представить результаты эксперимента в более удобной для применений форме, записав формулу (76) в виде:

$$S = S_0 \left(\frac{U}{U_0} \right)^{2+n} \left(\frac{f}{f_0} \right)^{-n},$$

где S_0 — спектральная плотность эффективного давления, воспринимаемого гидрофоном на частоте $f_0 = 50$ кгц при скорости движения $U_0 = 20$ м/сек.

В табл. 5 приведены результаты опытов первой группы. Значения звукового давления $p_0 = \sqrt{S_0}$ усреднены по разным измерениям, сделанным в одном и том же опыте; значения n определяли по разгону и торможению. Как следует из табл. 5, значение показателя n в среднем равно пяти при среднем отклонении $\Delta n = \pm 1,5$. Таким образом, в пределах разброса экспериментальных данных можно считать, что измеренное значение показателя n удовлетворительно согласуется с рассчитанным теоретически.

Анализируя данные, приведенные в табл. 5, можно сделать следующие выводы:

даже в опытах первой группы наблюдается значительный разброс значений S_0 , связанный с различием условий проведения отдельных опытов, т. е. различным влиянием факторов, описываемых коэффициентом B (77);

совпадение в рамках проведенных экспериментов теоретического значения n с найденным экспериментально позволяет заключить, что не учтенные теорией факторы мало изменяют значение коэффициента B на протяжении одного опыта, поэтому вид зависимости уровня шума от скорости и частоты близок к теоретическому. Если же существенны аддитивные вклады шумов другой природы, не

Таблица 5
Уровни звукового давления p_0 и величина показателя n по опытам первой группы

| $U_{\text{мах}},$ м/сек | n | $p_0,$ бар, $\sqrt{\text{кг/см}^2}$ | Примечания |
|----------------------------|---------------|--|---|
| 40 | | 4,0 | Узконаправленный гидрофон, расположенный на носу снаряда Глубина хода 6—12 м |
| 40 | | 3,3 | |
| 40 | | 1,7 | |
| 40 | | 3,3 | |
| 40 | | 3,3 | |
| 40 | | 2,7 | |
| 17 | | 0,6 | |
| 14 | | 0,5 | |
| 13 | | 0,6 | |
| 40 | $5,6 \pm 1,5$ | 0,1 | |
| 41 | $5,6 \pm 1,5$ | 0,5 | |
| 37 | $5,6 \pm 1,5$ | 0,6 | |
| 45 | $6,0 \pm 1,5$ | 0,1 | |
| 43 | $6,0 \pm 1,5$ | 0,09 | |
| 40 | 3,0 | 0,03 | Носовой гидрофон Боковой гидрофон |
| 40 | 5,0 | 0,3 | |
| 25 | | 6,0 | Без обтекателя |
| 20 | | 0,7 | |
| 35 | | 0,2 | |
| 35 | | 0,6 | |
| 9 | | 0,6 | |
| 20 | 4,4 | 0,7 | Опыт 2 |
| 18 | 5 ± 1 | 2,5 | Опыт I |
| 18 | 5 ± 1 | 2,7 | Опыт II |
| 18 | 5 ± 1 | 4,0 | Опыт III |
| 18 | 5 ± 1 | 3,0 | Опыт IV |
| 18 | 5 ± 1 | 1,0 | Опыт V |
| 18 | 5 ± 1 | 1,8 | Опыт VI |
| 18 | 5 ± 1 | 1,6 | Опыт VII |
| 18 | 5 ± 1 | 2,2 | Опыт VIII |
| 18 | 5 ± 1 | 2,7 | ПИУ-1 (рис. 41) |
| 18 | 5 ± 1 | 1,1 | ПИУ-1. Обтекатель |
| 18 | 5 ± 1 | 0,9 | |
| 18 | 5 ± 1 | 0,8 | |

оцененные выше, то можно по крайней мере утверждать, что зависимость уровней этих шумов от скорости и частоты не может существенно отличаться от аналогичной зависимости, полученной для шума обтекания при развитой турбулентности.

§ 20. ФЛЮКТУАЦИИ УРОВНЯ ШУМА

Как указывалось в предыдущем параграфе, экспериментальные записи уровней шумов можно условно разбить на две группы. К первой группе отнесены записи, в которых изменения уровней шумов связаны, в основном, с изменением скорости движения. Однако в этой группе опытов даже при установившейся скорости движения наблюдаются значительные медленные флюктуации уровня, из-за которых в интервале времени, равном длительности движения снаряда с постоянной скоростью, шум обтекания следует считать нестационарным. Более того, если выбрать на установившемся участке отрезок времени, в течение которого уровень почти не меняется, то и здесь флюктуации заметно больше, чем можно было бы ожидать, предполагая шум белым. Грубая количественная оценка флюктуаций уровня шума на «квазистационарном» участке была сделана следующим образом. Путем обработки записи одного из опытов (см. рис. 37) было получено, что средний квадрат флюктуаций уровня шума в полосе порядка 1—1,5 кГц около частоты 100 кГц составил приблизительно 30% (2,3 дБ, постоянная времени усредняющей цепочки порядка 0,2 гц). Аналогичной обработке была подвергнута запись калибровки, производимой белым шумом. Для белого шума аналогичная величина оказалась порядка 3% (0,3 дБ). Такое большое различие флюктуации уровней шумов в узкой полосе частот позволяет предположить, что даже на квазистационарном участке опыта шум обтекания модулирован случайными факторами, не учитываемыми в теории. Помимо сравнительно малых флюктуаций на квазистационарных участках, на записях можно отчетливо различить два типа флюктуаций. В одном случае шум практически отсутствует в течение некоторого времени с начала движения, а затем скачком величиной в 20—30 дБ достигает уровня, примерно соответствующего теоретическому. Во втором случае таких больших скачков в начале движения не наблюдается, но уровень относительно медленных (с временными масштабами порядка 1 сек) флюктуаций также велик и достигает ± 10 дБ, а в некоторых опытах и более (рис. 39 и 40).

Для выяснения природы этих флюктуаций были поставлены специальные опыты XII и XIII (рис. 38 и 39). Эти опыты были проведены на всплывающем устройстве в один день, практически в одинаковых условиях. Конструкция обтекателя и расположение акустического приемника (базы) показаны на рис. 41.

Обтекатель изготовляли из тонкого (1—2 мм) металлического листа. Пространство между гидрофонами и обтекателем было заполнено водой. Отличались эти опыты лишь наличием в опыте

XIII турбулизирующей шайбы (см. рис. 41). Как видно из приведенной записи (см. рис. 39), в опыте с турбулизирующей шайбой шум возникает сразу после начала движения, и его уровень достаточно хорошо описывается зависимостью (76), полученной для шума обтекания при развитой турбулентности.

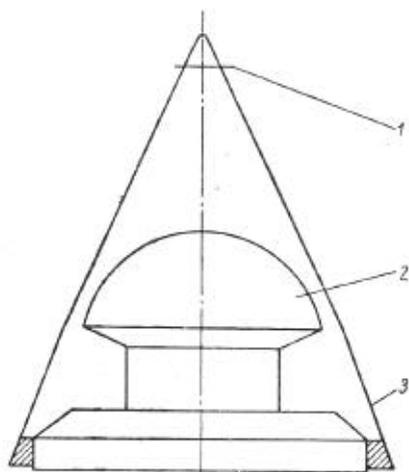


Рис. 41. Конический обтекатель: 1 — турбулизирующая шайба; 2 — база; 3 — обтекатель

Объяснение описанных явлений можно найти в главе II, в которой (в теоретическом плане) рассмотрены некоторые вопросы, связанные с возникновением и развитием турбулентности при обтекании эллипсоидов вращения. По форме такие эллипсоиды примерно совпадают с обводами носовой части снаряда. В частности, в этой главе турбулентное обтекание характеризуется (см. рис. 42) положением границы зоны потери устойчивости x_* , за которой по направлению течения возникают отдельные вихри, и положением условной границы зоны перехода $x_{пер}$, за которой существует развитая турбулентность. В той же главе указаны причины, которые изменяют положение этих границ, а именно: шероховатость поверхности, затравочная турбулентность и температура среды. На рис. 43 приведен график зависимости положения этих границ от скорости движения жидкости относительно эллипсоида вращения с соотношением полуосей 1 : 2, вытянутого вдоль потока.

Рассмотрим два крайних случая. Первый — случай «идеального» обтекания, т. е. когда обтекаемая поверхность гладкая, уровень затравочной турбулентности пренебрежимо мал и влияние факторов, стимулирующих образование турбулентности можно не

В опыте XII от начала движения до момента t_c шума практически нет (см. рис. 38). в момент t_c он возникает скачком, достигая примерно того же уровня, что и в опыте XIII. Из сравнения записей видно, что в опыте XIII примерно в тот же момент времени t_c (соответствующий глубине около 70 м) также наблюдается скачок уровня шума. Аналогичные скачки уровня шума примерно на такой же глубине наблюдаются и в ряде других опытов, проводимых на всплывающем устройстве в том же месте. Из-за наличия турбулизирующей шайбы в опыте XIII условия для возникновения и развития турбулентности были гораздо более благоприятными, чем в опыте XII.

учитывать. В этом случае зона перехода, т. е. пространство, заключенное между границами x_* и $x_{пер}$, достаточно велика, а $x_{пер}$ характеризует границу на обводе, ниже которой по течению всегда существует развитая турбулентность.

Другой крайний случай характеризуется достаточно высоким уровнем затравочной турбулентности, изменяющим критическую скорость примерно в три раза; шероховатой поверхностью обтекаемого тела, уменьшающей критическую скорость приблизительно в два раза; значительно более высокой температурой воды, что дополнительно уменьшает критическую скорость примерно на 30%. Все это изменяет положение границы потери ус-

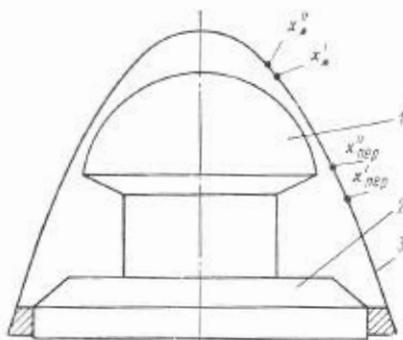


Рис. 42. Эллиптический обтекатель:
1 — база; 2 — установочное кольцо;
3 — обтекатель

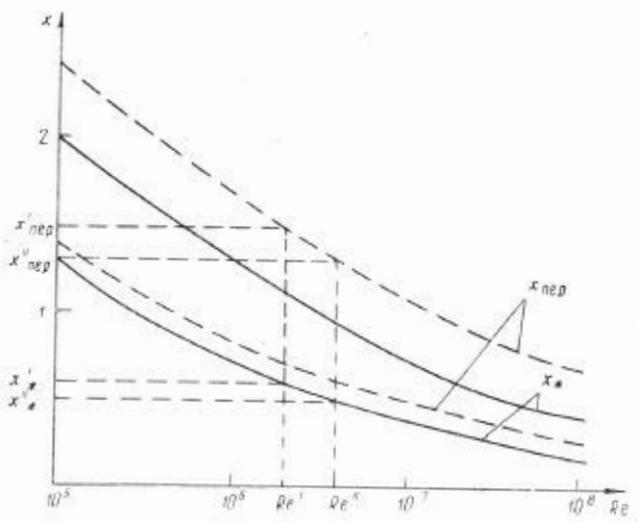


Рис. 43. Зависимости границы потери устойчивости и границы зоны перехода $x_{пер}$ от скорости движения снаряда

тойчивости x_* , существенно сужает зону перехода и увеличивает тем самым размер зоны развитой турбулентности. Таким образом, для каждой скорости U (т. е. при определенном значении числа Рейнольдса) на обводе можно указать две границы x_* — границу потери устойчивости в наихудших условиях обтекания, выше которой по течению обтекание практически всегда ламинарно, и $x'_{пер}$ — границу зоны перехода при идеализированных условиях, ниже которой по течению заведомо существует развитая турбулентность. В пространстве между этими границами возникновение турбулентности обуславливается состоянием среды, состоянием поверхности обтекаемого тела и рядом других причин, не контролируемых в экспериментах. Таким образом, в рамках поставленных опытов в этом пространстве размер зоны турбулентности и, следовательно, ее вклад в уровень шума обтекания следует считать случайной величиной.

К сказанному выше можно добавить, что, как указывают некоторые авторы [25], возбуждение турбулентности является «жестким», т. е. необходим определенный уровень затравочной турбулентности и других стимулирующих развитие турбулентности факторов, чтобы возникла развитая турбулентность. Если же затравочная турбулентность достаточно велика, и развитая турбулентность возникла, то уровень затравочной турбулентности относительно слабо влияет на величину уровня развитой турбулентности. Представление о «жестком» возбуждении развитой турбулентности позволяет объяснить резкие скачки уровня шума обтекания, величина которых достигает 20—30 дБ (такие скачки уровня наблюдались в опытах со всплывающим устройством на глубинах 50—100 м).

Можно предположить, что причиной скачков уровня шума обтекания является либо изменение уровня затравочной турбулентности, либо возникновение спорадической микрокавитации в местах больших перепадов скорости, которые также могут явиться причиной жесткого возникновения развитого сплошного турбулентного слоя. К сожалению, в нашем распоряжении нет экспериментальных данных о гидрологических характеристиках моря в районе проведения экспериментов. Таким образом, можно считать, что в начальной стадии движения всплывающее устройство проходит область, в которой уровень затравочной турбулентности мал. На глубине около 70 м уровень затравочной турбулентности существенно увеличивается и в переходной зоне (от x_* до $x'_{пер}$ на рис. 42) возникает развитая турбулентность. На этих глубинах уровень шума примерно соответствует теоретическому. В опыте XIII наличие турбулизирующей шайбы обеспечивало достаточно высокий уровень затравочной турбулентности, и развитая турбулентность возникала почти с момента начала движения. Уровень шума в этом случае был близок к расчетному.

Итак, уровень шума обтекания значительно флуктуирует относительно вычисленного теоретически значения. Поскольку уро-

вень шума определяется в основном размером и расположением области развитой турбулентности, то уровень сигнала, принимаемого гидрофонами, должен существенно зависеть от конкретных условий опыта, в частности от распределения и величины турбулентности, пузырьков и температуры моря на траектории движения снаряда.

Анализ и обсуждение экспериментальных результатов дают основания утверждать, что шум, принимаемый гидрофоном, является модуляционным, т. е. для математического описания шума можно использовать формулу вида:

$$p(t) = \rho(t) n(t), \quad (78)$$

где $n(t)$ — стационарный шум (с единичной дисперсией), характеризующий шум обтекания при развитой турбулентности;

$\rho(t)$ — сравнительно медленная случайная функция, характеризующая изменение условий обтекания вдоль траектории движения снаряда.

§ 21. КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ШУМА

Экспериментальное изучение корреляционных свойств шумов в основном сводилось к измерениям взаимной корреляции шумов $S_r(t)$ и $S_{r+\Delta r}(t)$, принимаемыми двумя гидрофонами, установленными на различных местах обвода носовой части снаряда на расстоянии Δr друг от друга. Взаимная корреляция шумов определялась значениями корреляционной функции

$$R = \frac{\overline{S_r(t) S_{r+\Delta r}(t)}^{\Delta T}}{\sqrt{\overline{S_r^2(t) S_{r+\Delta r}^2(t)}^{\Delta T}}}$$

в различные моменты времени для разных Δr при фиксированном времени наблюдения ΔT . Так как шумы, принимаемые гидрофонами, нестационарны, то корреляционная функция зависит не только от Δr , но и от времени. Тем не менее измерение R как меры статистической зависимости сигналов $S_r(t)$ и $S_{r+\Delta r}(t)$ представляет определенный интерес. Измерение R проводилось следующим образом. Сигналы с двух гидрофонов усиливались в полосе частот 80—100 кГц и подавались соответственно на вертикально и горизонтально отклоняющие пластины осциллографической трубки. Полученное изображение фотографировалось 8 раз в секунду с выдержкой 0,03 сек. Фотографии корреляционного пятна контролировались, и по линии равного почернения строился корреляционный эллипс, положение которого позволяло измерить коэффициент корреляции, по методике, описанной в [36].

Таким образом, время усреднения ΔT в этих опытах составляло 0,03 сек. Практически можно считать, что за это время модулирующая функция $\rho(t)$ (см. § 20) изменялась мало, и каждой фотографии соответствовала реализация стационарного процесса.

Результаты измерений коэффициентов корреляции R_1 и R_2 для двух типичных опытов при малом Δr , приведены в табл. 6. Аналогичные измерения были проведены в пяти опытах, проведенных в различных условиях — два опыта при пуске снарядов с пирса на глубине 6—12 м и три — при пуске с корабля на глубинах около 70 м. Во всех опытах значение коэффициента корреляции для любого кадра не превышало 0,14—0,23, давая при усреднении по кадрам одного опыта нулевое среднее значение. Среднеквадратичное отклонение коэффициента корреляции, полученного по отдельным фотографиям, от среднего значения (равного нулю) приблизительно равно 0,1.

Следует отметить, что максимальные значения коэффициентов корреляции (0,15—0,23) были получены в опытах* с разрезным гидрофоном, т. е. в случае, когда Δr мало ($\Delta r < \lambda_{\min}$). Но и в этом случае, значение коэффициента корреляции плавно менялось от кадра к кадру, а его среднее значение практически было равно нулю. В большинстве же опытов, в которых Δr превышало длину волны, значение коэффициентов корреляции для отдельных кадров было близко к нулю. Из этого можно сделать вывод, что высокочастотный шум $U(t)$ практически можно считать некоррелированным.

Таблица 6

| № кадра ¹ | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
|----------------------|------|-------|-------|-------|-------|-------|------|
| R_1 | 0,00 | -0,04 | 0,14 | -0,05 | 0,06 | 0,16 | 0,03 |
| R_2 | 0,09 | 0,00 | -0,14 | -0,03 | -0,06 | -0,10 | 0,00 |

Продолжение

| | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 |
|--|-------|-------|-------|------|-------|------|-------|
| | 0,00 | 0,22 | 0,03 | 0,06 | -0,12 | 0,00 | -0,06 |
| | -0,14 | -0,05 | -0,08 | 0,10 | 0,16 | 0,14 | — |

¹ Кадры выбирались через интервалы времени, примерно равные 1 сек.

Для выделения огибающей $D(t)$ высокочастотный шум детектировался и усреднялся, затем полученный сигнал $\rho'(t) =$

$$= \frac{1}{T} \int_t^{t+T} S^2(t) dt \text{ пропускался через фильтр, который выре-$$

зал из спектра сигнала полосу частот от 1 до 100 гц.

Как правило, при измерениях время наблюдения составляло 0,1—10 мсек. Если считать, что спектр модулирующего шума $\rho(t)$ в основном сосредоточен в области низких частот, а $U(t)$ — высокочастотный шум [$\rho(t)$ и $U(t)$ определены формулой (78)], то $\rho'(t) \approx \rho(t)$ и, следовательно, свойства огибающей $D(t)$ определяются в основном модулирующим шумом $\rho(t)$.

Качественно некоторые свойства огибающей можно предвидеть из свойств высокочастотного шума. Естественно предположить, например, зависимость интенсивности огибающей от положения гидрофона на обводе снаряда, скорости и глубины движения аналогичной соответствующим зависимостям, полученным для уровней высокочастотного шума. Экспериментально исследовались некоторые характеристики огибающей, которые не могут быть получены тривиально из свойств высокочастотного шума, в частности спектр и корреляционные функции огибающих.

Для получения спектра огибающей, из магнитофонных записей вырезались кольца длиной 1,5 м (что соответствовало приблизительно 0,5 сек времени опыта), которые непрерывно протягивались мимо головок воспроизводящего магнитофона со стандартной скоростью 19,5 см/сек.

Высокочастотный шум с выхода усилителя воспроизведения подавался на квадратичный детектор 2 (рис. 44). После квадратичного детектора сигнал поступал на модель резонансного контура 3,

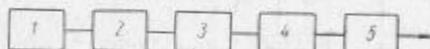


Рис. 44. Блок-схема установки для измерения спектральной плотности огибающей шума:

1 — магнитофон; 2 — детектор; 3 — резонансный контур; 4 — квадратор; 5 — интегратор

собранного на операционных усилителях. Собственная частота контура перестраивается в пределах от 4 до 1000 гц, что в натуральном масштабе времени соответствовало области частот от 60 гц до 15 кгц.

При этом добротность контура поддерживалась постоянной во всей исследуемой полосе частот. Измерительная схема состояла из квадратора 4 и интегратора 5 с постоянной времени, равной времени прохода кольца магнитной ленты. На выходе контура 3 наблюдается случайный процесс $D(t)$, средняя мощность которого выражается следующим образом:

$$\overline{D(t)} = S_D(\omega_0) Q^2 \Delta\omega,$$

где $S_D(\omega_0)$ — значение спектральной плотности огибающей на резонансной частоте контура ω_0 ;

Q и $\Delta\omega$ — соответственно добротность и полоса пропускания контура.

На рис. 45 изображен график $S_D(f)$ в условных единицах (принято $S = 1$ при $f = 4,9$ кгц), полученный в результате обработки трех записей двух опытов, проведенных при скорости движения снаряда 35 м/сек и глубине 60 м; опыты различались разными обтекателями: в одном опыте использовался оживальный обтекатель (см. рис. 42), а во втором — эквидистантный. Данные измерения для обоих опытов хорошо аппроксимируются одной кривой.

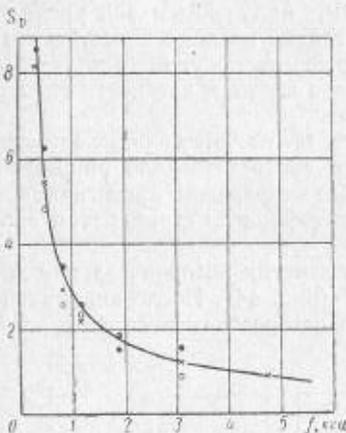


Рис. 45. Спектр огибающей шума

Характер зависимости спектра огибающей от частоты, а именно, увеличение спектральной плотности при уменьшении частоты свидетельствует о нестационарности исследуемого шума.

Для изучения корреляционных свойств огибающих выбирали участки записи шума, соответствующие установившейся скорости движения ракеты, где отсутствовали резкие скачки огибающих, т. е. участки, где огибающие можно было считать реализациями стационарного процесса. Исследовали взаимную корреляцию огибающих шумов, принимаемых двумя гидрофонами, которая количественно оценивалась величиной

$$R_{UV}(\tau) = \frac{1}{\sigma_{D_1} \sigma_{D_2}} \frac{1}{T} \int_0^T D_1(t) D_2(t - \tau) dt,$$

где T — время, соответствующее длительности выбранного участка записи;

σ_{D_1} — дисперсия сигнала, соответствующего огибающей D_1 сигнала с одного гидрофона;

σ_{D_2} — дисперсия огибающей D_2 сигнала со второго гидрофона.

Исследования показали, что в большинстве случаев $R_{UV}(\tau) = 0$ в пределах погрешности аппаратуры ($R_{UV} < 0,1$). Причем коэффициент взаимной корреляции $R_{UV}(0)$ не превышал в боль-

шинстве случаев 0,15. Таким образом, огибающие сигналов с двух гидрофонов при установившейся скорости движения можно, как правило, считать независимыми. Однако в некоторых случаях даже при таком выборе участков записи наблюдались отдельные сильно коррелированные всплески (с большим значением $R_{UV}(0)$).

Аппаратура позволяла также оценивать автокорреляционные функции огибающих по значению величины:

$$R_{UV}(\tau) = \frac{1}{\sigma_D^2 T} \int_0^T D(t) D(t-\tau) dt.$$

Оказалось, что при полосе частот, пропускаемых аппаратурой в этих опытах, а именно 1—200 гц, огибающая не отличается от δ -коррелированного случайного процесса, т. е. «белого шума».

Результаты измерений корреляционных характеристик огибающих показывают, что функция $\rho(t)$ не является медленно меняющейся в том смысле, как это понималось в § 20. К такому же выводу приводит оценка коэффициентов корреляции огибающих сигналов, полученных вырезанием неперекрывающихся полос частот из широкополосного сигнала. Как оказалось, этот коэффициент значительно меньше, чем следовало бы ожидать, если считать широкополосный сигнал модулированным огибающей $\rho(t)$. Таким образом, математическая модель шума, введенная в § 20, нуждается в дополнительном уточнении.

ВЫВОДЫ

При исследовании шумов на гидрофонах снаряда ставилась цель оценить вклад в общий уровень шума следующих шумов: гидродинамического происхождения (турбулентного обтекания и кавитационные), реактивного двигателя, аппаратурных.

Исследования производились с помощью подводных снарядов различных типов на частотах 20—100 кгц, в диапазоне глубин 5—200 м и при скоростях 10—45 м/сек.

Эксперименты показали, что вклад шумов реактивного двигателя и аппаратурных шумов много меньше шумов гидродинамического происхождения, особенно на больших скоростях.

Зависимость уровня шума (интенсивности) от скорости движения и частоты удовлетворительно описывается соотношением

$$S \approx S_0 \left(\frac{U}{U_0} \right)^{3+n} \left(\frac{f}{f_0} \right)^{-n},$$

где $U_0 = 20$ м/сек; $f_0 = 50$ кгц;
 S_0 — уровень шума на 50 кгц.

Как следует из экспериментов, величина $n \approx 5 \pm 1,5$.

Шумы турбулентного обтекания существенно нестационарны. Наблюдалась нестационарность двух типов: в первом случае шумы менялись скачком на 20—30 дб при достижении снарядом глубины 70 м; во втором случае такого скачка не наблюдалось, а флюктуации держались на уровне ± 10 дб.

Коэффициент корреляции шумов, приходящих на два гидрофона, по высокой частоте и по огибающей в среднем близок к нулю.

Проведенные эксперименты позволяют заключить, что модель турбулентного шума, описываемая произведением составляющей стационарного шума на медленно меняющуюся функцию, не полна и требует уточнений.

Глава V

НЕКОТОРЫЕ ПРИНЦИПЫ ОПТИМАЛЬНОЙ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ В РЕЖИМЕ ПАССИВНОГО САМОНАВЕДЕНИЯ

Как было отмечено в предыдущих главах, при движении снаряда в воде на скоростях 15—40 м/сек генерируются шумы гидродинамического происхождения. Величина этих шумов существенно определяет надежность и дальность действия системы наведения. В настоящей главе не будут рассматриваться специфические сигналы и помехи, возникающие при работе системы активной локализации цели. Полезным сигналом будем считать шум цели, а помехой — собственные шумы снаряда. Как указывалось в главе III, шумы, возникающие за счет турбулентности, имеют достаточно сложный характер.

В качестве модели помехи будет рассмотрен сигнал вида

$$x(t) = \sqrt{\rho(t)} n(t),$$

где $n(t)$ — стационарный нормальный шум с известной спектральной плотностью;

$\rho(t)$ — некоторая медленно изменяющаяся функция.

На предварительных этапах расчета помеху иногда полезно считать стационарным процессом. Шум цели (полезный сигнал) будем считать стационарным гауссовым процессом.

Для такого рода сигналов и шумов можно составить блок-схему оптимальной обработки информации, используя методы теории статистических решений и оптимальной фильтрации сигналов. Ниже излагается такой подход к задаче о синтезе и оценке эффективности приемной части пассивной системы наведения противолодочного снаряда. При этом рассматриваются простейшие варианты системы, содержащие четыре приемные гидрофона с идеализированными диаграммами направленности.

Не рассматривается ряд явлений (флюктуации сигнала от цели, набеги фазы сигнала за счет разнесенного расположения гидрофонов и др.), учет которых приводит к дополнительному усложнению применяемых схем. Такая идеализация допущена с целью выделить идею расчета и явно указать на основные факторы, ограничивающие эффективность того или иного приемника. Аналогичные

методы могут быть применены к исследованию и синтезу более сложных систем, представляющих практический интерес. Один пример такого приемного устройства будет приведен в следующей главе.

§ 22. ОБЩИЙ ПОДХОД К ЗАДАЧЕ

Рассмотрим простейшую задачу о корректировке курса в одной (например, горизонтальной) плоскости. Допустим, что имеются два гидрофона, диаграммы направленности которых показаны на рис. 46. Очевидно, что при такой идеализации невозможно измерить величину угла отклонения курса φ , можно лишь оценить его знак.

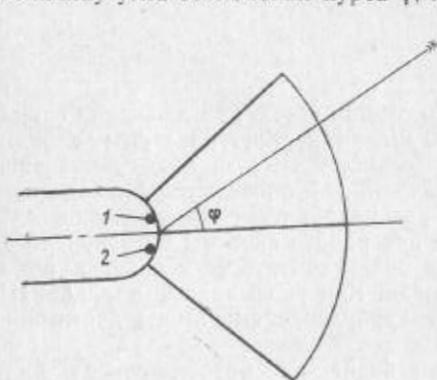


Рис. 46. Идеализированные диаграммы направленности гидрофонов

Задача сводится, таким образом, к принятию решения о том, находится ли источник сигнала в правой или левой полуплоскости. Способ обработки случайных сигналов, обеспечивающий минимальную вероятность ошибки, дается теорией статистических решений [37, 38]. Согласно этой теории следует вычислить условные вероятности двух рассматриваемых возможностей (которые в дальнейшем называются гипотезами) в предположении, что приняты определенные реализации сигналов. На основании этих условных вероятностей

и принимается окончательное решение.

Для выяснения структуры приемного устройства предположим сначала, что сигнал и помеха представляют собой нормальные стационарные белые шумы.

Одна из проверяемых гипотез H_1 (цель слева) состоит в том, что гидрофон 1 воспринимает сумму сигнала и шума, а гидрофон 2 — только шум, гипотеза H_2 наоборот предполагает, что гидрофон 1 воспринимает только шум, а гидрофон 2 сумму сигнала и шума. Таким образом

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= S + n_1 \\ x_2 &= n_2 \end{aligned} \right\},$$

если справедлива H_1 , и наоборот

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= n_1 \\ x_2 &= S + n_2 \end{aligned} \right\},$$

если справедлива H_2 .

Спектральные плотности сигналов x_1 и x_2 для гипотезы H_1 будут $S+N$ и N соответственно, так как шумы n_1 и n_2 естественно считать имеющими одинаковую мощность (из соображений симметрии), а сигнал S некоррелирован с шумом. Шумы n_1 и n_2 будем считать статистически независимыми.

Для вычислений удобно воспользоваться понятием функционала вероятности белого шума [39, 40]. Как известно, вероятность принять некоторую определенную реализацию белого шума $h(t)$ на интервале $(0, T)$ пропорциональна

$$\omega[h] = C \exp \left\{ -\frac{1}{N} \int_0^T n^2(t) dt \right\}, \quad (79)$$

где C — нормировочная постоянная (несущественная для дальнейшего);

T — время наблюдения.

Используя (79), запишем условные вероятности ω_1 и ω_2 наблюдения реализаций (x_1, x_2) при гипотезах H_1 и H_2 соответственно:

$$\omega_1 = C \exp \left\{ -\frac{1}{N+S} \int_0^T x_1^2 dt + \frac{1}{N} \int_0^T x_2^2 dt \right\};$$

$$\omega_2 = C \exp \left\{ -\frac{1}{N} \int_0^T x_1^2 dt + \frac{1}{N+S} \int_0^T x_2^2 dt \right\}.$$

Составим отношение правдоподобия

$$\Lambda = \frac{\omega_1}{\omega_2}$$

(если $\Lambda > 1$, то следует предпочесть H_1 и наоборот).

Очевидно, что выбор между H_1 и H_2 определяется знаком выражения U , называемого статистикой испытания:

$$U = \int_0^T (x_1^2 - x_2^2) dt.$$

Действительно, если $U > 0$, $\Lambda > 1$ и наоборот.

Заметим, что в выражение для U не входят априорные данные об интенсивности шумов и сигнала. Существенно лишь, что спектральные плотности N_1 и N_2 одинаковы.

Рассмотренный пример приводит к элементарному правилу решения: цель находится там, где мощность сигнала больше.

Приемник, работающий по такому алгоритму, будем называть простым амплитудным. Он является оптимальным для случая нормальных, стационарных и белых шумов и сигналов. В случае неравномерного спектра сигналов и шумов вычисление статистики испытания усложняется. Чтобы использовать теорию обнаружения сигналов, сведем нашу задачу к задаче обнаружения. В последнем случае необходимо решить вопрос о том, поступает ли на вход приемника смесь сигнала $S(t)$ и шума $n(t)$, или только один шум. С этой целью составляется отношение правдоподобия.

$$\Lambda^* = \frac{\omega_1^*}{\omega_2^*},$$

где ω_1^* — условная вероятность принять реализацию x_1 , в присутствии полезного сигнала S ;

ω_2^* — то же без сигнала.

Далее возможны три ситуации: H_0 — сигнал отсутствует и H_1 и H_2 — вводились ранее.

Решение о наличии цели принимается тогда, когда хотя бы одно из значений Λ_1^* или Λ_2^* (вычисленные для каждого из каналов в отдельности) превышает пороговое значение Λ_0^* .

В случае, если такое решение принято, дальнейший выбор между H_1 и H_2 может быть сделан путем сравнения Λ_1^* и Λ_2^* . Выражения для Λ_1^* и Λ_2^* одинаковы (в силу симметрии задачи), и, как правило, имеют вид $\Lambda_{1,2}^* = \exp\{U_{1,2}\}$, где $U_{1,2}$ зависит от принятых сигналов. Так как статистика $U_{1,2}$ входит в выражение для $\Lambda_{1,2}^*$ в показателе экспоненты, вопрос о выборе H_1 или H_2 решается знаком разности $U_1 - U_2$, которая может быть принята за статистику испытания U . Таким образом,

$$U = U_1 - U_2. \quad (80)$$

Соотношение (80) позволяет использовать результаты, полученные при решении задач обнаружения сигналов, например, в радиолокации [41]. В отличие от рассмотренного выше простого примера способ оптимальной обработки сигналов будет теперь явно зависеть от отношения сигнал/шум на входе и времени анализа T , которые должны быть известны заранее.

Для случая, когда гауссовый сигнал не является белым шумом оптимальная обработка информации (для задачи обнаружения), может быть осуществлена по блок-схеме (рис. 47).

Выходной сигнал U_1 считывается по истечении заранее заданного интервала времени T .

Следуя [37, 42], можно также осуществить обработку сигнала по другой схеме (рис. 48). Объединяя два оптимальных обнаружителя, получим схему оптимального приемника.

Основной задачей при расчете этих схем является выбор фильтров. Для весовых функций оптимальных фильтров известны интегральные уравнения.

На пути осуществления описанной системы приема сигналов имеется ряд трудностей как вычислительного характера, связанных с необходимостью решения интегральных уравнений для фильтров, так и принципиального характера.

Последние определяются тем, что время анализа T и ожидаемое отношение сигнал/шум на входе системы (которые должны быть заложены в расчете фильтров) для задач наведения могут изменяться в широких пределах и, как правило, неизвестны заранее. Поэтому конструкция системы приема сигналов должна быть

Рис. 47. Блок-схема оптимального обнаружителя:
1 — фильтр с переменными параметрами; 2 — блок умножения; 3 — интегратор



Рис. 48. Блок-схема оптимального обнаружителя:
1 — фильтр с постоянными параметрами; 2 — квадратичный преобразователь; 3 — выходной усредняющий фильтр

такой, чтобы она не зависела от этих параметров и допускала непрерывный анализ поступающей информации от цели. Заметим, что схема рис. 48 в большей мере удовлетворяет этим требованиям, чем схема рис. 47, так как в первой схеме (рис. 48) используются фильтры с постоянными параметрами, и сигналы могут поступать на ее вход непрерывно, а вторая схема должна быть запущена в заранее известный момент времени.

Для избежания указанных трудностей полезно сделать некоторые допущения относительно порядка величины неизвестных параметров. Так, время анализа T естественно стремиться увеличить с целью повышения помехоустойчивости. Одновременно его нельзя выбирать слишком большим. Можно выбрать T одного порядка с постоянными времени (механическими) системы управления, которые составляют обычно 0,1—1 сек.

Полоса частот Δf , воспринимаемых приемным трактом в случае пассивных сигналов, может составлять величину порядка 5—50 кГц. Для таких случаев, очевидно, $T \Delta f \gg 1$. Такое соотношение дает основание считать случайный процесс на выходе усредняющего устройства нормальным и оценивать качество приемника по дисперсии флюктуаций.

Характеристики фильтров в этом случае можно определить для предельного случая $T \rightarrow \infty$. При сделанных предположениях можно отказаться от решения интегральных уравнений, применив к рассматриваемой системе теорию линейных фильтров.

Беличину отношения сигнал/шум будем считать малой. В противном случае оптимальность приемного тракта не является существенной. Приемник такого типа можно назвать, по аналогии с устройствами обнаружения, пороговым.

Из сказанного можно сделать следующие выводы, которые могут быть положены в основу приближенного расчета приемной части системы:

теория статистических решений позволяет установить общую структуру и составить блок-схему оптимального приемника;

частотные характеристики элементов этого приемника могут быть рассчитаны на основе теории фильтров из соображений максимизации отношения сигнал/шум на выходе системы;

оптимизацию приемного тракта целесообразно производить для пороговых сигналов.

Так как при сделанных предположениях устройство приемника не зависит от времени анализа, то не будем здесь рассматривать работу выходного интегратора или заменяющего его фильтра. Это устройство целесообразно отнести к следующим за приемником цепям системы управления и рассчитывать совместно с ними.

§ 23. ОПТИМАЛЬНАЯ ОБРАБОТКА СИГНАЛОВ ОТ ЧЕТЫРЕХ ГИДРОФОНОВ

Применим изложенный подход к расчету приемной системы с четырьмя гидрофонами, предназначенной для наведения в двух перпендикулярных плоскостях. Будем считать, что гидрофоны обладают идеализированными диаграммами направленности (рис. 49), а сигналы от цели и помехи представляют собой нормальные стационарные случайные процессы.

Рассмотрим работу системы в одной из двух плоскостей. Это не исключает, конечно, возможности использования всех четырех сигналов.

Воспользовавшись выражением для статистики испытания в случае нескольких сигналов [41], можно заключить, что в нашем случае выражение для U должно иметь вид квадратичной формы относительно всех сигналов, подвергнутых предварительной фильтрации и проинтегрированных за время наблюдения T , так как все приемники считаются одинаковыми, эта квадратичная форма должна, очевидно, удовлетворять требованиям симметрии. Именно для плоскости, проходящей через приемники 1—2 (см. рис. 49), выражение для U должно быть симметрично относительно сигналов x_3 и x_4 и антисимметрично относительно x_1 и x_2 . Квадратичная форма, удовлетворяющая этому условию, имеет вид:

$$U = \int_0^T \{ (\tilde{x}_1 - \tilde{x}_2)(\tilde{x}_3 + \tilde{x}_4) + \alpha (\tilde{x}_1^2 - \tilde{x}_2^2) \} dt. \quad (81)$$

Здесь значки \sim — означают предварительную обработку сигнала с помощью соответствующего фильтра.

Заметим, что выражение для U естественным образом распадается на два слагаемых различной структуры:

$$U_1 = \tilde{x}_1^2 - \tilde{x}_2^2;$$

$$U_2 = (\tilde{x}_1 - \tilde{x}_2)(\tilde{x}_3 + \tilde{x}_4).$$

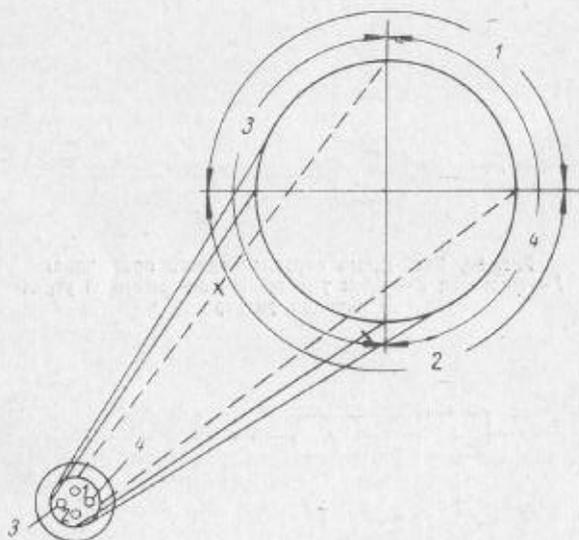


Рис. 49. Приемная система с четырьмя гидрофонами

Устройство, образующее сигнал U_1 , будем называть в дальнейшем амплитудным приемником, а образующее U_2 — соответственно корреляционным.

Оптимальный приемник должен образовать линейную комбинацию выходных сигналов этих двух устройств. Весовой коэффициент α , с которыми следует учитывать выходы амплитудного и корреляционного приемников, зависит от коэффициентов передачи фильтров (рис. 50—51), и вопрос о его выборе будет обсужден позднее.

Заключение о знаке угла рассогласования φ может быть сделано также и по одному (любому) из выходных сигналов приемников U_1 или U_2 . Однако такая оценка не будет наилучшей. Воз-

можно, конечно, случаи, когда значительная часть информации заключена в одном из сигналов. В таких случаях может оказаться нецелесообразным усложнять систему с целью получения полной статистики U (т. е. использовать одновременно оба приемника).

Для определения эффективности амплитудного и корреляционного приемников и сравнения ее с оптимальным методом обработки сигналов произведем оценку отношения сигнал/шум на выходе схем (см. рис. 50 и 51), предполагая пока, что все шумы и сигналы на входе являются стационарными гауссовыми процессами.

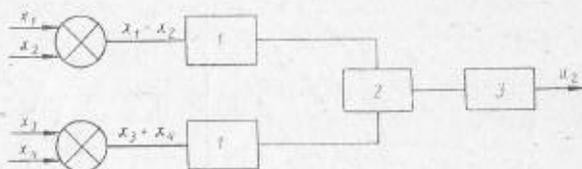


Рис. 50. Блок-схема корреляционного приемника:
1 — фильтры; 2 — блок умножения; 3 — выходной усредняющий фильтр

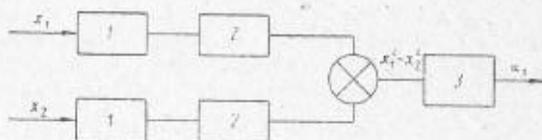


Рис. 51. Блок-схема амплитудного приемника:
1 — фильтры; 2 — квадратичный преобразователь;
3 — выходной усредняющий фильтр

Учтем, что в этом случае на выходе приемника будет присутствовать постоянная составляющая (полезный сигнал), обусловленная сигналом от цели, и флюктуационная составляющая (шум), создаваемая как помехами, так и сигналами.

Дисперсия этой флюктуационной компоненты σ^2 определяет наименьший уровень различимых сигналов. Величина σ^2 зависит от постоянной времени выходного интегрирующего фильтра и равна

$$\sigma^2 = 2F_0 \Delta\omega, \quad (82)$$

где F_0 — величина спектральной плотности флюктуационной составляющей на входе оконечного фильтра вблизи нулевой частоты;

$\Delta\omega$ — полоса пропускания фильтра¹.

Соотношение (82) оправдывается тем, что величина $\Delta\omega$ согласно сделанным ранее предположениям весьма мала по сравнению с шириной спектра флюктуаций.

Если не рассматривать свойств выходного фильтра, то свойства приемника удобно описывать с помощью размерного параметра

$$\lambda = \frac{a_0^2}{F_0},$$

где a_0 — величина полезного сигнала на выходе приемника, создаваемая сигналом от цели.

Смысл параметра λ становится ясен, если учесть, что отношение a_0^2/σ^2 , определяющее надежность правильной оценки знака угла φ , дается выражением

$$\frac{a_0^2}{\sigma^2} = \frac{\lambda}{2\Delta\omega}. \quad (83)$$

Так как для успешного обнаружения сигнала от цели необходимо чтобы $\frac{a_0^2}{\sigma^2} \geq 1$, а время установления сигнала на выходе оконечного фильтра — $\tau \simeq \frac{\pi}{\Delta\omega}$, то величина $\tau = \frac{2\pi}{\lambda}$ имеет смысл минимального времени, за которое можно принять решение о знаке угла отклонения цели от курса.

Оценим величину λ для амплитудного приемника (см. рис. 51).

Допустим, что на вход первого канала поступает смесь сигнала S и шума (помехи) n_1 со спектральными плотностями $S_s(\omega)$ и $S_n(\omega)$ соответственно. На вход второго канала поступает лишь шум n_2 , независимый от n_1 , но с той же самой спектральной плотностью. Обозначив $k(\omega)$ частотную характеристику фильтра φ_2 (см. рис. 51), получим:

$$a_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} S_s(\omega) |k(\omega)|^2 d\omega; \quad (84)$$

$$F_0 = 4 \int_{-\infty}^{+\infty} (S_n(\omega) |k(\omega)|^2)^2 d\omega. \quad (85)$$

¹ Коэффициент 2 в формуле (82) появляется потому, что спектральная плотность $F(\omega)$ соответствует распределению энергии флюктуаций как по положительным, так и по отрицательным частотам.

Здесь использовано выражение для спектральной плотности квадрата нормального случайного процесса [41] и учтено $S_s(\omega) \ll S_n(\omega)$. Из выражения (84) и (85) получим для пороговых сигналов:

$$\lambda = \frac{\left[\int_{-\infty}^{+\infty} S_s(\omega) |k(\omega)|^2 d\omega \right]^2}{4 \int_{-\infty}^{+\infty} S_n^2(\omega) |k(\omega)|^4 d\omega} \quad (86)$$

Максимум выражения (86) достигается при

$$|k(\omega)|^2 = k_0^2 \frac{S_s(\omega)}{S_n^2(\omega)}, \quad (87)$$

где k_0 — произвольный коэффициент.

Здесь предполагается также, что

$$\frac{S_s(\omega)}{S_n(\omega)} \rightarrow 0 \text{ при } \omega \rightarrow \infty. \quad (88)$$

При этом оптимальное значение для λ будет:

$$\lambda_0 = \frac{1}{4} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{S_s^2(\omega)}{S_n^2(\omega)} d\omega. \quad (89)$$

Можно получить более точные выражения аналогичные (86) и (89), не предполагая малости сигнала по сравнению с шумом.

В этом случае, однако, вид оптимальной частотной характеристики $k(\omega)$ будет зависеть от величины отношения сигнал/шум на входе.

Рассмотрим один из частных случаев. Пусть в системе используются узкополосные гидрофоны, ширина полосы которых $\Delta\omega$ настолько мала, что внутри нее можно считать $S_s(\omega)$ и $S_n(\omega)$ постоянными. Естественно, что в этом случае коррекция частотной характеристики с помощью дополнительного фильтра бесполезна. Это непосредственно следует также из (87).

Используя выражение (89), получим

$$\lambda_{10} = \frac{1}{2} \left(\frac{S_s}{S_n} \right)^2 \Delta\omega,$$

где $\frac{S_s}{S_n}$ — отношение сигнал/шум на входе приемника вблизи рабочей частоты.

Отсюда следует, что полосу частот $\Delta\omega$ выгодно увеличивать. Получим аналогичные формулы для корреляционного приемника (см. рис. 50). Заметим, прежде всего, что фильтры I выгодно выбрать одинаковыми. Различие фазовых характеристик фильтров привело бы к уменьшению полезного сигнала на выходе, не уменьшая уровня помехи. В этом случае для сигнала, как и прежде, имеем:

$$a_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} S_s(\omega) |k(\omega)|^2 d\omega,$$

а для спектральной плотности флюктуации F_0 вблизи нуля в случае пороговых сигналов получим:

$$F(0) = 8 \int_{-\infty}^{+\infty} S_n^2(\omega) |k(\omega)|^4 d\omega,$$

откуда для λ имеем:

$$\lambda = \frac{1}{8} \frac{\left[\int_{-\infty}^{+\infty} S_s(\omega) |k(\omega)|^2 d\omega \right]^2}{\int_{-\infty}^{+\infty} S_n^2(\omega) |k(\omega)|^4 d\omega}. \quad (90)$$

Максимизация выражения (90) приводит, очевидно, к тому же виду оптимальной частотной характеристики (87), что и ранее.

Для λ_0 в этом случае имеем:

$$\lambda_{10} = \frac{1}{8} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{S_s^2(\omega)}{S_n^2(\omega)} d\omega.$$

Итак, в случае стационарных независимых помех амплитудный метод дает в два раза лучшее отношение сигнал/шум на выходе, чем корреляционный.

Рассмотрим вопрос о выборе весового коэффициента α в формуле для оптимальной оценки (81) (по выходным сигналам обоих приемников одновременно).

Пусть полезные сигналы на выходах двух приемников будут a_1 и a_2 , а дисперсии σ_1^2 и σ_2^2 соответственно.

Считая, что флюктуации на выходах приемников некоррелированы (что имеет место в рассматриваемом случае), получим:

$$a_0 = a_1 + \alpha a_2;$$

$$\sigma_0^2 = \sigma_1^2 + \alpha^2 \sigma_2^2.$$

Отношение сигнал/шум для линейной комбинации выходов имеет вид:

$$\frac{\alpha_0^2}{\sigma_0^2} = \frac{(\alpha_1 + \alpha\alpha_2)^2}{\alpha_1^2 + \alpha^2\alpha_2^2} \quad (91)$$

Максимум выражения (91) достигается при

$$\alpha = \frac{\alpha_2\alpha_1^2}{\alpha_1\alpha_2^2} = \frac{\alpha_1^2}{\alpha_2\lambda_1} \quad (92)$$

где учтена также связь σ и λ (83) и считается, что выходной усредняющий фильтр один и тот же для обоих приемников.

Параметр λ , характеризующий оптимальный приемник при выборе α , согласно (92) принимает значение

$$\lambda_{00} = \lambda_1 + \lambda_2.$$

Для рассмотренного примера стационарных шумов $\alpha = \frac{1}{2}$, так что

$$U = U_1 + \frac{1}{2} U_2.$$

Для λ_{00} в этом случае имеем

$$\lambda_{00} = \frac{3}{8} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{S_s^2(\omega)}{S_n^2(\omega)} d\omega \quad (93)$$

Квадратичную форму, определяющую оптимальную обработку сигналов, можно теперь представить также в виде:

$$U = (\tilde{x}_1 - \tilde{x}_2) \left(\tilde{x}_1 + \tilde{x}_2 + \frac{\tilde{x}_3 + \tilde{x}_4}{2} \right).$$

Как следует из сравнения (89) и (93), выигрыш от применения оптимального метода обработки сигналов по сравнению с амплитудным составляет 50%.

§ 24. ВЛИЯНИЕ МЕДЛЕННОЙ МОДУЛЯЦИИ ПОМЕХ НА РАБОТУ ПРИЕМНИКА

Рассмотрев формулы (89) и (93), можно сделать вывод о возможности выделения весьма малых сигналов на фоне шума, однако практически реализовать такую чувствительность не удается, так как на самом деле помехи не являются стационарными, и между шумами, воспринимаемыми соседними гидрофонами, наблюдаются корреляции. Учет этих факторов заставляет пересмотреть сделанные ранее оценки. Рассмотрим случай медленной не-

стационарной модуляции помех. Такая модуляция шумов обтекания может возникать под действием изменения скорости, угла атаки, набегающих неоднородностей морской воды и других причин, которые не носят устойчивого характера. Для расчета примем следующую модель, описывающую структуру помехи.

Положим

$$\xi_i(t) = \sqrt{p_i(t)} n_i(t), \quad (94)$$

где $n_i(t)$ — стационарный нормальный шум с известной спектральной плотностью $S_n(\omega)$;

$\sqrt{p_i(t)}$ — медленная модулирующая функция.

Медленность изменения $\sqrt{p_i(t)}$ означает, что спектр этих функций сосредоточен вблизи нулевой частоты и занимает полосу, много меньшую, чем полоса пропускания приемного тракта.

При этих условиях сигналы вида (94) можно рассматривать как квазистационарные, что существенно облегчает вычисления.

Оценим влияние медленной нестационарности на работу амплитудного приемника. Для полезного сигнала, как и прежде, имеем:

$$a_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} S_s(\omega) |k(\omega)|^2 d\omega.$$

Для спектральной плотности флюктуаций на выходе приемника вблизи нулевой частоты получим (в приближении малых сигналов $S_s \ll S_n$)

$$F(0) = 2(p_1^2 + p_2^2) \int_{-\infty}^{+\infty} S_n^2(\omega) |k(\omega)|^4 d\omega.$$

Величина $F(0)$ теперь получилась медленно меняющейся (вместе с величинами $p_1(t)$ и $p_2(t)$).

Кроме того, на выходе появится медленно меняющаяся компонента, вызываемая шумом:

$$\eta(t) = [p_1(t) - p_2(t)] \int_{-\infty}^{+\infty} S_n(\omega) |k(\omega)|^2 d\omega.$$

Помеха $\eta(t)$, которую будем называть в дальнейшем модуляционной, не может быть отфильтрована с помощью выходного устройства. Поскольку разделение шума $\xi(x)$ в выражении (94) на два множителя не однозначно, условимся считать, для удобства оценок, $\bar{n}_i^2 = 1$.

Для сигнала аналогично считаем

$$S(t) = \sqrt{S_0} \zeta(t),$$

где $\bar{\zeta}^2 = 1$.

Спектральные плотности нормированных величин n_i и ζ обозначим $S_{n_i}^0(\omega)$ и $S_\zeta^0(\omega)$. Отношение $\kappa_i = \frac{S_0}{p_i(t)}$ будем называть отношением сигнал/шум на входе приемника (по отношению к i -каналу).

Рассмотренный ранее случай стационарных симметричных шумов соответствует $p_i(t) = p_0 = \text{const}$.

Величины κ_i , отношения сигнал/помеха на выходе приемника и вместе с ними параметр λ будут теперь медленно меняющимися функциями времени.

Определим величину $\lambda(t)$, характеризующую флюктуационную помеху

$$\lambda(t) = \frac{a_0^2}{F(0)} = \frac{S_0^2 \left(\int_{-\infty}^{+\infty} S_{\zeta}^0(\omega) |k(\omega)|^2 d\omega \right)^2}{2 [p_1^2(t) + p_2^2(t)] \int_{-\infty}^{+\infty} S_{n_i}^0(\omega) |k(\omega)|^4 d\omega},$$

а также введем $k(t)$ для учета влияния помехи $\eta(t)$

$$k(t) = \frac{a_0^2}{\tau^2(t)} = \frac{S_0^2 \left[\int_{-\infty}^{+\infty} S_{\zeta}^0(\omega) |k(\omega)|^2 d\omega \right]^2}{[p_1(t) - p_2(t)]^2 \left[\int_{-\infty}^{+\infty} S_{n_i}^0(\omega) |k(\omega)|^2 d\omega \right]^2}. \quad (95)$$

Параметры $\lambda(t)$ и $k(t)$ каждый распадаются на два множителя

$$\lambda(t) = \lambda_1(t) \lambda_2;$$

$$k(t) = k_1(t) k_2,$$

из которых первый зависит от времени, а второй — только от частотных характеристик фильтров и нормированных спектральных плотностей сигнала и шумов:

$$\lambda_1(t) = \frac{S_0^2}{2 [p_1^2 + p_2^2]};$$

$$k_1(t) = \frac{S_0^2}{[\varphi_1 - \varphi_2]^2};$$

$$\lambda_2 = \frac{\left[\int_{-\infty}^{+\infty} S_n^0(\omega) |k(\omega)|^2 d\omega \right]^2}{\int_{-\infty}^{+\infty} S_n^0(\omega) |k(\omega)|^4 d\omega}; \quad (96)$$

$$k_2 = \frac{\left[\int_{-\infty}^{+\infty} S_n^0(\omega) |k(\omega)|^2 d\omega \right]^2}{\left[\int_{-\infty}^{+\infty} S_n^0(\omega) |k(\omega)|^4 d\omega \right]^2}. \quad (97)$$

Задача оптимизации фильтров состоит теперь в максимизации λ_2 и k_2 , поскольку выражения для λ_1 и k_1 не зависят от $k(\omega)$.

Вопрос о максимизации выражения для λ_2 не отличается от ранее рассмотренной задачи. Для максимизации k_2 необходимо выбрать фильтр с весьма узкой полосой пропускания вблизи частоты, где отношение $\frac{S_s^0(\omega)}{S_n^0(\omega)}$ максимально. В случае применения корреляционного метода приема сигналов модуляционная помеха $\eta(t)$ отсутствует, если шумы n_1 и n_2 , как ранее предполагалось, некоррелированы. Для случая коррелированных шумов, рассуждая аналогично, получим:

$$\eta(t) = \left(\sqrt{p_1(t)} - \sqrt{p_2(t)} \right) \left(\sqrt{p_3(t)} + \sqrt{p_4(t)} \right) \times \\ \times \int_{-\infty}^{+\infty} S_n^0(\omega) |k(\omega)|^2 d\omega. \quad (98)$$

В выражении (98) предполагается, что в силу симметрии шумов для взаимных спектральных плотностей выполнены соотношения:

$$S_{n_1, n_2}(\omega) = S_{n_1, n_3}(\omega) = S_{n_1, n_4}(\omega) = S_{n_2, n_3}(\omega) = S_{n_2, n_4}(\omega).$$

Выражение для $k(t)$ получится теперь аналогично (95) заменой $S_n^0(\omega)$ на $S_{n_1, n_2}^0(\omega)$:

$$k(t) = \frac{S_0^2}{\left[\left(\sqrt{p_1} - \sqrt{p_2} \right) \left(\sqrt{p_3} + \sqrt{p_4} \right) \right]^2 \left[\int_{-\infty}^{+\infty} S_{n_1, n_2}^0(\omega) |k(\omega)|^2 d\omega \right]^2}$$

Полагая, как и раньше, $k(t) = k_1(t) k_2$, имеем

$$k_2 = \frac{\left[\int_{-\infty}^{+\infty} S_{\text{вн}}^0(\omega) |k(\omega)|^2 d\omega \right]^2}{\left[\int_{-\infty}^{+\infty} S_{\text{вн}}^0(\omega) |k(\omega)|^2 d\omega \right]^2}$$

Для сравнения с формулой (97) заметим, что, $S_{\text{вн}}^0(\omega) \leq S_n^0(\omega)$. Для случая слабокоррелированных помех $S_{\text{вн}}^0(\omega) \ll S_n^0(\omega)$. В этом случае корреляционный приемник имеет существенное преимущество перед амплитудным.

Полученные выражения неудобны для численных расчетов, так как зависят от времени и содержат неизвестные функции p_1, p_2, p_3, p_4 . Для удобства дальнейших оценок учтем, что p_1 , как правило, не сильно отличаются друг от друга. Будем считать

$$p_i(t) = p + \delta p_i,$$

где $\delta p_i \ll p$.

Полагая $\delta p_1 = \delta p_2 = \delta p_{1,2}$ и обозначив

$$\frac{(\overline{\delta p_{1,2}})^2}{p^2} = \beta^2 \ll 1$$

(черта обозначает усреднение по некоторому интервалу времени), получим выражение для усредненных коэффициентов: для амплитудного приемника

$$\bar{\lambda}_{1a} = \frac{S_0^2}{4\beta^2}; \quad \bar{k}_{1a} = \frac{S_0^2}{4\beta^2 p^2};$$

для корреляционного приемника

$$\bar{\lambda}_{1к} = \frac{S_0^2}{8p^2}; \quad \bar{k}_{1к} = \frac{S_0^2}{\beta^2 p^2}.$$

В этих формулах опущены члены порядка β^4 и выше. Величина β имеет смысл коэффициента модуляции шума $n(t)$ нестационарными воздействиями. Заметим, что $\bar{\lambda}_{1a} = 2\bar{\lambda}_{1к}$ (как и в отсутствие модуляции) и $\bar{k}_{1a} = \frac{1}{4} \bar{k}_{1к}$.

Полученные выражения позволяют легко сравнивать эффективности различных типов приемников, если известен вид спектральных плотностей сигналов и шумов.

Пример оценок. В качестве примера рассмотрим вопрос о приеме узкополосного сигнала на фоне белого шума с помощью амплитудного приемника. Примем

$$S_s^0(\omega) = \frac{\delta}{\pi} \frac{\omega^2}{[\omega^2 - \omega_0^2]^2 + 4\delta^2\omega^2},$$

что соответствует сигналу, сосредоточенному вблизи частоты с полосой $\Delta\omega \sim \delta$.

Для помехи положим $S_n^0(\omega) = \frac{1}{2\Omega}$, что соответствует белому шуму в полосе Ω . Будем считать $\Omega \gg \omega_0 \gg \delta$.

Фильтр, оптимизирующий параметр λ , будет иметь частотную характеристику согласно формуле (87).

$$|k(\omega)|^2 = k_0^2 \frac{\Omega^2 \omega^{2\delta}}{[\omega^2 - \omega_0^2]^2 + 4\delta^2 \omega^2}.$$

Здесь все постоянные множители, не зависящие от параметров сигнала и шума, включены в k_0^2 . Для λ_{20} согласно выражению (96) имеем:

$$\lambda_{20} = \frac{\Omega^2}{\pi\delta}.$$

Для k_2 при той же частотной характеристике получим:

$$k_2 = \frac{\Omega^2}{4\pi^2\delta^2}.$$

Отсюда:

$$\bar{\lambda} = \bar{\lambda}_1 \lambda_2 = \frac{S_s^2 \Omega^2}{4\pi^2 \delta^{2\delta}};$$

$$\bar{k} = \bar{k}_1 k_2 = \frac{S_0^2 \Omega^2}{16\pi^2 p^{2\delta} \delta^2}.$$

Заметим, что параметры p и Ω , характеризующие шум, входят лишь в виде отношения. Учитывая, что спектральная плотность шума $S_N = \frac{p}{2\Omega}$, получим

$$\bar{\lambda} = \left(\frac{S_s}{S_N} \right)^2 \frac{\pi\delta}{4};$$

$$\bar{k} = \left(\frac{S_s}{S_N} \right)^2 \frac{1}{16\delta}. \quad (99)$$

Пусть полоса частот, пропускаемых оконечным интегрирующим фильтром, есть $\Delta\omega$. Обратимся к формуле (83) и сравним среднеквадратичные погрешности $\Delta\mu$, вызываемую модуляцией $\Delta\mu \sim \sqrt{\eta^2}$, и $\Delta\Phi$, вызываемую быстрыми флуктуациями,

$$\frac{\Delta\Phi}{\Delta\mu} = \frac{2\bar{k}\Delta\omega}{\sqrt{\bar{\lambda}}}$$

откуда

$$\frac{\Delta\Phi}{\Delta\mu} = \frac{8\Delta\omega}{\pi\beta},$$

ошибки $\Delta\Phi$ и $\Delta\mu$ будут одного порядка, если полоса сигнала удовлетворяет соотношению:

$$\delta \approx \frac{2\Delta\omega}{\beta}. \quad (100)$$

Поскольку первоначально предполагалось, что $\delta \gg \Delta\omega$ (иначе вообще недопустимо квазистатическое рассмотрение прохождения сигналов и шумов), то условие (100) может быть выполнено лишь, если $\beta \ll 1$. В противном случае модуляционная помеха будет превалировать над флюктуационной. В таких случаях целесообразно искусственно сужать полосу пропускания приемного тракта до величины порядка $\Delta\Omega = \frac{2\Delta\omega}{\beta}$, с тем, чтобы достигнуть разумного компромисса между двумя видами ошибок (сужение полосы пропускания как отмечалось, увеличивает параметр k за счет уменьшения λ).

Для определения оптимальной ширины полосы пропускания амплитудного приемника оценим $\bar{\lambda}$ и \bar{k} для узкополосного тракта, подавая

$$|k(\omega)|^2 = k_0^2; \quad \omega_0 - \frac{\Delta\Omega}{2} \leq \omega \leq \omega_0 + \frac{\Delta\Omega}{2}, \quad (101)$$

получим

$$\begin{aligned} \bar{\lambda} &= \frac{1}{2} \left(\frac{S_s}{S_N} \right)^2 \Delta\Omega, \\ \bar{k} &= \left(\frac{S_s}{S_N} \right)^2 \frac{1}{4\beta}. \end{aligned} \quad (102)$$

Из выражения (102) видно, что \bar{k} не зависит от $\Delta\Omega$ в предположении (101). Как видно, сужение полосы пропускания увеличивает \bar{k} в четыре раза по сравнению с (99) ценой уменьшения λ примерно в отношении $\frac{\Delta\Omega}{\beta}$.

Выводы

Показано, что в случае, когда сигналы от цели воспринимаются базой с четырьмя гидрофонами, наилучшая обработка информации достигается одновременным использованием амплитудного и корреляционного приемников в соответствии с приведенными блок-схемами.

Возможно применение каждого из приемников в отдельности, однако эффективность пеленгации цели при этом будет меньше.

На выходе каждого приемника возникают два вида помех различной природы: флюктуационная, связанная со случайным характером шумов на входе приемника, и модуляционная, появляющаяся из-за медленных колебаний уровня этих шумов.

Количественная оценка влияния быстрых флюктуаций на работу приемника дается параметром λ :
для амплитудного приемника

$$\lambda_a = \frac{1}{4} \frac{S_0^2}{\rho^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{S_S^2(\omega)}{S_n^2(\omega)} d\omega,$$

для корреляционного приемника

$$\lambda_k = \frac{1}{8} \frac{S_0^2}{\rho^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{S_S^2(\omega)}{S_n^2(\omega)} d\omega.$$

Количественная оценка влияния медленной модуляции описывается параметром k :
для амплитудного приемника

$$k_a = \frac{S_0^2}{4\rho^{2\beta^2}} \frac{\left[\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{S_S^2(\omega)}{S_n^2(\omega)} d\omega \right]^2}{\left[\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{S_S(\omega)}{S_n(\omega)} d\omega \right]^2};$$

для корреляционного приемника

$$k_k = \frac{S_0^2}{\rho^{2\beta^2}} \frac{\left[\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{S_S^2(\omega)}{S_n^2(\omega)} d\omega \right]^2}{\left[\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{S_{SS}(\omega) S_S(\omega)}{S_n^2(\omega)} d\omega \right]^2},$$

где $S_{SS}(\omega)$ — взаимная нормированная спектральная плотность любой пары шумов на входе;

β — среднеквадратичный коэффициент медленной модуляции шумов.

Для эффективной работы любого приемника необходимо соблюдение неравенств:

$$\frac{\lambda}{2\Delta_{\text{ш}}} \gg 1 \quad \text{и} \quad k \gg 1,$$

где $\Delta\omega$ — ширина полосы пропускания выходного интегрирующего фильтра приемника.

Для амплитудного приемника возможно некоторое увеличение k за счет уменьшения λ путем сужения его полосы пропускания.

Для приемников, использующих иные блок-схемы обработки сигналов, также можно ввести параметры, характеризующие соответственно быстрые флуктуации и медленно меняющуюся часть помехи. Расчет этих параметров должен быть проведен особо.

Глава VI

ПРИЕМНИКИ ПАССИВНОЙ СИСТЕМЫ НАВЕДЕНИЯ
ПРОТИВОЛОДОЧНОГО УПРАВЛЯЕМОГО СНАРЯДА

В настоящей работе будут рассмотрены две схемы приемников для пассивной системы наведения противолодочного реактивного снаряда. В задачу приемника входит обнаружение и определение местонахождения (слева—справа, сверху—внизу) подводной лодки, как источника акустического шума. Акустический сигнал воспринимается и преобразуется в электрический с помощью приемной базы, расположенной в носовой части снаряда и состоящей из четырех гидрофонов. Наряду с шумом подводной лодки, который является полезным сигналом, гидрофоны воспринимают также и помеху, создаваемую шумом моря, шумами механизмов и двигателя самого снаряда, и гидродинамическими шумами, возникающими при движении снаряда. Задачей приемника является выделение полезного сигнала на фоне помехи, обусловленной гидродинамическими шумами обтекания, так как при больших скоростях движения они будут превалировать над всеми остальными видами помех.

Таким образом, на вход приемника поступает сигнал вида:

$$x(t) = s(t) + \xi(t),$$

где $s(t)$ — сигнал от цели;

$\xi(t)$ — помеха.

Будем считать, что сигнал от цели представляет собой стационарный случайный процесс с нормальным распределением и равным нулю математическим ожиданием. Его спектр определяется частотной характеристикой гидрофона. Спектральную плотность $s(t)$ будем считать равномерной в этой полосе частот.

Экспериментальные исследования показали (глава IV), что помеха асимметрична из-за различия чувствительности и частотных характеристик реальных гидрофонов, маневрирования снаряда и других причин и имеет модуляционный характер. В полосе пропускания гидрофона помеха может быть представлена в виде:

$$\xi(t) = n(t) \sqrt{\rho(t)}, \quad (103)$$

где $n(t)$ — стационарный случайный процесс с нормальным распределением и равным нулю математическим ожиданием;

$\sqrt{\rho(t)}$ — случайная медленно меняющаяся функция времени.

Если за время, равное времени корреляции процесса $n(t)$, функция $\sqrt{\rho(t)}$ изменится незначительно, то сигнал вида (103) можно считать квазистационарным. Это позволяет решать задачу в квазистатистическом приближении.

В дальнейшем работу приемника будем рассматривать в одной плоскости. Для каждого приемника определены параметры, характеризующие помехоустойчивость, и сравнение приемников проводится по этим параметрам.

§25. АМПЛИТУДНЫЙ ПРИЕМНИК

Простейшим принципом, который может быть заложен в основу построения схемы приемника, является принцип сравнения мощностей сигналов, приходящих на разнесенные гидрофоны (рис. 52). Такой приемник будем называть амплитудным.

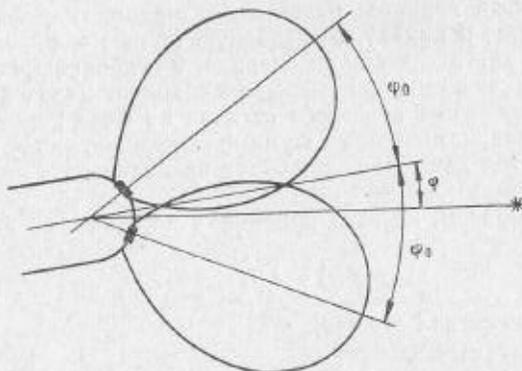


Рис. 52. Диаграммы направленности (амплитудный приемник)

Сигналы от цели, воспринимаемые гидрофонами, соответственно равны:

$$s_1(t) = s_0(t) w(\varphi + \varphi_0) = s_0(t) w_1(\varphi);$$

$$s_2(t) = s_0(t) w(\varphi - \varphi_0) = s_0(t) w_2(\varphi),$$

где φ_0 — угол между осью снаряда и осью диаграммы направленности гидрофона;

φ — угол между осью снаряда и направлением на цель;

$w(\varphi)$ — диаграмма направленности гидрофона.

Для мощности этих сигналов можно записать:

$$\overline{s_1^2(t)} = \overline{s_0^2(t)} w_1^2(\varphi) = S_0^2 W_1(\varphi);$$

$$\overline{s_2^2(t)} = \overline{s_0^2(t)} w_2^2(\varphi) = S_0^2 W_2(\varphi),$$

где $W_i(\varphi) = w_i^2(\varphi)$;

S_0^2 — интенсивность сигнала от цели (черта сверху означает усреднение по времени).

Полезный сигнал, который должен быть выделен на выходе приемника, равен:

$$\overline{s_1^2(t)} - \overline{s_2^2(t)} = S_0^2 [W_1(\varphi) - W_2(\varphi)].$$

Рассмотрим работу (рис. 53) при наличии помех. Сигналы, поступающие на вход квадратичных детекторов 3, запишем в виде:

$$x_1(t) = s_0(t) w_1(\varphi) + n_1(t) \sqrt{\rho_1(t)};$$

$$x_2(t) = s_0(t) w_2(\varphi) + n_2(t) \sqrt{\rho_2(t)}.$$

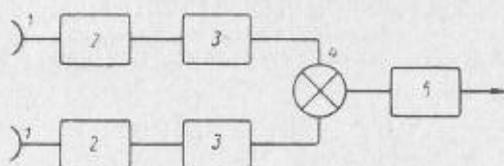


Рис. 53. Блок-схема амплитудного приемника:
1 — приемный гидрофон; 2 — предварительный усилитель; 3 — квадратичный детектор; 4 — блок разности; 5 — фильтр низкой частоты

Их спектр определяется частотными характеристиками гидрофонов 1 и предварительных усилителей 2. Задачу будем решать в квазистатическом приближении. Спектральные плотности полезного сигнала и помехи (рис. 54) на входе детектора для i -канала определим как:

$$S_x(\omega) = \begin{cases} S_x w_i(\varphi) & \text{при } \omega_0 - \frac{\Delta\omega}{2} < |\omega| < \omega_0 + \frac{\Delta\omega}{2}; \\ 0 & \text{при других значениях } \omega; \end{cases} \quad (104)$$

$$S_{\xi}(\omega) = \begin{cases} S_n \rho_i(t) & \text{при } \omega_0 - \frac{\Delta\omega}{2} < |\omega| < \omega_0 + \frac{\Delta\omega}{2}; \\ 0 & \text{при других значениях } \omega, \end{cases}$$

где ω_0 — средняя частота спектра входного сигнала;
 $\Delta\omega$ — полоса пропускания предварительного тракта приемника.

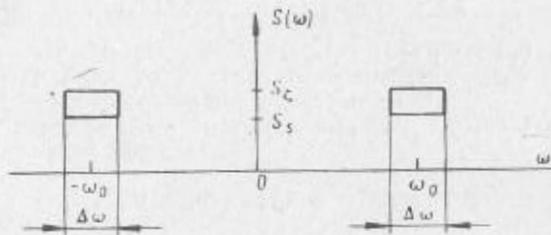


Рис. 54. Спектральные плотности сигналов и помех на входе детектора

При строгой симметрии каналов сигнал на входе блока разности \mathcal{A} содержит (см. приложение) постоянную составляющую

$$a_0 = 2S_s [w_1(\varphi) - w_2(\varphi)] \Delta\omega,$$

которая является полезным сигналом; медленно меняющуюся функцию времени

$$\eta(t) = 2S_n [\rho_1(t) - \rho_2(t)] \Delta\omega,$$

которую в дальнейшем будем называть модуляционной помехой, и флюктуационную составляющую со спектральной плотностью

$$F(\omega) = [4S_s^2 [w_1(\varphi) - w_2(\varphi)]^2 + 8S_s S_n [w_1(\varphi) \rho_1(t) + w_2(\varphi) \rho_2(t)] + 4S_n^2 [\rho_1^2(t) + \rho_2^2(t)]] (\Delta\omega - |\omega|) \quad (105)$$

при $0 < |\omega| < \Delta\omega$.

На выходе приемника стоит фильтр низкой частоты \mathcal{B} , постоянная времени которого достаточно велика и выбирается в зависимости от тактических свойств снаряда и цели. Этот фильтр служит для подавления широкополосной флюктуационной компоненты выходного сигнала. Для дисперсии флюктуаций на выходе приемника при условии, что полоса выходного фильтра узка, можем записать:

$$\sigma^2(\xi_{\text{вых}}) = F(0) \Delta\Omega,$$

где $\Delta\Omega$ — полоса пропускания фильтра;
 $F(0)$ — спектральная плотность флюктуаций на входе
 фильтра вблизи нулевой частоты (определяется из
 выражения (105) при $\omega \rightarrow 0$).

Определим параметры, характеризующие помехоустойчи-
 вость приемника. Для надежного приема необходимо, чтобы
 среднеквадратичный уровень полезного сигнала на выходе при-
 емника превышал среднеквадратичный уровень модуляционной
 помехи в k раз (зависящее от требуемой степени надежности)

$$k = \frac{a_0^2}{\eta^2(t)} = \frac{S_s^2 [\omega_1(\varphi) - \omega_2(\varphi)]^2}{S_n^2 [\rho_1(t) - \rho_2(t)]^2}.$$

Аналогично определим параметр, характеризующий флюкту-
 ационную помеху, т. е. потребуем, чтобы среднеквадратичный
 уровень полезного сигнала превышал среднеквадратичный уро-
 вень флюктуаций в L раз

$$L = \frac{a_n^2}{\sigma^2(\xi_{\text{ввых}})}.$$

Интересным является случай малого отношения сигнал/по-
 меха на входе приемника, для этого случая

$$L = \frac{S_s^2 [\omega_1(\varphi) - \omega_2(\varphi)]^2}{S_n^2 [\rho_1^2(t) + \rho_2^2(t)]} \frac{\Delta\omega}{\Delta\Omega}. \quad (106)$$

Полученные формулы для k и L неудобны для численных оце-
 нок, так как являются функциями времени. Воспользуемся обо-
 значениями, принятыми в главе V, т. е. представим $\rho_i(t)$ как
 $\rho + \delta\rho_i$, ($\delta\rho_i \ll \rho$)

$$\delta\rho_1 - \delta\rho_2 = \delta\rho_{12} \text{ и } \left(\frac{\delta\rho_{12}}{\rho}\right)^2 = \beta^2 \ll 1$$

(черта означает усреднение за некоторое время).

Пренебрегая членами порядка β^4 и выше, получим:

$$k = \frac{S_s^2 [\omega_1(\varphi) - \omega_2(\varphi)]^2}{S_n^2 \rho^2 \beta^2};$$

$$L = \frac{S_s^2 [\omega_1(\varphi) - \omega_2(\varphi)]^2}{2S_n^2 \rho^2} \frac{\Delta\omega}{\Delta\Omega}. \quad (107)$$

Таким образом, выходной сигнал амплитудного приемника,
 кроме составляющей полезного сигнала, содержит флюктуацион-
 ную и модуляционную помехи. Модуляционная помеха по своему
 характеру сходна с полезным сигналом и может быть воспринята
 как ложная цель. Флюктуационная помеха может быть умень-
 шена увеличением постоянной времени выходного фильтра.

§ 26. КОРРЕЛЯЦИОННЫЙ ПРИЕМНИК

Сущность дополнительной обработки заключается в использовании корреляционной зависимости между сигналом, искаженным помехой, и сигналом цели, который в дальнейшем будем называть опорным сигналом, а приемник, работающий по этому принципу, назовем корреляционным. Так как выходной сигнал амплитудного приемника представляет собой разность квадратов огибающих сигналов, воспринимаемых разными гидрофонами, то опорным сигналом мог бы служить квадрат огибающей шума цели. Практически же опорный сигнал принимается, как и сигналы рабочих каналов, на фоне помех. В простейшем случае в качестве опорного сигнала может быть использован квадрат огибающей сигнала от специального гидрофона с широкой диаграммой направленности. Взаимное расположение диаграмм направленности гидрофонов показано на рис. 55. В системе наведения, работающей в двух плоскостях, применяется четырехканальная схема приемника.

Опорный сигнал в этом случае можно получить как сумму квадратов огибающих двух сигналов от гидрофонов, работающих в плоскости, перпендикулярной к основной.

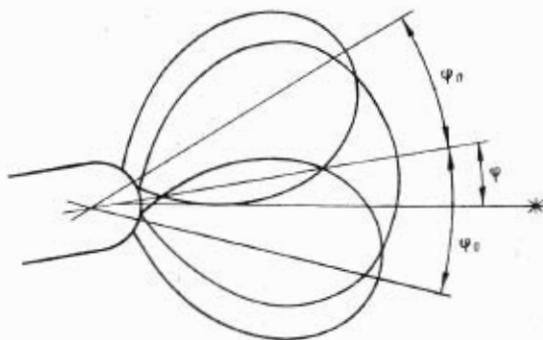


Рис. 55. Диаграммы направленности (корреляционный приемник)

Рассмотрим работу приемника с опорным сигналом от специального гидрофона (рис. 56). Сигнал на выходе блока разности 4 состоит из постоянной составляющей сигнала u_0 , модуляционной помехи $\eta(t)$ и флюктуационной составляющей со спектром в полосе $0 < |\omega_1| < \Delta\omega$ ($\Delta\omega$ — полоса пропускания предварительного тракта приемника 2). Если помехи статистически независи-

мы¹, то в этом приемнике можно избавиться от модуляционной помехи, вырезав фильтром 5 постоянную составляющую и ту часть спектра, которая определяется медленно меняющейся функцией времени $\rho(t)$. (Согласно сделанным предположениям спектр $\rho(t)$ сосредоточен вблизи нулевой частоты).

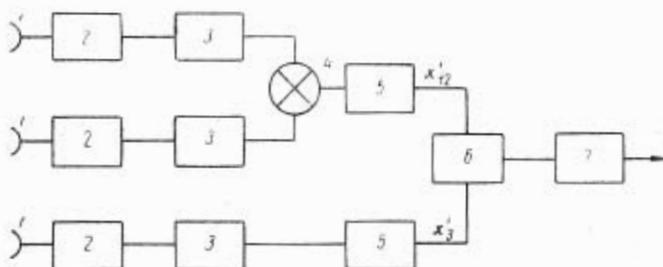


Рис. 56. Блок-схема корреляционного приемника:
1 — приемные гидрофоны; 2 — предварительные усилители; 3 — квадратичные детекторы; 4 — блок разности; 5 — фильтры; 6 — блок умножения; 7 — фильтр НЧ

Можно показать, что на входе блока умножения 6 будут сигналы вида

$$x'_{12} = s'_{12} + \xi'_{12} + \varepsilon'_{12};$$

$$x'_3 = s'_3 + \xi'_3 + \varepsilon'_3,$$

где s^1 , ξ^1 и ε — статистически независимые случайные процессы, экспоненциально распределенные, с равными нулю математическими ожиданиями;
 s'_{12} — разность квадратов огибающих сигналов от цели рабочих каналов;
 ξ'_{12} — разность квадратов огибающих помех рабочих каналов;
 s'_3 и ξ'_3 — квадраты огибающих сигнала и помех опорного канала;

¹ Экспериментальные исследования показали, что существует корреляционная зависимость между огибающими сигналов, воспринимаемых разнесенными гидрофонами от удаленного источника (коэффициент взаимной корреляции при $\tau=0$ составляет 0,7—0,9) в то время, как корреляционная зависимость между огибающими помех практически отсутствует (коэффициент корреляции не превышает 0,1) [1].

ε_{12} и ε_3 — независимые интерференционные члены, обусловленные взаимодействием полезного сигнала и помехи.

Согласно (105) спектральные плотности s'_{12} , s'_3 , ξ'_{12} и ξ'_3 соответственно равны

$$\begin{aligned} {}^{12}F_s(\omega_1) &= 4S_s^2 [\omega_1(\varphi) - \omega_2(\varphi)]^2 (\Delta\omega - |\omega_1|); \\ {}^3F_s(\omega_1) &= 4S_s^2 \omega_3^2(\varphi) (\Delta\omega - |\omega_1|); \\ {}^{12}F_\xi(\omega_1) &= 4S_n^2 [\rho_1^2(t) + \rho_2^2(t)] (\Delta\omega - |\omega_1|); \\ {}^3F_\xi(\omega_1) &= 4S_n^2 \rho_3^2(t) (\Delta\omega - |\omega_1|) \end{aligned} \quad (108)$$

при $0 < |\omega_1| < \Delta\omega$ и нулю при других значениях ω .

Полезным сигналом на выходе корреляционного приемника является постоянная составляющая, обусловленная сигналами s_{12}' и s_3' . Так как математические ожидания s_{12}' и s_3' равны нулю и эти сигналы отличаются только коэффициентами, зависящими от диаграмм направленности гидрофонов, т. е.

$$s_{12}' = S_0' [\omega_1(\varphi) - \omega_2(\varphi)]^2;$$

$$s_3' = S_0' \omega_3^2(\varphi),$$

то постоянная составляющая на выходе приемника будет пропорциональна дисперсии S_0'

$$a_0' = \sigma^2 (S_0') [\omega_1(\varphi) - \omega_2(\varphi)]^2 \omega_3^2(\varphi),$$

где S_0' — квадрат огибающей сигнала от цели.

Мощность полезного сигнала на выходе приемника, выраженная через спектр сигнала от цели на входе квадратичного детектора, равна¹

$$(a_0')^2 = 16S_s^4 [\omega_1(\varphi) - \omega_2(\varphi)]^4 \omega_3^4(\varphi).$$

Рассмотрим случай малого отношения сигнал/помеха на входе приемника, т. е. будем учитывать флюктуации выходного сигнала, обусловленные только помехой. Считая ξ_{12}' и ξ_3' статистически независимыми, определим спектральную плотность флюктуаций на выходе блока умножения, которая будет выражаться через свертку спектральных плотностей ${}^{12}F_\xi(\omega_1)$ и ${}^3F_\xi(\omega_1)$, т. е.

¹ Для экспоненциального распределения [41] $\sigma^2(S_s^{-1}) = \sigma_1^4$, где σ_1^2 — дисперсия сигнала от цели на входе квадратичного детектора, $\sigma_s^2 = 2S_s \omega_1(\varphi) \Delta\omega$ (см. приложение).

$$F'(\omega_1) = \int_{-\infty}^{+\infty} {}^{12}F_{\xi}(\omega')^2 F_{\xi}(\omega_1 - \omega') d\omega'.$$

С учетом (108) и строгой симметрии всех каналов можно записать

$$F'(\omega_1) = 16S_n^4 [\rho_1^2(t) \rho_3^2(t) + \rho_2^2(t) \rho_3^2(t)] \int_{\omega - \Delta\omega}^{\Delta\omega} (\Delta\omega - |\omega'|)(\Delta\omega - |\omega_1 - \omega'|) d\omega'.$$

Спектр флюктуаций вблизи нулевой частоты равен

$$F'(0) = \frac{32}{3} S_n^4 [\rho_1^2(t) \rho_3^2(t) + \rho_2^2(t) \rho_3^2(t)] \Delta\omega^3.$$

Определим параметр, характеризующий флюктуационную помеху:

$$L' = \frac{(\alpha_0')^2}{F'(0)\Delta\Omega} = \frac{3}{2} \frac{S_s^4 [w_1(\varphi) - w_2(\varphi)]^4 \omega_3^4(\varphi)}{S_n^4 [\rho_1^2(t) \rho_3^2(t) + \rho_2^2(t) \rho_3^2(t)]} \cdot \frac{\Delta\omega}{\Delta\Omega},$$

где $\Delta\Omega$ — полоса пропускания выходного фильтра 7.

Вводя коэффициент модуляции β^2 и пренебрегая членами порядка β^3 и выше, получим

$$L' = \frac{3}{4} \frac{S_s^4 [w_1(\varphi) - w_2(\varphi)]^4 \omega_3^4(\varphi)}{S_n^4 \rho^4} \frac{\Delta\omega}{\Delta\Omega}.$$

Модуляционная помеха на выходе корреляционного приемника появляется при наличии корреляционной зависимости между помехами на выходе квадратичных детекторов. Она определяется как

$$\eta'(t) = \overline{\xi_{12}' \xi_3'},$$

где $\xi_{12}' = \xi_1' - \xi_2'$ — разность квадратов огибающих помех рабочих каналов;

ξ_3' — квадрат огибающей помехи опорного сигнала.

Или

$$\eta'(t) = \overline{\xi_1' \xi_3'} - \overline{\xi_2' \xi_3'} = r_{13} \sigma(\xi_1') \sigma(\xi_3') - r_{23} \sigma(\xi_2') \sigma(\xi_3'),$$

где r_{13} — коэффициент взаимной корреляции между квадратами огибающих помех первого и опорного каналов;

r_{23} — то же для помех второго и опорного каналов.

При строгой симметрии каналов можно считать, что $r_{13} = r_{23} = r_{\text{вн}}$. Тогда

$$\eta'(t) = r_{\text{вн}} \sigma(\xi_3') [\sigma(\xi_1') - \sigma(\xi_2')].$$

Выражая $\sigma(\xi_i')$ через спектр входных сигналов

$$\sigma(\xi_i') = \sigma^2(\xi_i) = 2S_n \rho_i(t) \Delta\omega,$$

получим

$$\eta'(t) = 4r_{вз} S_n^2 \rho_3(t) [\rho_1(t) - \rho_2(t)] \Delta\omega^2.$$

Параметр, характеризующий модуляционную помеху, равен

$$k' = \frac{(a_0')^2}{[\eta'(t)]^2} = \frac{S_s^4 [w_1(\varphi) - w_2(\varphi)]^4 w_3^4(\varphi)}{r_{вз}^2 S_n^4 [\rho_1(t) - \rho_2(t)]^2 \rho_3^2(t)}$$

или, вводя коэффициент модуляции β^2 , окончательно будем иметь

$$k' = \frac{S_s^4 [w_1(\varphi) - w_2(\varphi)]^4 w_3^4(\varphi)}{r_{вз}^2 S_n^4 \rho^4 \beta^2}.$$

Таким образом, в рассмотренной выше схеме приемника модуляционная помеха зависит от коэффициента взаимной корреляции между квадратами огибающих помех, воспринимаемых разнесенными гидрофонами. А так как $r_{вз}$ мало, то и модуляционная помеха должна быть здесь значительно меньше, чем на выходе амплитудного приемника.

§ 27. ОБСУЖДЕНИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Оценку работы приемника будем производить по вероятности ошибочного определения местонахождения цели относительно оси снаряда. Местонахождение цели (слева—справа, вверх—вниз) определяется знаком постоянной составляющей выходного сигнала a_0 . Работу приемника рассмотрим в одной, например, горизонтальной плоскости и условимся, что если цель находится справа, то $a_0 > 0$, если слева, то $a_0 < 0$. Помеху на выходе приемника будем считать распределенной по нормальному закону. Тогда выходной сигнал приемника X будет иметь плотность распределения вероятностей вида

$$p(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma(\xi_{вых})} \exp \left[-\frac{(x - a_0)^2}{2\sigma^2(\xi_{вых})} \right].$$

Вероятность ошибочного определения направления на цель равна

$$Q = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma(\xi_{вых})} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left[-\frac{(x - a_0)^2}{2\sigma^2(\xi_{вых})} \right] dx.$$

После преобразования получим

$$Q = \frac{1}{2} [1 - \Phi(u)],$$

где $\Phi(u)$ — интеграл вероятности

$$\Phi(u) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^u e^{-\frac{t^2}{2}} dt;$$

$$u = \frac{a_0}{\sigma(\xi_{\max})}.$$

Для качественного сравнения описанных схем приемников рассмотрим конкретный пример. Будем полагать, что диаграммы направленности гидрофонов аппроксимируются выражениями

$$w_1(\varphi) = \frac{1}{2} [1 + \cos 2(\varphi + \varphi_0)];$$

$$w_2(\varphi) = \frac{1}{2} [1 + \cos 2(\varphi - \varphi_0)];$$

$$w_3(\varphi) = \frac{1}{2} (1 + \cos \varphi),$$

где $\varphi_0 = \frac{\pi}{4}$ — угол между осью снаряда и осью диаграммы направленности гидрофона рабочего канала;
 φ — угол между осью снаряда и направлением на цель.

Пусть раствор диаграмм направленности гидрофонов рабочих каналов при этом составляет 90° , а гидрофона опорного канала 180° .

Отношение S_s/S_n примем равным 0,5. Коэффициент модуляции помехи $\beta^2=0,1$. Коэффициент взаимной корреляции между квадратами огибающих помех $r_{\text{вз}}=0,1$. Полоса пропускания предварительного тракта 2 (см. рис. 56) приемника $\Delta\omega=10$ кгц. Полоса пропускания выходного фильтра 7 $\Delta\Omega=10$ гц.

На рис. 57 приведены графики значений параметров, характеризующих флюктуационную и модуляционную помехи, как функции угла между осью снаряда и направлением на цель. Как видно из графиков, для амплитудного приемника основной является модуляционная помеха, флюктуационная же настолько мала, что ею можно пренебречь. В корреляционном приемнике модуляционная помеха значительно меньше, чем в амплитудном, и одного порядка с флюктуационной.

Отношение сигнал/помеха на выходе приемника выражается через k и L соотношением

$$\frac{a_n^2}{\sigma^2(\xi_{\text{вых}})} = \frac{kL}{k+L}.$$

Так, при $\varphi=15^\circ$ для амплитудного приемника отношение сигнал/помеха на выходе равно 0,6; это соответствует вероятности

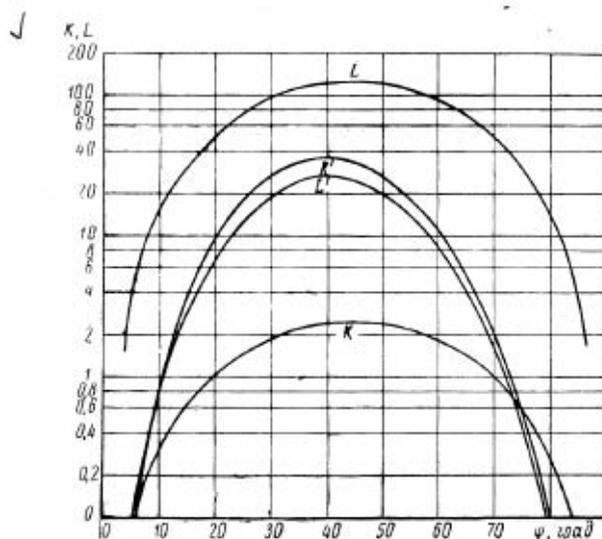


Рис. 57. Параметры K и L (амплитудный приемник) и K', L' (корреляционный приемник) в функции угла φ

потери цели равной 0,22. Для корреляционного приемника $(a_0')^2/\sigma^2(\xi_{\text{вых}})=1,59$ и вероятность потери цели равна 0,1. При $\varphi=5^\circ$ для амплитудного приемника $a_0^2/\sigma^2(\xi_{\text{вых}})=0,074$, $Q=0,397$, а для корреляционного $(a_0')^2/\sigma^2(\xi_{\text{вых}})=0,024$, $Q=0,494$.

§ 28. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Для экспериментальных исследований был изготовлен четырехканальный действующий макет корреляционного приемника (рис. 58). Сигнал, воспринимаемый гидрофонами приемной базы, поступает на входы предварительных усилителей I . Предварительные усилители представляют собой обычные усилители с полосой пропускания $\Delta\omega$, которая определяется в зависимости от частотных характеристик приемных гидрофонов и составляет 10—15% от средней частоты ω_0 . Для обеспечения необходимого дина-

мического диапазона приемника применяется автоматическая регулировка усиления. В схеме используются квадратичные детекторы; они являются наилучшими для амплитудного приемника при условии малого отношения сигнал/шум на входе [44] и несколько хуже, чем линейные, для корреляционного приемника [45]. Постоянная времени выходных фильтров была выбрана около 0,1 сек.

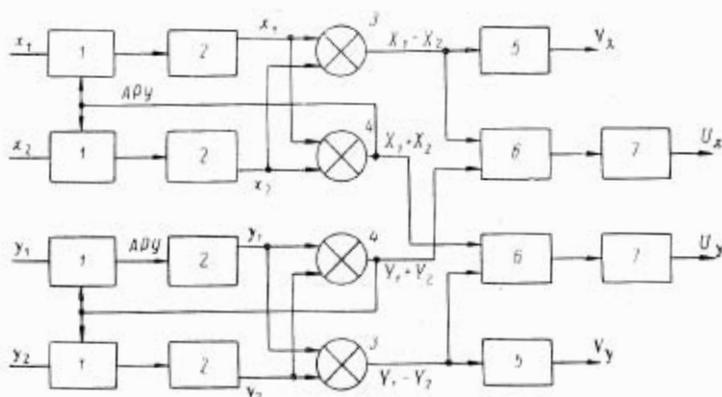


Рис. 58. Блок-схема экспериментального макета:
 1 — предварительный усилитель; 2 — квадратичный детектор; 3 — блок разности; 4 — блок суммы; 5 — фильтр НЧ; 6 — блок умножения; 7 — фильтр НЧ

Сигналы с выхода блоков разности $x_1 - x_2$ и $y_1 - y_2$ с последующим усреднением [5] соответствуют выходу амплитудного приемника. Были проведены лабораторные и морские испытания макета приемника. В ходе лабораторных испытаний необходимо было определить основные характеристики корреляционного и амплитудного приемников (зависимость сигнала на выходе приемника от отношения сигнал/помеха на входе и чувствительность приемника, т. е. минимальное значение полезного сигнала на входе, обеспечивающее надежное определение пеленга на цель). Испытания проводили по схеме рис. 59. Сигналы от шумовых генераторов 2, 3 и 4 — помеха, а от генератора 1 — полезный сигнал. С помощью смесителя полезный сигнал постоянно подавался на вертикальные входы y_1 и y_2 и попеременно на входы x_1 и x_2 , что соответствовало местонахождению цели справа или слева относительно оси снаряда.

В результате эксперимента были получены зависимости выходного сигнала U корреляционного приемника и V амплитудного приемника от отношения сигнал/помеха на входе $q = \sqrt{S^2/\xi^2}$

(рис. 60). Уровень флюктуационных помех на выходах приемников при этом был одинаковым. Уверенный прием сигнала, как показал эксперимент, имеет место при $q = -3$ дб.

Зависимость u и v от изменения абсолютной интенсивности сигнала и помехи (при изменении \bar{S}^2 и $\bar{\xi}^2$ на 20 дб) и постоянном

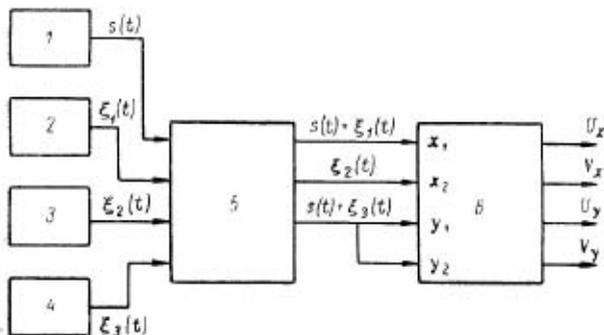


Рис. 59. Блок-схема лабораторных испытаний приемника:
1, 2, 3, 4 — генераторы шума; 5 — смеситель; 6 — приемник

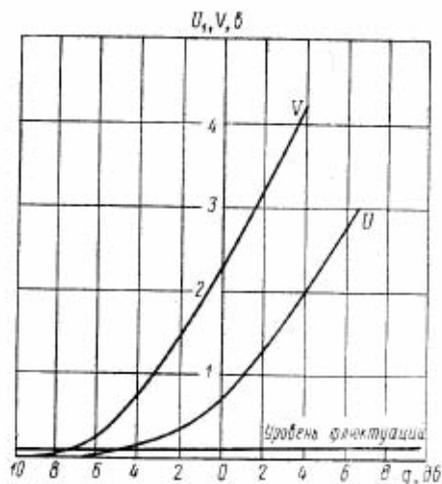


Рис. 60. Сигнал на выходе амплитудного V и корреляционного U приемников в функции соотношения сигнал/помеха на входе (эксперимент)

q не изменялась. Была также произведена проверка эффективности приемника при нестационарном характере помехи. На вход смесителя подавались шумы, промодулированные низкочастотным сигналом. Как показал эксперимент, на выходе амплитудного приемника в этом случае наблюдались большие флюктуации, уровень которых определялся коэффициентом модуляции помехи, в то время, как на выходе корреляционного таких флюктуаций обнаружено не было. Так, например, при стопроцентной модуляции уровень флюктуаций на выходе амплитудного приемника составлял около 2,3 в, а корреляционного — около 0,2 в.

Морские испытания делились на два вида: ходовые, когда контейнер с приемником устанавливался на борту снаряда, и стоповые, когда контейнер с приемником находился на борту опытового судна.

При ходовых испытаниях определяли эффективности работы приемника в реальных условиях. Снаряд двигался по Г-образной траектории на глубине 30 м со скоростью 35 м/сек. Взаимное расположение объектов при испытании и траектории движения снаряда показаны на рис. 61.

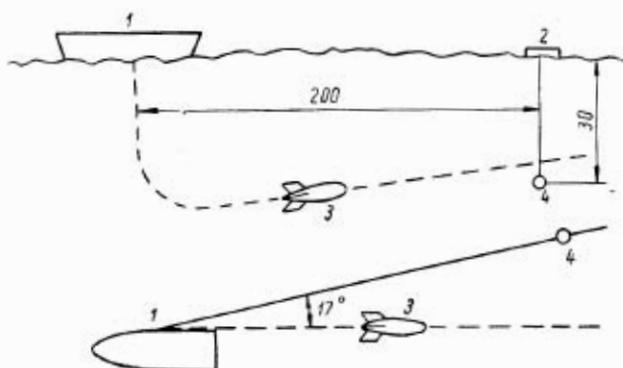


Рис. 61. Схема ходовых испытаний:
 1 — опытовое судно; 2 — шлюпка; 3 — снаряд; 4 — имитатор цели (размеры в метрах)

Пуск снаряда производился с опытового судна по имитатору цели, представляющему собой шумовой излучатель, шум которого кодировался с частотой порядка 0,75 гц при длительности паузы порядка половины периода. Шумовой излучатель создавал на расстоянии 10 м звуковое давление 50 бар (в полосе предварительного тракта приемника).

В процессе опыта были записаны выходные сигналы корреляционного и амплитудного приемников U_x , U_y , V_x , V_y (как функции времени), соответственно в горизонтальной и вертикальной плоскостях (рис. 62). Отклонение U_x и V_x вверх от нулевого значения соответствует появлению полезного сигнала «Цель слева» и отклонение сигналов U_y и V_y вверх — «Цель вверх».

Рассмотрим записи более подробно. Появление переменного сигнала U_x через две секунды после запуска двигателя ($t=0$) говорит о том, что корреляционный приемник принял шум имитатора цели и образовал сигнал на выходе «Цель слева» (из рис. 61 видно, что это соответствовало действительности). По мере приближения снаряда к цели амплитуда переменного сигнала на выходе корреляционного приемника убывает. Это объясняется тем, что цель выходит из диаграммы направленности приемника. В момент прохождения снаряда мимо цели ($t=10$ сек) появляется одиночный сигнал «Цель справа». Такой же сигнал имеется и на выходе амплитудного приемника (V_x). По-видимому, в образовании этого сигнала играют существенную роль боковые лепестки диаграммы направленности. При дальнейшем движении снаряда полезный сигнал пропадает и появляется только после прекращения работы двигателя.

Рассмотрим теперь записи, полученные с выхода амплитудного приемника (V_x) в горизонтальной плоскости. После выхода снаряда на горизонтальный участок траектории сигнал V_x , как и U_x , имеет заметную переменную составляющую. Однако, кроме переменной, сигнал V_x имеет также значительное постоянное смещение, величина которого превышает амплитуду полезного сигнала. Иначе говоря, если бы полезный сигнал не был мигающим, то его нельзя было бы обнаружить на фоне смещения нулевого уровня. Такое смещение нулевого уровня вызывается несимметрией собственных шумов, поступающих на разные гидрофоны. Подтверждением этому предположению служит тот факт, что постоянное смещение исчезает после выключения двигателя (после остановки снаряда). Можно также заметить на кривой $V_x(t)$ появление ложного импульса при повороте снаряда ($t=2$ сек). Этого импульса нет на графике $U_x(t)$. Его появление, по-видимому, вызвано несимметрией гидродинамических шумов, возникающей при маневрировании снаряда.

В записях, относящихся к вертикальной плоскости, имеются небольшие по амплитуде полезные сигналы («Цель внизу»). Объяснить такой результат можно тем (см. рис. 61), что снаряд все время всплывал и его гидрофоны воспринимали сигнал цели снизу. Смещение нулевого уровня V_y здесь заметно меньше, и при $t=2$ сек имеется ложный импульс.

В ходе стоповых испытаний корреляционного приемника, со-

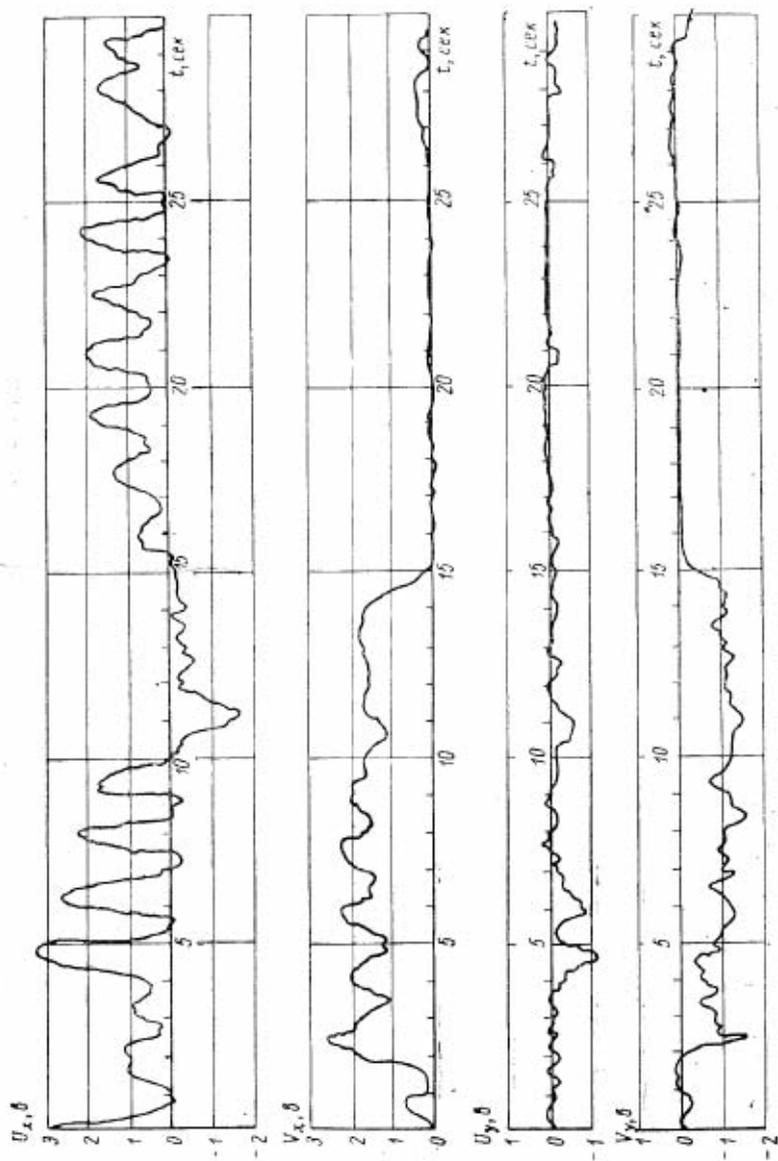


Рис. 62. Осциллограммы испытаний приемника

бранного по другой схеме¹, были получены пеленгационные характеристики (т. е. зависимости выходного напряжения от направления на цель), определены степень коррелированности шумов цели и предельное соотношение сигнал/помеха, необходимое для нормальной работы приемника.

В корреляционном приемнике использовалась гидроакустическая база, состоящая из четырех гидрофонов (рис. 63). Расстояния между гидрофонами на рисунке указаны в единицах λ (λ — средняя длина звуковой волны, на которую настроены гидрофоны). Все гидрофоны относительно узкополосны и имеют примерно одинаковые частотные характеристики.

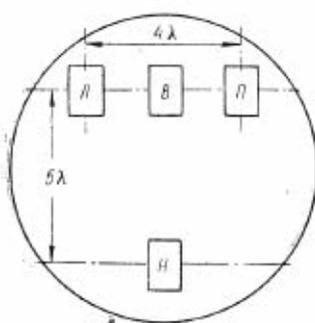


Рис. 63. Схема расположения приемных гидрофонов

Гидрофоны *Л* и *П* (лево и право) имеют на резонансной частоте диаграммы направленности в горизонтальной плоскости и слабую направленность в вертикальной плоскости. Гидрофоны *В* и *Н* (верх и низ) имеют на резонансной частоте диаграммы направленности в вертикальной плоскости и слабую направленность в горизонтальной плоскости.

При снятии пеленгационных характеристик (рис. 64) использовался имитатор шума цели, располагавшийся на одной глубине с гидроакустической базой ($h=20$ м) и на различных расстояниях от нее (10—40 м). Помехой служили некоррелированные шумы, которые подмешивались на все четыре канала приемника от лабораторного генератора шума.

Из приведенных пеленгационных характеристик (см. рис. 64) видно, что предельное соотношение сигнал/помеха, при котором приемник еще способен вырабатывать команду на цель равно примерно 0,8, а зона нечувствительности при этом максимальна и достигает 40° (при отсутствии помехи зона нечувствительности приблизительно равна 3°).

Полученное предельное соотношение согласуется с величиной, полученной в теоретических расчетах. Сравнивая максимальное выходное напряжение приемника с напряжением на выходе приемника при калибровке (калибровка соответствует 100%-ному разбалансу входных шумов при коэффициенте взаимной корреляции равном единице), можно оценить степень взаимной корреляции шумов от имитатора шума цели на разнесенных гидрофонах. Такое сравнение показывает (см. рис. 64, кривая *1*), что степень

¹ Эти испытания проведены Н. И. Спицыным.

коррелированности шумов имитатора шума цели приблизительно равна 0,8—0,9. Следует отметить, что выходное напряжение приемника благодаря наличию АРУ зависит практически только от отношения сигнал/помеха и не зависит от абсолютного уровня шумов.

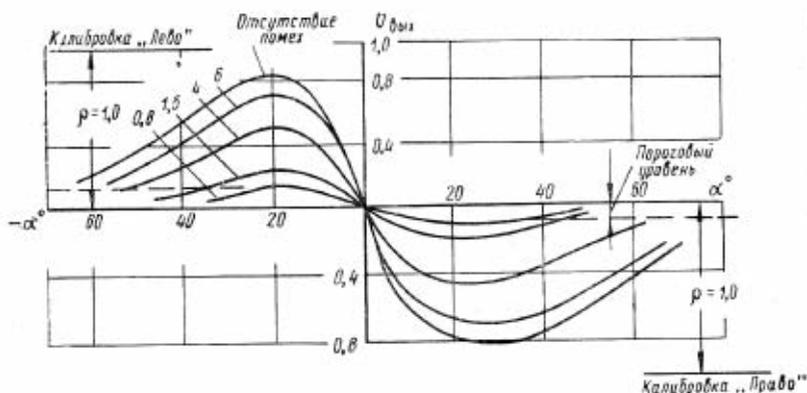


Рис. 64. Пеленгационные характеристики приемника (цифры у кривых означают отношение сигнал/помеха)

На рис. 65 представлена типичная осциллограмма функционирования корреляционного приемника по шуму подводной лодки. Здесь ось абсцисс совпадает с курсом подводной лодки, а направление от гидроакустической базы корреляционного приемника, опущенной во время опыта на глубину 30 м, обозначено стрелкой РСЗ (равносигнальная зона). Выходные напряжения приемника в горизонтальной и вертикальной плоскостях при проходе подводной лодки представлены кривыми X и Y соответственно.

Сравнивая максимальные отклонения выходного напряжения с уровнем калибровки, можно оценить степень взаимной корреляции шумов цели. На приведенном галсе подводной лодки степень корреляции приблизительно равна 0,7—0,8.

Основные выводы из проведенных стоповых испытаний сводятся к следующему:

подтверждена достаточно сильная коррелированность шумов цели на разнесенных гидрофонах, величина коэффициента взаимной корреляции в различных ситуациях меняется в пределах 0,6—0,85;

пределное соотношение сигнал/помеха, при котором приемник еще не теряет цель, равно примерно 0,8 (по напряжению).

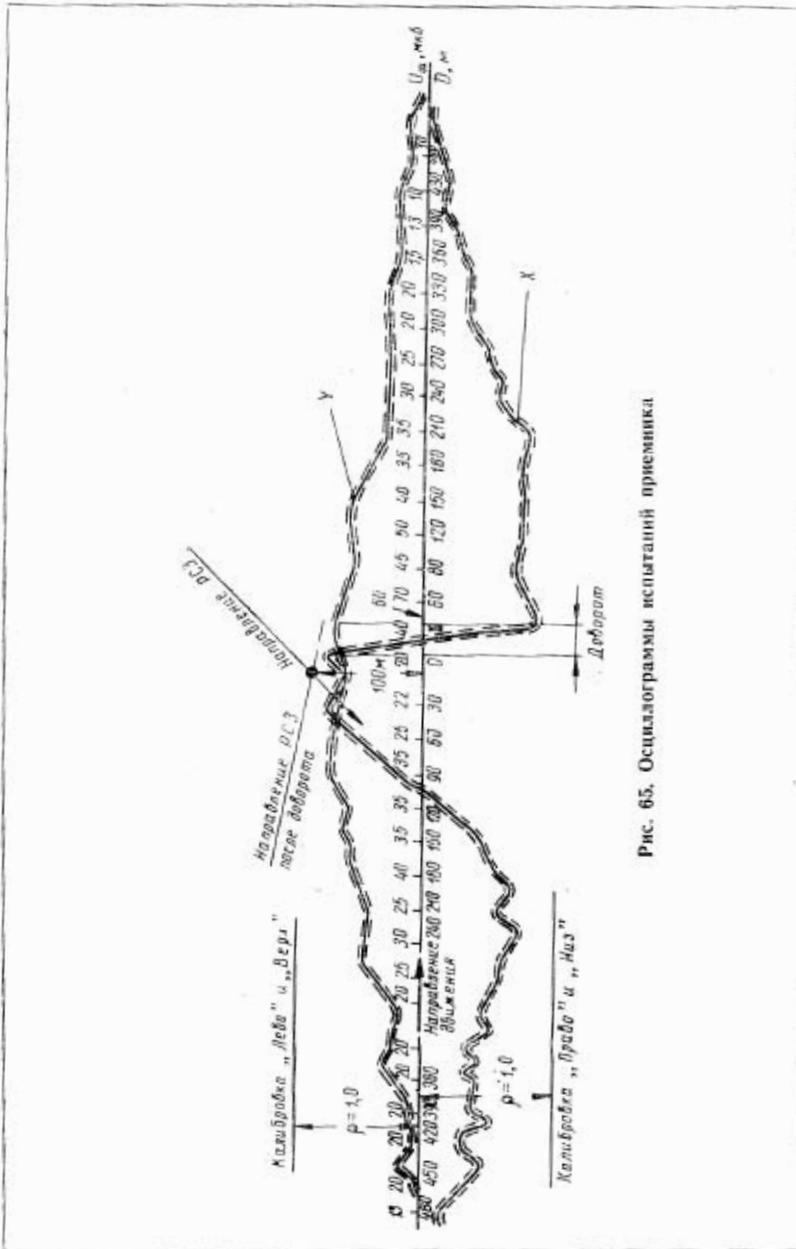


Рис. 65. Осциллограммы испытаний приемника

§ 29. СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ПОМЕХОУСТОЙЧИВОСТИ АМПЛИТУДНОГО И КОРРЕЛЯЦИОННОГО ПРИЕМНИКОВ

Помехоустойчивость амплитудного приемника

На входы амплитудного приемника (см. рис. 53) поступают следующие сигналы:

$$x_1(t) = S_1(t) + n_1(t);$$

$$x_2(t) = S_2(t) + n_2(t),$$

где $n_1(t)$, $n_2(t)$ — некогерентные шумовые помехи в основном гидродинамического происхождения, которые являются независимыми, если расстояние между приемными гидрофонами больше радиуса пространственной корреляции шумовой помехи; мощности помех в каналах в общем случае неодинаковы;

$S_1(t)$, $S_2(t)$ — шумовые сигналы от цели с выходов гидрофонов.

Мощности сигналов $S_1(t)$ и $S_2(t)$ связаны с пеленгом следующими зависимостями:

$$\overline{S_1^2(t)} = \overline{S_0^2(t)} W_1^2(\varphi);$$

$$\overline{S_2^2(t)} = \overline{S_0^2(t)} W_2^2(\varphi),$$

где $W_1(\varphi)$, $W_2(\varphi)$ — диаграммы направленности первого и второго гидрофонов;

$\overline{S_0^2(t)}$ — мощность сигнала от цели;

$\overline{S_1^2(t)}$, $\overline{S_2^2(t)}$ — мощности сигналов от цели на выходе гидрофонов.

Как сигнал, так и помехи предполагаются нормально распределенными стационарными¹ шумовыми процессами с различными дисперсиями, но с одинаковым видом энергетических спектров, который определяется (в силу широкополосности поступающих сигналов) частотной характеристикой приемных устройств.

Если использовать в схеме приемника нелинейные элементы с квадратичной характеристикой, то, очевидно, что на выходе приемника будем иметь постоянную составляющую выходного напряжения, пропорциональную разности мощностей принимаемых сигналов,

¹ Гидродинамическая шумовая помеха существенно нестационарна. Однако при ограниченном времени обработки статистические характеристики сигналов остаются практически неизменными, что и оправдывает квазистационарный анализ, приводимый ниже.

$$U_0 \cong \overline{S_1^2 + n_1^2} - \overline{S_2^2 + n_2^2}$$

и флюктуационную составляющую $\varepsilon(t)$ с некоторой дисперсией σ_ε^2 , т. е. выходное напряжение приемника можно представить следующей зависимостью:

$$\begin{aligned} U_{\text{вых}}(t) \sim U_0 + \varepsilon(t) &= (\overline{S_1^2} - \overline{S_2^2}) + (\overline{n_1^2} - \overline{n_2^2}) + \varepsilon(t) = \\ &= \overline{S_0^2} \Theta(\varphi) + (\overline{n_1^2} - \overline{n_2^2}) + \varepsilon(t), \end{aligned} \quad (109)$$

где $\Theta(\varphi)$ — пеленгационная характеристика гидрофонов.

$$\Theta(\varphi) = W_1^2(\varphi) - W_2^2(\varphi).$$

Из выражения (109) видно, что наличие некогерентных помех в амплитудном пеленгаторе (приемнике) приводит к двум нежелательным последствиям:

Во-первых, наличие помехи делает принципиально невозможным нормирование (например, системой АРУ) выходного напряжения пеленгатора по уровню полезного сигнала от цели, так как при неизвестных уровнях помехи здесь невозможно различить полезный сигнал и помеху. Поэтому коэффициент пропорциональности между угловым рассогласованием и выходным напряжением пеленгатора будет величиной, зависящей от уровней принимаемых сигналов.

Во-вторых, возможная асимметрия помехи в каналах приводит к смещению пеленгатора и при сильных помехах заставляет уменьшать чувствительность аппаратуры.

Поэтому такой амплитудный пеленгатор при наличии сильных помех практически может работать только как указатель стороны отклонения от равносигнального направления, пороговое устройство которого вырабатывает управляющую команду соответствующего знака, как только постоянная составляющая выходного напряжения пеленгатора U_0 превысит среднеквадратическое значение флюктуаций выходного напряжения σ_ε в заданное число раз (выбираемое из условия заданной вероятности ложных тревог).

Поэтому помехоустойчивость такого амплитудного пеленгатора целесообразно оценивать предельным соотношением сигнал/помеха на входе $q_{\text{вх}}$, при котором при заданной вероятности ложных тревог еще не происходит потери цели. При предельном соотношении сигнал/помеха пеленгатор еще способен вырабатывать команду хотя бы при наиболее выгодном для этого пеленге, когда направление на цель совпадает с максимумом диаграммы направленности одного из гидрофонов (сигнал с выхода второго гидрофона будем считать при этом пренебрежимо малым, что обычно имеет место для реальных амплитудных пеленгаторов).

Из вышесказанного следует, что анализ помехоустойчивости амплитудного приемника (пеленгатора) сводится к анализу

зависимости отношения сигнал/шум на выходе приемника $q_{\text{вых}}$ от соотношения сигнал/помеха на входе приемника $q_{\text{вх}}$ при подаче на его входы следующих сигналов:

$$x_1(t) = S(t) + n_1(t);$$

$$x_2(t) = n_2(t),$$

где $n_1(t)$, $n_2(t)$ — некогерентные шумовые помехи с выходов гидрофонов;

$S(t)$ — сигнал с выхода гидрофона одного из каналов (в другом канале, как уже упоминалось, сигналом пренебрегаем, так как в предельном случае потери цели сигнал имеется практически только в одном канале).

Анализ прохождения сигнала и шумов через звенья амплитудного приемника дает следующее выражение для отношения сигнал/шум на выходе приемника $q_{\text{вых}}$ (отношение $q_{\text{вых}}$ определяется как отношение мощности постоянной составляющей к дисперсии флюктуаций на выходе):

$$q_{\text{вых}} = \frac{u_0^2}{\sigma_e^2} = \frac{[\sigma_s^2 + \sigma_{n_1}^2 - \sigma_{n_2}^2]^2}{2F_{\Phi, \Delta}(0) \Delta F}, \quad (110)$$

причем

$$\begin{aligned} F_{\Phi, \Delta}(0) = & 2 \int_{-\infty}^{+\infty} F_s^2(f) df + 2 \int_{-\delta}^{+\infty} F_{n_1}^2(f) df + 2 \int_{-\infty}^{+\infty} F_{n_2}^2(f) df + \\ & + 4 \int_{-\infty}^{+\infty} F_s(f) F_{n_1}(f) df, \end{aligned} \quad (111)$$

где $\sigma_s^2 = \overline{S^2(t)}$ — мощность сигнала;

$\sigma_{n_i}^2 = \overline{n_i^2(t)}$ — мощности помех в соответствующих каналах;

ΔF — полоса пропускания низкочастотного фильтра на выходе приемника;

$F_s(f)$, $F_{n_i}(f)$ — спектральная плотность сигнала и помех в соответствующих каналах;

$F_{\Phi, \Delta}(0)$ — спектральная плотность флюктуаций процесса на входе низкочастотного фильтра вблизи нулевой частоты (полоса пропускания ΔF много меньше ширины спектра сигналов).

Предельные соотношения $\frac{\text{сигнал}}{\text{помеха}}$ для амплитудного приемника

Рассмотрим сначала помехоустойчивость амплитудного пеленгатора при различных видах энергетических спектров сигналов для случая, когда помеха на входах симметрична, т. е.

$$\sigma_{n_1}^2 = \sigma_{n_2}^2 = \sigma_n^2.$$

В этом случае постоянная составляющая на выходе пеленгатора определяется только мощностью сигнала, а наличие помех приводит лишь к увеличению флюктуационной составляющей.

Рассматриваются три вида энергетических спектров сигналов: прямоугольный [$F_{\text{пр}}(f)$], гауссов $F_{\text{г}}(f)$ и спектр типа резонансной кривой колебательного контура $F_{\text{рез}}(f)$ (как уже упоминалось, вид энергетического спектра определяется формой частотных характеристик приемных устройств):

$$F_{\text{пр } s, n}(f) = \begin{cases} \frac{\sigma_{s, n}^2}{2\Delta f} & \text{при } |f - f_0| < \frac{\Delta f}{2}; \\ 0 & \end{cases} \quad (112)$$

$$F_{\text{г } s, n}(f) = \frac{\sigma_{s, n}^2}{2\Delta f_{\text{эф}}} \exp \left\{ -\pi \left(\frac{f - f_0}{\Delta f_{\text{эф}}} \right)^2 \right\}; \quad (113)$$

$$F_{\text{рез } s, n}(f) = \frac{\sigma_{s, n}^2}{2\Delta f_{\text{эф}} \left[1 + \left(\pi \frac{f - f_0}{\Delta f_{\text{эф}}} \right)^2 \right]}, \quad (114)$$

где σ_s^2 — мощность сигнала;
 σ_n^2 — мощность помехи;
 $\Delta f_{\text{эф}}$ — эффективная ширина полосы энергетических спектров.

Используя выражения (110—114), получим выражения для отношения сигнал/шум на выходе

$$\begin{aligned} q_{\text{вых пр}} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta f}{\Delta F} \right) \frac{q_{\text{вх}}^2}{q_{\text{вх}}^2 + 2q_{\text{вх}} + 2} \approx \frac{1}{4} \left(\frac{\Delta f}{\Delta F} \right) q_{\text{вх}}^2; \\ q_{\text{вых г}} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\Delta f_{\text{эф}}}{\Delta F} \right) \frac{q_{\text{вх}}^2}{q_{\text{вх}}^2 + 2q_{\text{вх}} + 2} \approx \frac{1}{2\sqrt{2}} \left(\frac{\Delta f_{\text{эф}}}{\Delta F} \right) q_{\text{вх}}^2; \\ q_{\text{вых рез}} &= \left(\frac{\Delta f_{\text{эф}}}{\Delta F} \right) \frac{q_{\text{вх}}^2}{q_{\text{вх}}^2 + 2q_{\text{вх}} + 2} \approx \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta f_{\text{эф}}}{\Delta F} \right) q_{\text{вх}}^2, \end{aligned} \quad (115)$$

где $q_{\text{вх}} = \frac{\sigma_s^2}{\sigma_n^2}$, причем приближенные равенства справедливы при $q_{\text{вх}} \ll 1$.

Отсюда видно, что при одинаковых эффективных полосах спектров наибольшее отношение сигнал/шум на выходе имеем при спектре типа резонансной кривой колебательного контура. Это очевидно и из физических соображений, так как этот спектр является наиболее «размытым», а следовательно, спектральная плотность флюктуаций после детекторов вблизи нулевой частоты при этом виде спектра будет иметь относительно меньшую величину.

Определим предельные соотношения сигнал/помеха на входе приемника $q_{\text{вх пред}}$, при которых система самонаведения еще не теряет цель. Как уже отмечалось выше, управляющая команда пеленгатора вырабатывается пороговым устройством в том случае, если постоянная составляющая выходного напряжения превышает уровень флюктуаций в заданное число раз, выбираемое из условий допустимой вероятности ложных тревог. Задаем порогом такой величины, что управляющая команда будет образовываться при трехкратном превышении постоянной составляющей u_0 над среднеквадратическим значением шума σ_n на выходе приемника. Это соответствует вероятности ложных тревог 0,003, если считать, что флюктуации распределены по нормальному закону (выходное напряжение пеленгатора нормализуется при $\Delta f_{\text{эф}} \gg \Delta F^1$). Подставляя $q_{\text{вых}}=9$ в выражения (106), (107), (108), получим выражения для предельных значений $q_{\text{вх пред}}$ при симметричной помехе для различных видов спектров. Для случая слабых сигналов ($q_{\text{вх}} \ll 1$), что практически наиболее интересно, эти выражения принимают вид:

для прямоугольного спектра

$$q_{\text{вх пред}} = 5,9 \left(\frac{\Delta F}{\Delta f_{\text{эф}}} \right)^{1/2};$$

для гауссова спектра

$$q_{\text{вх пред}} = 5,0 \left(\frac{\Delta F}{\Delta f_{\text{эф}}} \right)^{1/2}; \quad (116)$$

для спектра типа резонансной кривой колебательного контура

$$q_{\text{вх пред}} = 4,3 \left(\frac{\Delta F}{\Delta f_{\text{эф}}} \right)^{1/2}.$$

В качестве примера приведем численные значения предельных значений сигнал/помеха для амплитудного пеленгатора при различных видах спектров сигналов и симметричной помехе. При $\Delta f_{\text{эф}}=16 \text{ кгц}$ и $\Delta F=1,6 \text{ гц}$ (соответствует времени интегрирования идеального интегратора $T=0,3 \text{ сек}$) будем иметь: $q_{\text{вх пред}}=0,059$, $q_{\text{вх пред}}=0,05$, $q_{\text{вх пред}}=0,043$ соответственно для прямоугольной, гауссовой и резонансной частотных характеристик приемных устройств.

¹ См. например, главу 9 в работе [22].

Влияние разбаланса шумовой помехи на работу амплитудного приемника

Как видно из выражений (116), помехоустойчивость амплитудного пеленгатора при симметричной помехе может быть очень большой при увеличении отношения $\left(\frac{\Delta f}{\Delta F}\right)$.

• Однако возможная несимметричность помехи может сильно ухудшить работу амплитудного пеленгатора. В пассивной гидроакустической системе самонаведения уровень шумовой помехи зависит от многих трудно контролируемых факторов. Поэтому при наличии сильной помехи целесообразно, чтобы пороговое устройство амплитудного пеленгатора реагировало не на превышение сигнала над абсолютным уровнем помехи, который неизвестен, а на превышение постоянной составляющей выходного напряжения пеленгатора над уровнем флюктуационной составляющей выходного напряжения в заданное число раз, выбираемое из условия допустимой вероятности ложных тревог.

При симметричной помехе для вероятности образования ложных команд 0,003 требуется трехкратное превышение постоянной составляющей над среднеквадратическим значением шума на выходе. Пороговое превышение, следовательно, $\frac{u_{\text{пор}}}{\sigma_e} = 3$.

Если же помеха несимметрична, то даже при наличии одной лишь помехи образуется «паразитная» постоянная составляющая на выходе; поэтому для обеспечения той же вероятности ложных команд требуется, чтобы порог был равен сумме паразитной постоянной составляющей и $3\sigma_e$:

$$u_{\text{пор}} = u_{0 \text{ пом}} + 3\sigma_e.$$

Пороговое превышение постоянной составляющей над флюктуационной при этом будет равно:

$$\frac{u_{\text{пор}}}{\sigma_e} = \frac{u_{0 \text{ пом}}}{\sigma_e} + 3. \quad (117)$$

Отношение $\frac{u_{0 \text{ пом}}}{\sigma_e}$ в выражении (117) есть отношение «паразитной» постоянной составляющей к среднеквадратическому значению флюктуаций, которое можно найти из (110) и (111), полагая сигнал равным нулю.

Отношение $\left(\frac{u_{\text{пор}}}{\sigma_e}\right)$ в выражении (117) при пороговых сигналах равно отношению постоянной составляющей к среднеквадратическому значению шума на выходе в предельном случае потери цели и также определяется соотношениями (110) и (111).

Получив эти отношения из выражений (110) и (111) для гауссовой частотной характеристики (что наиболее близко соответствует реальной частотной характеристике многокаскадного усилителя, хотя отличие в помехоустойчивости при различных видах спектров, как было показано выше, несущественно) и подставляя полученные выражения в (117), получаем искомое выражение для вычисления предельных соотношений сигнал/помеха на входе амплитудного приемника, при которых цель еще не будет потеряна:

$$\begin{aligned} & \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\Delta f_{эф}}{\Delta F} \right) \right]^{1/2} \frac{q_{вх} \alpha + \alpha - 1}{(q_{вх}^2 \alpha^2 + 1 + \alpha^2 + 2 q_{вх} \alpha^2)^{1/2}} = \\ & = \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\Delta f_{эф}}{\Delta F} \right) \right]^{1/2} \frac{1 - \alpha}{(1 + \alpha^2)^{1/2}} + 3, \end{aligned} \quad (118)$$

где $q_{вх} = \frac{\sigma_s^2}{\sigma_{н1}^2}$ — отношение сигнала к помехе в том же канале;

$\alpha = \frac{\sigma_{н1}^2}{\sigma_{н2}^2}$ — коэффициент несимметричности помехи¹.

При симметричной помехе ($\alpha=1$) выражение (118) приводится к ранее полученному выражению (115). При разбалансах достаточно больших (достаточно малых α), чтобы выполнялось условие $\left[\frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\Delta f_{эф}}{\Delta F} \right) \right]^{1/2} \frac{1 - \alpha}{(1 + \alpha^2)^{1/2}} \gg 3$ (заметим, что обычно $\frac{\Delta f_{эф}}{\Delta F} \approx 10^2 \div 10^5$) из (118), может быть получено приближенное выражение для определения предельных $q_{вх}$

$$\frac{(q_{вх} \alpha + \alpha - 1)^2}{q_{вх}^2 \alpha^2 + 1 + \alpha^2 + 2 q_{вх} \alpha^2} \approx \frac{(1 - \alpha)^2}{(1 + \alpha)^2}. \quad (119)$$

Из выражения (119) следует, что при достаточно больших разбалансах отношение $\frac{\Delta f_{эф}}{\Delta F}$ не влияет на величину предельных $q_{вх}$.

Численные вычисления по формуле (118) при $\Delta f_{эф} = 16$ кГц, $\Delta F = 1,6$ гц для предельных соотношений сигнал/помеха для амплитудного пеленгатора приведены в табл. 7.

Из табл. 7 видно, что в данном случае уже 10—20%-ный разбаланс является достаточно большим и ведет к значительному увеличению порогового сигнала по сравнению со случаем отсутствия разбаланса ($\alpha=1$).

¹ Коэффициент несимметричности помехи α связан с разбалансом помехи в % зависимостью:
Разбаланс [%] = $(1 - \alpha)$ 100%.

Таблица 7

| | | | | | | | |
|-------------------------------|------|-----|------|------|------|------|-------|
| Отношение сигнал помеха | 1,0 | 0,9 | 0,7 | 0,6 | 0,5 | 0,4 | 0,3 |
| Разбаланс, % | 0 | 10 | 30 | 40 | 50 | 60 | 70 |
| $q_{вх}$ | 0,05 | 0,3 | 1,15 | 1,95 | 3,28 | 5,76 | 11,45 |

Весь приведенный анализ работы приемника показывает, что амплитудный приемник гидроакустической системы самонаведения при симметричной некогерентной помехе обладает высокой помехоустойчивостью. Для этого нужно лишь увеличивать по возможности отношение $\left(\frac{\Delta f_{эф}}{\Delta F}\right)$ и желательно использовать наиболее «размытую» форму частотной характеристики приемников.

Однако такое увеличение отношения $\frac{\Delta f_{эф}}{\Delta F}$ приводит к повышению помехоустойчивости только при симметричной помехе, когда предельное значение $q_{вх}$ определяется флюктуационной составляющей выходного напряжения пеленгатора.

При наличии же несимметричной помехи помехоустойчивость амплитудного приемника сильно ухудшается, так как преобладающее влияние на ограничение помехоустойчивости оказывает уже разбаланс помехи (а не флюктуационная составляющая), и величина $\frac{\Delta f_{эф}}{\Delta F}$ здесь уже незначительна.

Структурная схема корреляционного приемника, используемая для анализа помехоустойчивости

В рассматриваемом корреляционном приемнике (рис. 66) для определения направления на цель используется пеленгационная характеристика направленных гидрофонов (подобно амплитудному приемнику), а взаимная корреляция сигналов используется как средство для выделения полезного шумового сигнала из некогерентных шумовых помех.

На выходах приемно-усилительных звеньев корреляционного приемника имеем сигналы:

$$\left. \begin{aligned} x_1(t) &= \sigma_1 S [t - \tau_1(\varphi)] [w_1(\varphi) + n_1(t)]; \\ x_2(t) &= \sigma_2 S [t + \tau_2(\varphi)] [w_2(\varphi) + n_2(t)]; \\ x_0(t) &= \sigma_0 S(t) + n_0(t), \end{aligned} \right\} \quad (120)$$

где $\sigma_0 S(t)$ — шумовой сигнал от цели на выходе приемного устройства центрального канала (опорный сигнал);

- $\sigma_1 S[t - \tau_1(\varphi)] \omega_1(\varphi)$ — шумовой сигнал от цели в первом канале;
- $\omega_1(\varphi)$ — диаграмма направленности гидрофона первого канала;
- $\tau_1(\varphi)$ — временной сдвиг между приходом сигнала в первый и опорный каналы, зависящий от пеленга φ ;
- $\sigma_2 S[t + \tau_2(\varphi)] \omega_2(\varphi)$ — шумовой сигнал от цели во втором канале;
- $\omega_2(\varphi)$ — диаграмма направленности гидрофона второго канала;
- $\tau_2(\varphi)$ — временной сдвиг между приходом сигналов во второй и опорный каналы;
- $n_1(t), n_2(t), n_0(t)$ — некогерентные шумовые помехи соответственно в первом, втором и опорном каналах; мощности их соответственно равны $\sigma n_1^2, \sigma n_2^2, \sigma n_0^2$ (расстояния между гидрофонами выбираются больше радиуса пространственной корреляции шумовой помехи, чтобы мешающие шумы воспринимались гидрофонами как независимые шумовые процессы).

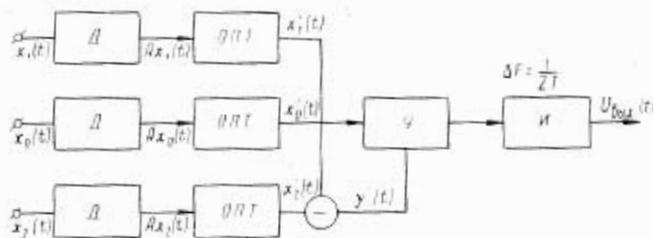


Рис. 66. Структурная схема корреляционного приемника:
D — детектор; *OPI* — отделитель постоянной составляющей;
U — умножитель; *I* — интегратор

Сигнал $S(t)$ для удобства считаем нормированным так, что мощность процесса $\sigma S(t)$ равна σ^2 .

Как и ранее, сигналы и помехи считаем нормальными, стационарными с одинаковым видом энергетических спектров, который определяется частотной характеристикой приемных устройств.

Выходное напряжение корреляционного приемника образуется как функция взаимной корреляции разности огибающих сигналов первого и второго каналов и огибающей опорного канала. При этом на умножитель сигналы поступают без постоянных состав-

ляющих. Так как функция взаимной корреляции огибающих сигналов от цели, принятых гидрофонами приемника, относительно мало меняется в зависимости от пеленга, то очевидно, что характер изменения выходного напряжения приемника в основном определяется пеленгационной характеристикой гидрофонов первого и второго каналов. Т. е. при равносигнальном направлении постоянная составляющая выходного напряжения будет близка к нулю (при симметричной помехе будет точно равна нулю); при отклонении от равносигнального направления выходное напряжение будет иметь знак, соответствующий стороне этого отклонения. Максимум постоянной составляющей выходного напряжения будет иметь место при направлениях, близких к максимумам диаграмм направленности направленных гидрофонов.

Однако при наличии некогерентных помех постоянную составляющую выходного напряжения приемника (т. е. функцию взаимной корреляции разности огибающих сигналов первого и второго каналов и огибающей опорного сигнала) принципиально невозможно нормализовать по уровню полезного сигнала от цели, так как функция взаимной корреляции из-за наличия детекторов зависит от соотношений между сигналом и помехой на входах пеленгатора. Учитывая это, а также тот факт, что на выходе приемника помимо постоянной составляющей вследствие ограниченного времени усреднения имеется еще и флюктуационная составляющая выходного напряжения, приходим к выводу, что рассматриваемый корреляционный приемник в условиях сильных некогерентных помех может практически работать только как указатель стороны отклонения от равносигнального направления. Для этого нужно, чтобы пороговое устройство приемника вырабатывало управляющую команду соответствующего знака, как только постоянная составляющая на выходе превысит уровень флюктуаций выходного напряжения в заданное число раз.

Итак, помехоустойчивость рассматриваемого корреляционного приемника целесообразно оценивать предельным отношением сигнал/помеха на входе, при котором для допустимой вероятности ложных срабатываний порогового устройства еще не происходит потери цели. Как и при рассмотрении амплитудного приемника, будем считать, что при предельном соотношении сигнал/помеха на входе корреляционный приемник еще способен вырабатывать команду управления хотя бы при наиболее выгодном пеленге, т. е. пеленге, при котором отношение постоянной составляющей к шуму на выходе максимально (отношение постоянной составляющей к шуму на выходе в дальнейшем определяется как отношение сигнал/шум на выходе).

Считаем, что наиболее выгодный для образования максимального отношения сигнал/шум пеленг совпадает с максимумом диаграммы направленности одного из направленных гидрофонов. Это основывается на том, что в этом случае имеем дело с максимальным разбалансом сигналов от цели, а коэффициент взаим-

ной корреляции огибающих приходящих сигналов мало меняется в зависимости от пеленга.

Поэтому анализ помехоустойчивости корреляционного приемника сводится к анализу зависимости отношения сигнал/шум на выходе от соотношения сигнал/помеха на входе функциональной схемы (см. рис. 6б), причем на входах схемы действуют сигналы:

$$\left. \begin{aligned} x_1(t) &= \sigma_1 S(t - \tau_m) + n_1(t); \\ x_2(t) &= n_2(t); \\ x_0(t) &= \sigma_0 S(t) + n_0(t). \end{aligned} \right\} \quad (121)$$

Выражения (121) следуют из (120) при $\omega_2(\varphi_m) = 0$, $\omega_1(\varphi_m) = 1$. Здесь введено новое обозначение: τ_m — временной сдвиг между приходом сигналов в опорный и направленный гидрофоны при наиболее выгодном пеленге φ_m (примерно совпадающем с максимумом диаграммы направленности), сигнал от цели с выхода второго направленного гидрофона считаем при этом пренебрежимо малым.

Отношение $\frac{\text{сигнал}}{\text{шум}}$ на выходе корреляционного приемника

Отношение сигнал/шум на выходе структурной схемы (см. рис. 6б) может быть определено по методике, аналогичной изложенной Бендатом в работе [45]. Прделав довольно громоздкие преобразования (см. приложение), можно получить следующий результат:

отношение сигнал/шум на выходе¹:

$$q_{\min} \leq q_{\text{вых}} \leq q_{\max},$$

где

$$q_{\max} = \frac{e^{-4b|\tau_m|} (2bT) q_1^2 q_2^2 q_0^2}{[2q_1^2 q_2^2 q_0^2 + q_2^2 q_0^2 + q_2^2 q_1^2 + q_2^2 + q_1^2 q_2 q_0^2 + q_1 q_2 q_0^2 + q_1^2 q_2 + q_1 q_2]};$$

$$q_{\min} = \frac{e^{-4b|\tau_m|} (2bT) q_1^2 q_2 q_0^2}{[q_1 q_0 + q_0 + q_1 + 1] [2q_1 q_2 q_0 + q_2 q_0 + q_1 q_2 + q_2 + q_1 q_0 + q_1]}.$$

Здесь обозначено:

$$q_{\text{вых}} = \frac{R_{xy}^1 y^1(\tau_m)}{\sigma_{\text{вых}}^2} \quad \text{— отношение взаимно-корреляционной функции на выходе при задержке } \tau_m \text{ (постоянная составляющая на выходе приемника) к дисперсии флюктуаций на выходе;}$$

¹ Следует заметить, что верхнее и нижнее граничные значения $q_{\text{вых}}$ достаточно близки; введение их в рассмотрение значительно упрощает расчеты.

$q_1 = \frac{\sigma_1^2}{\sigma_{n1}^2}$ — отношение мощности сигнала в первом канале к мощности помех в первом канале;

$q_2 = \frac{\sigma_1^2}{\sigma_{n2}^2}$ — отношение мощности сигнала в первом канале к мощности помех во втором канале;

$q_0 = \frac{\sigma_0^2}{\sigma_{n0}^2}$ — отношение мощности сигнала в опорном канале к мощности помех в опорном канале;

$b = 2\Delta f_{эф}$; $\Delta f_{эф}$ — эффективная ширина полосы энергетического спектра сигналов и помех (предполагается, что энергетические спектры сигналов и помех во всех каналах формируются приемными устройствами с одинаковыми частотными характеристиками типа резонансной кривой колебательного контура);
 T — время интегрирования идеального интегратора.

При $q_1 = q_2 = q_0 = q_{вх}$ граничные значения отношения сигнал/шум на выходе равны:

$$q_{max} = \frac{e^{-4b|\tau_m|} (2bT) q_{вх}^4}{[2q_{вх}^4 + q_{вх}^3 + 3q_{вх}^2 + q_{вх} + 2]} ; \quad (122)$$

$$q_{min} = \frac{e^{-4b|\tau_m|} (2bT) q_{вх}^4}{[2q_{вх}^4 + 7q_{вх}^3 + 10q_{вх}^2 + 7q_{вх} + 2]} . \quad (123)$$

Для случая слабых сигналов, когда $q_{вх} \ll 1$, выражения (122) и (123) принимают вид:

$$q_{max} \cong e^{-4b|\tau_m|} (bT) q_{вх}^4 = e^{-8\Delta f_{эф}|\tau_m|} \left(\frac{\Delta f_{эф}}{\Delta F} \right) q_{вх}^4, \quad (124)$$

где $\Delta F = \frac{1}{2T}$ — эффективная полоса пропускания интегратора.

Предельные соотношения сигнал/помеха на входе для корреляционного приемника

Как уже обсуждалось выше, помехоустойчивость корреляционного приемника оценивается предельным отношением сигнал/помеха на входе $q_{вх}$, при котором отношение сигнал/шум на выходе $q_{вых}$ для наиболее выгодного пеленга имеет требуемое значение (определяемое допустимой вероятностью ложных тревог). Так как обычно всегда выполняется условие $\Delta f_{эф} \gg \Delta F$, то можно приближенно считать, что процесс на выходе коррелятора нормализует-

ся. Поэтому, если задаться вероятностью образования ложных команд 0,003, то это будет соответствовать трехкратному превышению постоянной составляющей над среднеквадратическим значением шума на выходе, т. е. пороговое значение сигнал/шум на выходе равно $q_{\text{вых пор}} = 9$.

Из выражений (122), (123) и (124) видно, что при фиксированном значении задержки τ_m существует оптимальная полоса спектра сигналов $\Delta f_{\text{эф опт}}$, при которой отношение сигнал/шум на выходе максимально.

Найдем экстремум выражения (124)

$$\left. \begin{aligned} q_{\text{вых опт}} &\approx \frac{1}{e} \left(\frac{\Delta f_{\text{эф опт}}}{\Delta F} \right) q_{\text{вх}}^4; \\ \Delta f_{\text{эф опт}} &= \frac{1}{8\tau_m}. \end{aligned} \right\} \quad (125)$$

Подставив в (125) пороговое значение $q_{\text{вых пор}} = 9$ и решив полученное уравнение относительно $q_{\text{вх}}$, получим выражение для пороговых значений $q_{\text{вх пор}}$ при оптимальной полосе $\Delta f_{\text{эф опт}}$, справедливое для слабых сигналов ($q_{\text{вх пор}} \ll 1$):

$$\left. \begin{aligned} q_{\text{вх пор}} &\approx 2,22 \left(\frac{\Delta F}{\Delta f_{\text{эф опт}}} \right)^{1/4}; \\ \Delta f_{\text{эф опт}} &= \frac{1}{8\tau_m}. \end{aligned} \right\} \quad (126)$$

В качестве примера приведем численные значения предельных значений сигнал/помеха на входе $q_{\text{вх пор}}$ корреляционного приемника. Будем считать, что расстояние между опорным и направленными гидрофонами $d = 6$ см, максимумы диаграмм направленности направленных гидрофонов разнесены на угол $\alpha_0 = \pm 30^\circ$, а полоса пропускания интегратора равна $\Delta F = 1,6$ гц (соответствует времени интегрирования $T = 0,3$ сек). Тогда имеем:

$$\tau_m = \frac{d \sin \alpha_0}{c};$$

$$\Delta f_{\text{эф опт}} = \frac{1}{8\tau_m} = \frac{c}{8d \sin \alpha_0} = 6,25 \text{ кГц}$$

($c = 15 \cdot 10^4$ см/сек — скорость распространения звука в воде).

Пользуясь приближенной формулой (126), получаем пороговое значение сигнал/помеха на входе $q_{\text{вх пор}} \approx 0,283$.

Если при вычислении $q_{\text{вх пор}}$ пользоваться точными выражениями (122) и (123), то получим пороговое значение сигнал/помеха на входе при оптимальной полосе $\Delta f_{\text{эф опт}}$ $0,3 < q_{\text{вх пор}} \leq 0,38$, т. е. $q_{\text{вх пор}} \approx 0,34$.

Сравнивая результаты анализа помехоустойчивости корреляционного приемника пассивной гидроакустической системы само-

наведения с помехоустойчивостью амплитудного приемника, можно сделать следующие выводы.

При симметричной шумовой помехе на входах приемника пассивная система самонаведения с амплитудным приемником может не терять цель даже при более слабых сигналах, чем пассивная система самонаведения с рассмотренным выше корреляционным приемником.

При несимметричной помехе помехоустойчивость амплитудного приемника резко ухудшается. В реальных условиях помеха обычно несимметрична: во-первых, из-за неодинаковых условий шумообразования на разнесенных гидрофонах особенно при маневрах изделия и, во-вторых, из-за технической сложности создания идентичных приемных устройств. Поэтому при условии некогерентности шумовой помехи на разнесенных гидрофонах использование рассмотренного корреляционного приемника предпочтительнее.

ВЫВОДЫ

В этой главе исследовалась работа пеленгационных приемников для пассивной системы наведения противолодочного снаряда при нестационарном характере помех. Были рассмотрены две схемы приемников — амплитудный и корреляционный.

Одна из схем основана на принципе сравнения мощностей сигналов цели, приходящих на разнесенные гидрофоны приемной базы, другая — на использовании корреляционной зависимости между огибающими сигналов от цели. Использование корреляционной зависимости между огибающими имеет существенный недостаток, так как наличие детектора ухудшает отношение сигнал/помеха на входе коррелятора при малой величине отношения сигнал/помеха на входе приемника. Непосредственное использование в корреляционном приемнике высокочастотных сигналов, принимаемых гидрофонами, более предпочтительно, хотя и связано с некоторыми техническими трудностями.

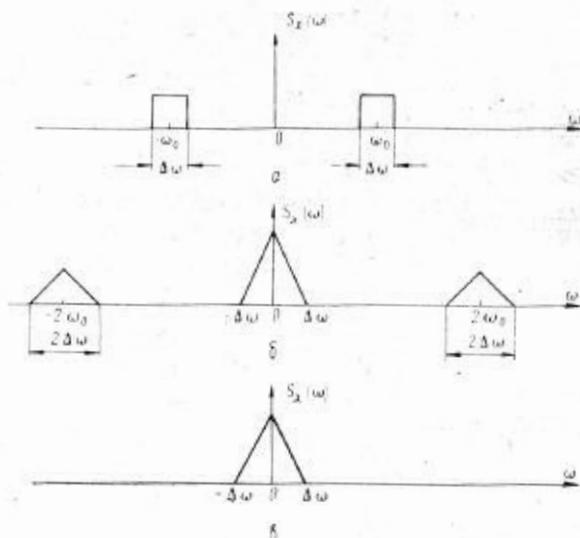
Получены простые выражения для определения параметров, характеризующих помехоустойчивость приемников. Исходными данными для определения этих параметров являются характеристики входного сигнала и характеристики приемника. Характеристики сигнала в каждом конкретном случае можно определить экспериментально, а рекомендации по оптимальному выбору некоторых характеристик приемника рассмотрены в главе V.

Показано, что корреляционный приемник эффективно подавляет модуляционную помеху, если ее спектр сосредоточен вблизи нулевой частоты, но увеличивает влияние флюктуационной помехи.

ПРИЛОЖЕНИЕ

КВАДРАТИЧНЫЙ ДЕТЕКТОР И БЛОК РАЗНОСТИ

Рассмотрим случай, когда на вход квадратичного детектора подается сумма сигнала и помехи $x(t) = s(t) + \xi(t)$. Спектральные плотности $s(t)$ и $\xi(t)$ показаны на рисунке.



Спектральные плотности шумового сигнала при квадратичном детектировании

Будем считать, что квадратичный детектор состоит из квадратирующего устройства с характеристикой $x^2 = x^2$ и следующего за ним идеального фильтра низких частот. Известно [41], что на выходе квадратирующего устройства сигнал имеет спектральную плотность со средними частотами, равными нулю и $2\omega_0$ (см. рисунок, б). Если ширина спектра входного сигнала мала по сравнению с его средней частотой, то спектральные плотности со средними частотами 0 и $2\omega_0$ не перекрываются, и на выходе фильтра сигнал имеет спектральную плотность со средней частотой, равной нулю. При гауссовом процессе на входе выходной сигнал квадратичного детектора согласно [41] распределен по экспоненциальному закону. Момент n -порядка для экспоненциального распределения равен

$$\langle x^n \rangle = n! \sigma_x^{2n},$$

где σ_x^2 — дисперсия входного процесса.

Следовательно, постоянная составляющая на выходе квадратичного детектора равна

$$\langle x \rangle = \sigma_x^2 \quad \text{или} \quad \langle x \rangle = \sigma_s^2 + \sigma_{\xi}^2,$$

где σ_s^2 и σ_{ξ}^2 — дисперсии входных сигнала и помехи соответственно.

Учитывая выражение (104), для σ_s^2 и σ_{ξ}^2 получим

$$\sigma_s^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} S_s(\omega) d\omega \cong 2S_s w_1(\varphi) \Delta\omega_1;$$

$$\sigma_{\xi}^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} S_{\xi}(\omega) d\omega = 2S_n \rho_1(t) \Delta\omega.$$

На выходе блока разности (с учетом строгой симметрии каналов) постоянная составляющая равна

$$\langle x_1 \rangle - \langle x_2 \rangle = 2S_s [w_1(\varphi) - w_2(\varphi)] \Delta\omega + 2S_n [\rho_1(t) - \rho_2(t)] \Delta\omega.$$

Определим спектральную плотность флуктуаций на выходе детектора. Она будет содержать слагаемые трех типов:

$$S_x(\omega) = S_{ss} + S_{sn} + S_{nn}, \quad (1)$$

где

$$S_{ss} = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} S_s(\omega') S_s(\omega - \omega') d\omega'$$

— обусловлено сигналом;

$$S_{sn} = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} S_n(\omega') S_s(\omega - \omega') d\omega'$$

— обусловлено взаимодействием сигнала и помехи;

$$S_{nn} = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} S_n(\omega') S_n(\omega - \omega') d\omega'$$

— обусловлено помехой.

С учетом выражения (104) получим

$$S_x(\omega) = [4S_s^2 w_1^2(\varphi) + 8S_s S_n w_1(\varphi) \rho_1(t) + 4S_n^2 \rho_1^2(t)] (\Delta\omega - |\omega|) \quad \text{при } 0 < |\omega| < \Delta\omega$$

$$S_x(\omega) = 0 \quad \text{при других значениях } \omega.$$

Спектральная плотность флуктуаций на выходе блока разности при статистической независимости помех и интерференции составляющих равна:

$$F(\omega) = \{4S_s^2 [\omega_1(\varphi) - \omega_2(\varphi)]^2 \pm 8S_s S_n [\omega_1(\varphi) \rho_1(t) \pm \omega_2(\varphi) \rho_2(t)] \pm 4S_n^2 [\rho_1^2(t) + \rho_2^2(t)] (\Delta\omega - |\omega|)\}.$$

Принятые допущения относительно малой ширины спектра входного сигнала по сравнению с его средней частотой только упрощают вычисление $F(\omega)$. В случае же когда $\Delta\omega$ велико, выражение (1) остается справедливым, но процесс вычисления сильно усложняется.

Вывод отношения сигнал/шум на выходе корреляционного приемника

1. Постоянная составляющая на выходе корреляционного приемника. Используя результаты работы [45], сигналы $x_1'(t)$, $x_2'(t)$, $x_0'(t)$ в функциональной схеме (см. рис. 66) представим в виде¹ (полагая $\tau_m = \infty$):

$$x_1'(t) = \left(\frac{\sigma_1^2}{\sigma_1^2 + \sigma_{n_1}^2} \right)^{1/2} \sigma_1 S'(t) + \left(\frac{\sigma_{n_1}^2}{\sigma_1^2 + \sigma_{n_1}^2} \right)^{1/2} n_1'(t) + z_1(t);$$

$$x_2'(t) = n_2'(t);$$

$$x_0'(t) = \left(\frac{\sigma_0^2}{\sigma_0^2 + \sigma_{n_0}^2} \right)^{1/2} \sigma_0 S'(t) + \left(\frac{\sigma_{n_0}^2}{\sigma_0^2 + \sigma_{n_0}^2} \right)^{1/2} n_0'(t) + z_0(t).$$

где $S'(t)$ — флуктуации огибающей чистого нормированного сигнала;
 $n_1'(t)$, $n_2'(t)$, $n_0'(t)$ — флуктуации огибающих шума при отсутствии сигнала соответственно в первом, втором и опорном каналах;

$z_1(t)$, $z_0(t)$ — интерференционные члены, обусловленные возникновением биений сигнала и шума при детектировании в первом и опорном каналах,

причем случайные процессы $S'(t)$, $n_1'(t)$, $n_2'(t)$, $n_0'(t)$, $z_1(t)$, $z_0(t)$ обладают следующими статистическими характеристиками:

$$\begin{aligned} \overline{S'(t)} = \overline{n_1'(t)} = \overline{n_2'(t)} = \overline{n_0'(t)} = \overline{z_1(t)} = \overline{z_0(t)} &= 0; \\ R_{S'S'}(\tau) = \overline{S'(t) \cdot S'(t-\tau)} &= \frac{\pi}{8} \rho^2(\tau); \\ R_{n_1'n_1'}(\tau) = \overline{n_1'(t) \cdot n_1'(t-\tau)} &= \frac{\pi}{8} \sigma_{n_1}^2 \rho^2(\tau); \\ R_{n_2'n_2'}(\tau) = \overline{n_2'(t) \cdot n_2'(t-\tau)} &= \frac{\pi}{8} \sigma_{n_2}^2 \rho^2(\tau); \\ R_{n_0'n_0'}(\tau) = \overline{n_0'(t) \cdot n_0'(t-\tau)} &= \frac{\pi}{8} \sigma_{n_0}^2 \rho^2(\tau); \\ \overline{S'(t) \cdot n_1'(t)} = \overline{S'(t) \cdot n_2'(t)} = \overline{S'(t) \cdot n_0'(t)} = \overline{n_1'(t) \cdot n_2'(t)} = \overline{n_1'(t) \cdot n_0'(t)} = \\ &= \overline{n_2'(t) \cdot n_0'(t)} = 0, \end{aligned} \quad (2)$$

¹ Детекторы в функциональной схеме приемника в дальнейшем считаем линейными. Как показано в работе [45], при использовании во взаимном корреляторе огибающих сигнала квадратичных детекторов отношение сигнал/шум на выходе коррелятора получается по крайней мере не лучше, чем при линейных детекторах.

где $\rho(\tau)$ — огибающая нормированной автокорреляционной функции процесса на входе детектора.

Сигналы на входах умножителя в функциональной схеме (см. рис. 66) можно представить в виде

$$x_0'(t) = a \sigma_0 S'(t) + b n_0'(t) + \varepsilon_0(t); \quad (3)$$

$$y'(t) = c \sigma_1 S'(t) + d n_1'(t) - n_2'(t) + \varepsilon_1(t).$$

Здесь введены обозначения

$$a = \left(\frac{\sigma_0^2}{\sigma_0^2 + \sigma_{n_0}^2} \right)^{1/2}; \quad b = \left(\frac{\sigma_{n_0}^2}{\sigma_0^2 + \sigma_{n_0}^2} \right)^{1/2};$$

$$c = \left(\frac{\sigma_1^2}{\sigma_1^2 + \sigma_{n_1}^2} \right)^{1/2}; \quad d = \left(\frac{\sigma_{n_1}^2}{\sigma_1^2 + \sigma_{n_1}^2} \right)^{1/2}. \quad (4)$$

Используя выражения (3), (4) и (2), можно найти функцию взаимной корреляции процессов $x_0'(t)$ и $y'(t)$:

$$R_{x_0' y'}(\tau) = \frac{\pi}{8} \sigma_1 \sigma_0 \rho^2(\tau) \left(\frac{\sigma_1^2}{\sigma_1^2 + \sigma_{n_1}^2} \right)^{1/2} \left(\frac{\sigma_0^2}{\sigma_0^2 + \sigma_{n_0}^2} \right)^{1/2}. \quad (5)$$

Значение этой функции при $\tau = \tau_m$ (см. рис. 66) равно постоянной составляющей на выходе корреляционного приемника при наиболее выгодном пеленге.

2. Флюктуационная составляющая на выходе корреляционного приемника. Дисперсию флюктуаций на выходе коррелятора при ограниченном времени интегрирования можно представить в виде [45]

$$\sigma_{xy}^2(\tau, T) = \frac{2}{T^2} \int_0^T (T - \nu) [P_{xy}^2(\tau, \nu) - R_{xy}^2(\tau)] d\nu, \quad (6)$$

где $R_{xy}(\tau)$ — функция взаимной корреляции процессов на входе коррелятора;

T — время интегрирования;

τ — временной сдвиг между когерентными составляющими переменных сигналов;

$P_{xy}^2(\tau, \nu)$ — смешанный момент четвертого порядка процессов $x(t)$ и $y(t)$ по определению равный $P_{xy}^2(\tau, \nu) = \overline{x(0)^k y(\tau)^k x(\nu)^k y(\tau+\nu)^k}$, (индекс k соответствует различным реализациям процессов $x(t)$ и $y(t)$).

Для рассматриваемого корреляционного приемника процессы, действующие на входе коррелятора, определяются соотношениями (3), (4), (2), функцию взаимной корреляции, входящую в выражение (6), мы уже определили (5); для определения дисперсии флюктуационной составляющей выходного напряжения коррелятора нужно найти смешанный момент четвертого порядка $P_{x_0' y'}^2(\tau, \nu)$ входных процессов коррелятора $x_0'(t)$ и $y'(t)$. Используя данные работы [46], можно получить выражение для смешанного момента четвертого порядка $P_{yz}^2(\tau, \nu)$ нормальных процессов $z(t)$ и $y(t)$

$$\left. \begin{aligned} z(t) &= a_1 S(t) + b_1 n_0(t); \\ y(t) &= c_1 S(t) + d_1 n_1(t) - n_2(t). \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

где $S(t)$, $n_1(t)$, $n_2(t)$, $n_0(t)$ — независимые нормальные процессы с нулевым средним;

a_1 , b_1 , c_1 , d_1 — постоянные коэффициенты.

Для процессов $z(t)$ и $y(t)$ момент $P_{yz^2}(\tau, \nu)$ выражается через автокорреляционные функции процессов $S(t)$, $n_1(t)$, $n_2(t)$, $n_0(t)$ следующим соотношением:

$$P_{yz^2}(\tau, \nu) = a_1^2 c_1^2 [R_{ss^2}(\tau) + R_{ss^2}(\nu) + R_{ss}(\tau + \nu) \cdot R_{ss}(\tau - \nu)] + \\ + a_1^2 d_1^2 \cdot R_{ss}(\nu) \cdot R_{n_1 n_1}(\nu) + b_1^2 c_1^2 R_{ss}(\nu) R_{n_0 n_0}(\nu) + b_1^2 d_1^2 R_{n_1 n_1}(\nu) R_{n_0 n_0}(\nu) + \\ + a_1^2 R_{ss}(\nu) \cdot R_{n_1 n_2}(\nu) + b_1^2 R_{n_0 n_1}(\nu) R_{n_2 n_2}(\nu). \quad (8)$$

Чтобы использовать выражение (8) для нахождения дисперсии на выходе корреляционного приемника, необходимо иметь в виду:

закон распределения огибающих на выходе линейных детекторов является рэлеевским, но так как на входы коррелятора поступают только флюктуации огибающих (без постоянных составляющих), то для упрощения расчетов, как и в [45], целесообразно считать флюктуации огибающих нормально распределенными; сравнивая (3) и (7), можно видеть, что при допущении нормальности процессов на входах коррелятора процессы $x_0'(t)$ и $y'(t)$ отличаются от процессов $z(t)$, $y(t)$ наличием интерференционных членов $\varepsilon_0(t)$, $\varepsilon_1(t)$.

Для упрощения расчетов будем рассматривать два граничных случая. Первый случай. Нижнюю границу значения дисперсии флюктуаций на выходе получим, пренебрегая в выражении (3) интерференционными членами $\varepsilon_1(t)$, $\varepsilon_0(t)$. При этом на входы коррелятора будут поступать сигналы

$$x_0'(t) = a s_0 S'(t) + b n_0'(t);$$

$$y'(t) = c s_1 S'(t) + d n_1'(t) - n_2'(t).$$

Коэффициенты a , b , c , d выражаются формулами (4).

Второй крайний случай. Так как результирующая огибающая процесса на выходе линейного детектора при подаче на его вход суммы сигнала и шума не может быть больше суммы огибающих сигнала и шума, то верхнюю границу дисперсии флюктуаций на выходе коррелятора получим, полагая в (3)

$$\varepsilon_1(t) = \varepsilon_0(t) = 0;$$

$$a = b = c = d = 1.$$

При этом процессы на входах коррелятора будут представляться в виде

$$x_0'(t) = s_0 S'(t) + n_0'(t);$$

$$y'(t) = s_1 S'(t) + n_1'(t) - n_2'(t).$$

Используя выражение (8) и учитывая предыдущие замечания, можно получить при сделанных упрощениях смешанный момент четвертого порядка $P_{x_0' y_0'}^2(\tau, \nu)$, необходимый для вычисления дисперсии на выходе корреляционного приемника.

При вычислениях предполагается, что энергетические спектры сигналов и шумов во всех каналах формируется приемными устройствами с одинаковыми частотными характеристиками (типа резонансной кривой колебательного контура). При этом

$$\rho(\tau) = e^{-b|\tau|},$$

где

$$b = 2 \Delta f_{эф};$$

$\Delta f_{эф}$ — эффективная полоса пропускания контура.

Проделав все необходимые преобразования и проинтегрировав согласно выражению (6), получим искомое выражение для дисперсии флюктуаций на выходе корреляционного приемника:

$$\sigma_{\max}^2(\tau, T) = \frac{\left(\frac{\pi}{8}\right)^2 a^2 c^2 \tau_1^2 \sigma_n^2 \left[k + \left(\frac{d}{c}\right)^2 \frac{\sigma_{n_1}^2}{\sigma_1^2} + \left(\frac{b}{a}\right)^2 \frac{\sigma_{n_0}^2}{\sigma_0^2} \right]}{2bT} + \frac{\left(\frac{b}{a}\right)^2 \left(\frac{d}{c}\right)^2 \frac{\sigma_{n_1}^2}{\sigma_1^2} \frac{\sigma_{n_0}^2}{\sigma_0^2} + \left(\frac{1}{c}\right)^2 \frac{\sigma_{n_0}^2}{\sigma_1^2} + \left(\frac{b}{ac}\right)^2 \frac{\sigma_{n_1}^2}{\sigma_1^2} \frac{\sigma_{n_0}^2}{\sigma_0^2}}{2bT} \quad (9)$$

Формула (9) справедлива при $bT \gg 1$, что обычно выполняется для реальных корреляторов; коэффициент k может принимать значение от двух (при малых τ) до единицы (при $\tau \rightarrow \infty$). Считаем $k=2$.

Давая соответствующие значения постоянным коэффициентам a, b, c, d , можно получить два граничных значения для дисперсии флюктуаций на выходе корреляционного приемника.

3. Отношение сигнал/шум на выходе корреляционного приемника. Используя выражения (5) и (9) и вводя обозначения

$$q_{\text{вых}} = \frac{R_{x_0 y'}(\tau_m)}{\sigma_{\text{вых}}^2}; \quad q_1 = \frac{\sigma_1^2}{\sigma_{n_1}^2}; \quad q_2 = \frac{\sigma_2^2}{\sigma_{n_2}^2}; \quad q_0 = \frac{\sigma_0^2}{\sigma_{n_0}^2},$$

можно получить отношение сигнал/шум на выходе в виде

$$q_{\min} \leq q_{\text{вых}} < q_{\max},$$

где

$$q_{\max} = \frac{e^{-4b|\tau_m|} (2bT) q_1^2 q_2^2 q_0^2}{[2q_1^2 q_2^2 q_0^2 + q_2^2 q_0^2 + q_2^2 q_1^2 + q_2^2 + q_1^2 q_2 q_0^2 + q_1 q_2 q_0^2 + q_1^2 q_2 + q_1 q_2]};$$

$$q_{\min} = \frac{e^{-4b|\tau_m|} (2bT) q_1^2 q_2 q_0^2}{[q_1 q_0 + q_0 + q_1 + 1][2q_1 q_2 q_0 + q_2 q_0 + q_1 q_2 + q_2 + q_1 q_0 + q_1]}.$$

ЛИТЕРАТУРА

- 1.
- 2.
3. Lighthill M. J. Proc. Roy. Soc. A., (1952), v. 211, pp. 564—587.
4. Lighthill M. J. Proc. Roy. Soc. A., (1954), v. 222, pp. 1—32.
5. Lighthill M. J. J. of Fluid Mech., (1962), v. 14, p. 3, November.
6. Phillips O. L. of Fluid Mech., (1960), p. 1, 28, № 1.
7. Powell A. The Journ. Aconst. Soc. of Am., v. 31, (1954), № 6, p. 812—813.
8. Тихонов В. И. Статистическая радиотехника. «Сов. радио», 1966.
9. Davies, Oldfield Acoustica, 12, (1962), № 4, p. 266—277.
10. Красильников В., Шихлинская Р. Высокочастотная область спектра шумообразования струи. Вестник МГУ, серия III, 1964, № 3.
11. Лямшев В. М. Докторская диссертация, 1963, АКИН.
12. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй. ГИТЛ, 1960.
- 13.
14. Гинзбург И. П., Глекова А. М., Слинков В. А. Основы динамики старта реактивных снарядов. Ленинградский механический институт, 1963.
- 15.
16. Абрамович Г. Н. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1961, № 3.
17. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. Изд-во «Иностр. лит.», 1956.
18. Laurence J. C. NACA Rep. 1292 (1956).
19. Davies, Barrat, Fisher. ARC23, 738, № 200-FM, 3181 (1962).
- 20.
21. Грубник Н. А. Акустическая характеристика морских грунтов. Отчет АКИН, 1960.
22. Шлихтинг Г. Возникновение турбулентности, ИЛ, 1962.
23. Tomotica S., Jmai J., I. Proc. Math. Soc. of Japan, v. 20, (1938), p. 288—303.
24. Pretsch I., Luftfahrtforschung, B. 18, (1941), Lfg 12, pp. 397—402.
25. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика, часть I, «Наука», М., 1965.
26. Stergvart P. W., I. Fluid Mech, v. 12, (1962), № 2, pp. 241—268.
27. Strusberg M. Cavitation in Hydrodynamics, HMSO, London, 1956.
28. Curle N., Proc. Roy. Soc. A., v. 231, (1955), p. 505.
29. Skudrzik E. I., Haddie G. P., I. Acoust. Soc. Amer., v. 32, 1960, Jan., p. 19.
30. Хинце И. О. Турбулентность, ее механизм и теория. ГИФМЛ, М., 1963.

- 31.
32. Ландау Л. Д. и Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред ГИТТЛ, М., 1953.
33. Блохинцев Д. И. Акустика неоднородной движущейся среды. ОГИЗ ГИТТЛ, М.-Л., 1946.
34. Резник А. М. Акустический журнал, 19, Т. XI, вып. 1, стр. 29.
35. Фурдуев В. В. Электроакустика. ОГИЗ ГИТТЛ, М.-Л., 1948.
36. Иванов В. И. Исследование шумов при помощи электроннолучевой трубки. Вестник МГУ, 1956, № 6.
37. Хелстром К. Статистическая теория обнаружения сигналов, ИЛ, М., 1963.
38. Стратанович Р. Л. Избранные вопросы теории флуктуаций в радиотехнике, «Советское радио», 1961.
39. Амиантов И. Н. Применение теории решений к задачам обнаружения сигналов и выделение их из шумов. Изд. ВВИА им. Жуковского, М., 1958.
40. Бакут П. А., Большаков И. А., Герасимов Б. М., Курикша А. А., Репин Б. Г., Тартаковский Г. П., Широков В. В. Вопросы статистической теории радиолокации, «Советское радио», т. II, М., 1964.
41. Давенпорт В. Б., Руг В. Л. Введение в теорию случайных сигналов и шумов. ИЛ, 1960.
42. Левин Б. Р. «Теория случайных процессов и ее применение в радиотехнике». «Советское радио», 1960.
- 43.
44. Миддлтон Д. Введение в статистическую теорию связи, «Советское радио», т. I и 2, 1962.
45. Бендат Дж. Основы теории случайных шумов и ее применения, «Наука», 1965.
46. Willmarth W. W., Woolridge C. E. Univ of Michigan. Report C. 2920, v. 1, 1962.

ОГЛАВЛЕНИЕ

| | |
|--|----|
| Предисловие | 3 |
| Глава I. Гидроакустические шумы подводного ракетного двигателя | 5 |
| § 1. Газодинамика сверхзвуковой газовой струи, истекающей в воду | 5 |
| § 2. Генерирование шума газовой сверхзвуковой струей, истекающей в воду | 16 |
| § 3. Экспериментальное исследование звукового поля подводного ракетного двигателя | 21 |
| Выводы | 30 |
| Глава II. Возникновение турбулентности на головной части снаряда, движущегося в воде | 31 |
| § 4. Постановка задачи | 31 |
| § 5. Устойчивость обтекания шара | 33 |
| § 6. Границы устойчивости на эллиптических обтекателях | 35 |
| § 7. Влияние возмущенности потока на критическое число Рейнольдса | 39 |
| § 8. Оценка влияния шероховатости поверхности обтекателя на критическое число Рейнольдса | 41 |
| § 9. Оценка критической скорости микрокавитации | 43 |
| Выводы | 46 |
| Глава III. Шумы турбулентного пограничного слоя | 48 |
| § 10. Флюктуации давления в пограничном слое | 48 |
| § 11. Расчет спектральной плотности флюктуаций давления | 52 |
| § 12. Псевдозвук, воспринимаемый гидрофоном конечной площади | 54 |
| § 13. Некоторые количественные оценки | 59 |
| § 14. Шум под тонким металлическим обтекателем | 62 |
| § 15. Шум в сплошной акустической головке | 67 |
| Выводы | 69 |
| Глава IV. Экспериментальное исследование шумов обтекания | 71 |
| § 17. Методика эксперимента | 71 |
| § 18. Оценка влияния различных факторов шумообразования на регистрируемые шумы | 74 |
| § 19. Зависимость уровня шума турбулентного обтекания от скорости и частоты | 76 |
| § 20. Флюктуации уровня шума | 83 |
| § 21. Корреляционные свойства шума | 87 |
| Выводы | 91 |

| | |
|--|-----|
| Глава V. Некоторые принципы оптимальной обработки сигналов в режиме пассивного самонаведения | 93 |
| § 22. Общий подход к задаче | 94 |
| § 23. Оптимальная обработка сигналов от четырех гидрофонов | 98 |
| § 24. Влияние медленной модуляции помех на работу приемника | 104 |
| Выводы | 110 |
| Глава VI. Приемники пассивной системы наведения противолодочного управляемого снаряда | 113 |
| § 25. Амплитудный приемник | 114 |
| § 26. Корреляционный приемник | 118 |
| § 27. Обсуждение теоретических результатов | 122 |
| § 28. Экспериментальные результаты | 124 |
| § 29. Сравнительный анализ помехоустойчивости амплитудного и корреляционного приемников | 133 |
| Выводы | 146 |
| Приложение | 147 |
| Литература | 153 |

Редактор *С. П. Зыбина*

Техн. редактор *А. П. Боданова*.

Корректор *А. Ф. Богацкая*

Подписано к печати 1.3.68.

Формат 60×90/16.

Объем 9,75 печ. л.

10 уч.-изд. л.

Тираж 95 экз.

Работа 5812.

Заказ 304/3с.

ЧАСТЬ III

Послесловие

**А.В. Минаев, Ю.М. Романовский,
О.В. Руденко, В.И. Трухин**

Послесловие

1. БЕЗ НАУКИ РОССИЯ ПРЕВРАТИТСЯ В КОЛОНИЮ*

Авторам «Послесловия» посчастливилось начать свою творческую и производственную деятельность в «золотой век» Российской науки. Двое из нас окончили учебу на физическом факультете МГУ в 1953 году, а другие – в 1958 и 1971 г.г. Вместе с нами получили дипломы 400-450 однокурсников. Практически все они остались работать в фундаментальной или прикладной науке. Такая же ситуация имела место во всех ВУЗах, готовивших специалистов по естественным и инженерным наукам. Только единицы в те годы уезжали за рубеж. Оттока «умов» в «коммерцию» не наблюдалось. Престиж естественных наук в обществе был очень высок. Люди постарше помнят спор между «физиками» и «лириками», начавшийся во времена «хрущевской оттепели»: кто важнее для страны, кто больше двигает вперед прогресс и цивилизацию? Статьи о будущем, расцвет научной фантастики, популярные фильмы «Девять дней одного года», «Иду на грозу», «Все остается людям»... Искусство «лириков» отражало в художественных произведениях темы полетов в космос, развития ядерной энергетики, физики, химии. Сейчас все это – далекая история, которая часто опошляется или воспринимается с недоверчивой улыбкой.

Очень важно, что престиж «физики» напрямую обуславливал высокий интеллектуальный уровень людей, получивших техническое или естественнонаучное образование. Лучшие люди страны шли в науку. Неудивительно, что многие из них попадали на руководящие должности в промышленности и даже в партийно-бюрократических и государственных структурах. Кстати, и за рубежом «физики» были востребованы в самых верхних этажах управленцев. Достаточно назвать премьер-министра Великобритании Маргарет Тэтчер (она закончила химический факультет в Оксфорде, занималась исследованиями в области практической химии) и канцлера Германии Ангелу Меркель (она окончила физический факультет в Лейпциге, работала в Центральном институте физической химии Академии наук ГДР, защитила докторскую диссертацию).

* Г.И. Марчук «Наука в Сибири» N 34. 06.09.2007

К сожалению, сейчас престиж научной работы понизился, как и средний уровень профессионализма. Некоторые управленцы часто употребляют слово «наука», но слабо представляют себе, что это такое. Общественное мнение под наукой также понимает самые разные вещи. Так, при обращении к слову «наука» на большинстве Интернетовских сайтов появляется информация о новых автомобилях, компьютерах, косметике, погоде или, хуже того, сенсационные сообщения о предстоящих катастрофах и конце света. Вопиющим издевательством над здравым смыслом выглядит засилье астрологов, уфологов и прочих аферистов от лженауки.

Молодые ученые сбиваются с тропы настоящей науки еще и потому, что «уфологи» берут на свое вооружение термины из теоретической астрофизики, такие как «большой взрыв во Вселенной» или «теория черных дыр».

Напомним банальную истину: наука бывает трех видов – фундаментальная, прикладная и техническая (инженерная). Фундаментальная наука делает две вещи. Она создает новое Знание и поэтому, наряду с искусством, является частью общечеловеческой культуры. Вторая ее функция – создавать основу (фундамент) для прикладной науки и технических приложений; отсюда и термин «фундаментальная наука». Разумеется, она не может приносить доход быстро и работает на перспективу. Вспомним, например, фундаментальное открытие М. Фарадея – «закон электромагнитных взаимодействий». В результате человечество получило электричество. Фундаментальная наука должна целиком поддерживаться государством. Развитие фундаментальной науки – творческий процесс. Он происходит в соответствии с ее внутренней логикой. Это и не устраивает некоторых управленцев, которые вмешиваются в то, чего не понимают, и тем самым разрушают фундамент.

Фундаментальная наука – это сильные научные школы. Именно в научных школах появляются исследователи, которые обеспечивают прорывы в различных областях человеческой деятельности. Достаточно вспомнить школу академика Иоффе и ее роль в скорейшем решении проблемы атомной энергетики и атомного оружия. Математические школы МГУ обеспечили прорывы в области вычислительной техники, без ее «школьников» невозможно себе представить наши успехи в космосе и в энергетике. Всемирно-известные примеры: научные школы профессоров МГУ академиков А.Н. Колмогорова, А.Н. Тихонова, М.В. Келдыша.

Школа академика Р.В. Хохлова дала мировой науке, помимо нелинейной оптики, новые направления в лазерной технике и в нелинейной акустике. Отметим также, что именно на уровне фундаментальных наук происходит быстрое взаимообогащение, обмен знаниями между научными школами и учеными различных стран.

Прикладная наука неотделима от фундаментальной науки, но имеет ясную нацеленность на приложения. Логика ее развития диктуется общими стратегическими направлениями развития техники и потребностями общества.

Техническая или инженерная наука базируется на результатах прикладной науки и при этом ориентирована на создание конкретного продукта – прибора,

устройства, технологии. Инженерную науку, по идее, должен активно поддерживать бизнес, поэтому у инженеров появляются дополнительные стимулы. Наряду с «научной славой», диссертациями, статьями в журналах (которые им, в принципе, не нужны — они только мешают хранить «ноу-хау») начинают цениться патенты, участие в малых коммерческих предприятиях и объем финансирования. Под влиянием этих мощных стимулов инженеры иногда совершают принципиальные изобретения, не имеющие под собой достаточного научного фундамента. Тем самым они могут опередить развитие фундаментальной науки (правда, ненадолго и ненадолго) и дать ей толчок вперед.

Таким образом, все три науки — фундаментальная, прикладная и инженерная — тесно связаны между собой. Однако их развитие происходит по-разному. Связь наук не означает, что какая-то из них менее важна. Всем им необходима поддержка.

Бизнесу, думающему о быстрой окупаемости инвестиций, выгоднее поддерживать технику.

Крупным корпорациям и министерствам, если они думают о более длительной перспективе, есть резон поддерживать прикладную науку.

Фундаментальная наука, чьи результаты обогащают знание и культуру, ориентирована на вечные ценности. Польза от нее может стать очевидной через много лет. Она должна поддерживаться только Госбюджетом и отчасти — государственными и частными благотворительными фондами. Если жалеть на нее деньги, умрут и прикладная, и инженерная науки.

Тем, кто управляет, хорошо бы знать об этих истинах, хотя бы в общих чертах.

Часто говорят о Российском бизнесе как об основном источнике, который якобы должен финансировать науку. Это невозможно. Бизнес может извлекать прибыль только из инженерной науки. Но нескоро — обычно через 3–5 лет после начала инвестирования. Реже через год. Обычная доходность — 5–10%. В исключительных случаях выше. А нашим бизнесменам, привыкшим делать деньги «из воздуха», нужна доходность не меньше 50%, причем сразу, максимум через полгода. Так не получится. Поэтому и мозги, и нефть, и деньги утекают за границу.

Во многих своих проявлениях бизнес является криминальным; он погряз в коррупции, которая охватывает и сферу нашей бюрократии.

Бытует мнение: во времена СССР был «железный занавес», талантливая молодежь была «заперта», вот и шла поневоле в науку или в шахматисты. Да! Мы не нажили ни дворцов на Лазурном берегу, ни яхт, ни домов на Рублевке. Но были счастливы; прежде всего, потому что востребованы! И наслаждались творчеством.

Настоящая книга именно об этом — как это было на конкретном примере — о создании противолодочной подводной ракеты.

И это — один из примеров модернизации, которая проводилась в СССР после победы над фашизмом в 1945 году. Говорят: вы работали на холодную войну за счет обнищания народа. Но даже если это отчасти и так, паритет в вооружениях дал возможность сохранить мир. Модернизация охватила космос,

ядерную энергетику, электронику, квантовую оптику, вычислительную технику. Именно «локомотив модернизации» создал мощную базу для обновления промышленности. Мы не хотим обсуждать вопрос: «почему этот прорыв не был использован для преобразования всего общества»? И почему после огромных сдвигов в общественно-политическом устройстве России успехи модернизации были растеряны и мы сейчас живем «на нефтяной игле»? Но, может быть, тот опыт, который накоплен нашим поколением «физиков», поможет объявленной ныне «новой модернизации»? По нашему мнению, надо меньше говорить о модернизации, а больше делать и помнить, что есть еще сохранение традиций, без чего нормальное развитие страны невозможно.

Вероятно, о прорывах в акустике меньше известно широкой публике и, прежде всего, думающей молодежи, чем о нашем прорыве в Космос. Предлагаемая книга именно о том, как и кем решалась одна из важнейших оборонных проблем. Это не просто научно-популярная книга. Первая ее часть — история создания противолодочной самонаводящейся подводной ракеты. Эта часть фактически отражает первую главу коллективной монографии, выдержавшей уже два издания [1, 2]. Ее автор — профессор А.В. Минаев. Вторая же часть — монография [3], написанная коллективом молодых физиков МГУ и выпускников физфака (редакторы — профессора А.В. Минаев и С.П. Стрелков), которая увидит свет и станет доступной читателям только сейчас, через столетия после ее написания. Конечно, многие задачи сегодня решались бы по-иному — и быстрее, и с большим успехом. Но наука имеет свою логику развития, а старые успехи физики и математики не устаревают, а вписываются в ее новое современное русло.

Мы надеемся, что читатель поймет и оценит тот вклад, который был сделан физиками в акустику подводных ракет. В послесловии мы хотим кратко представить горизонты современной акустики и описать роль физиков МГУ в ее развитии.

1. *Советская военная мощь от Сталина до Горбачева / Отв. ред. и рук. авт. коллектива А.В. Минаев. — М.: Изд. Дом «Военный парад», 1999.*
Авторский коллектив: А.А. Бриш, Е.С. Глубоков, Г.М. Корниенко, Ю.Д. Маслоков, А.В. Минаев, Ю.А. Мозжорин, Ф.И. Новоселов, В.В. Панов, А.П. Реутов, В.П. Стародубов, Н.С. Строев, В.Ф. Уткин, Ю.Б. Харитон
2. *Советская военная мощь. Том I (2-е изд. [1]). — М.: Изд. Дом «Оружие и технологии», 2010.*
3. *Гуськов Б.М., Минаев А.В., Орданович А.Е., Рендель Ю.С., Романовский Ю.М., Степанова Н.В., Хаминов Д.Е., Шеняевский Л.А., Шмальгаузен В.И.*
Вопросы шумообразования подводных ракет в приложении к задачам самонаведения / Под ред. А.В. Минаева и С.П. Стрелкова. — М.: 1968.

2. О ПОЛОЖЕНИИ ДЕЛ В РОССИЙСКОЙ НАУКЕ

В последние годы все научное сообщество обеспокоено падением престижа научного знания, оттоком талантливой молодежи из науки. Если ранее поступить на физфак МГУ или, например, на Физтех было мечтой, то сейчас конкурсы на юрфак, экономфак и МГИМО зашкаливают разумные уровни, а на «физиков» конкурс небольшой. Это чувствуют многие люди, болеющие за судьбы страны.

Поэтому все увеличивается число публикаций, в которых на конкретных примерах из жизни ученых и инженеров показывается, как решались важнейшие задачи развития нации и какой творческий подъем при этом испытывали участники этого процесса. Ниже приводится далеко не полный список книг, посвященных состоянию науки в России. Эти и другие книги по данной проблеме можно найти на сайтах в Интернете.

Г.И. Марчук: «Без науки Россия превратится в колонию» (См. «Наука в Сибири» N 34. 06.09.2007.)

С.Э. Шноль. Герои, злодеи, конформисты российской науки. Изд. 2-е, дополненное. — М.: Крон-пресс, 2001.

Н.Н. Моисеев. Быть или не быть человечеству. Ульяновский дом печати. 1999.

В.П.Эфраимсон. Генетика этики и эстетики. — СПб.: Талисман, 1995

О.В.Богданкевич. Лекции по экологии. —М.: Физматлит, 2002.

« КАК ЭТО БЫЛО...» (Составитель Вакуленко В.М. —М: ФИАН, 2006 г)

В.Ф. Турчин. Феномен науки, Кибернетический подход к эволюции». —М.: ЭТС, 2000

С.П. Капица, С.П. Курдюмов, Г.Г. Малинецкий. Синергетика и прогнозы будущего. —М.: УРСС, 2003.

Н.П. Бехтерева. Магия мозга и лабиринты жизни. —М.: АСТ; —СПб: Сова, 2008

Наш дом на Звенигородской: воспоминания, очерки, эссе о жителях дома, десяти российских академиках, прославивших отечественную науку" / Отв. ред. Б.С.Соколов, сост. М.М.Максимова, — М.: Наука 2009.

Книги о профессорах физического факультета МГУ: Климонтовиче, Стратоновиче, Гришанине, Кривченкове, Тихонове, Иваненко, Стрелкове, Теодорчике, Мигулине, Хохлове, Курдюмове, Фурсове и многих других ученых можно найти в Интернете на сайтах:

<http://spkurdyumov.narod.ru/CULTURE.htm>

<http://spkurdyumov.narod.ru/CULTURE.htm#Cu112>

<http://www.phys.msu.ru/rus/about/history/PUBLICATIONS/>

3. О РАЗВИТИИ АКУСТИКИ НА ФИЗИЧЕСКОМ ФАКУЛЬТЕТЕ МГУ

Приведем традиционное определение акустики, которое можно найти в Интернете и в различных энциклопедиях.

Акустика (от греч. ἀκούω (акúо) – слышу) – это наука о звуке, изучающая физическую природу звука и проблемы, связанные с его возникновением, распространением, восприятием и воздействием. Акустика является одним из направлений физики (механики), исследующее упругие колебания и волны от самых низких до высоких частот.

Это определение устарело. Лучше сказать более общими словами: акустика – это раздел прикладной (главным образом) физики, изучающий явления, связанные с механическими волнами (воздействием волн на частицы, среды, структуры), их взаимодействиями с волнами иной физической природы, а также возможности технических приложений этих явлений.

Фундаментальные и прикладные исследования в области акустики ведутся, часто дублируя друг друга, в семи Отделениях РАН. Прежде всего, ими занимаются специалисты по механике, математике, наукам о Земле, машиностроению, материаловедению и биологии. В качестве примеров приведем фамилии академиков, занимавшихся в разные годы акустикой, а также специальности, по которым они были избраны в Академию.

Андреев Н.Н. (акустика); Бреховских Л.М. (океанология); Акуличев В.А. (океанология); Бабешко В.А. (механика); Гуляев Ю.В. (материалы вычислительной техники и диагностика); Накоряков В.Е. (теплофизика); Нигматулин Р.И. (механика - океанология); Пустовойт В.И. (приборостроение); Алешин Н.П. (металлургия и диагностика материалов), Клюев В.В. (машиностроение), Руденко О.В. (физика и астрономия)

Трудно найти область человеческой деятельности от астрофизики и сейсмологии до медицины, архитектуры и музыки, где бы ни использовались приемы и методы акустики. Ниже мы кратко опишем успехи в области акустики и ее приложений на ряде кафедр физического факультета, нисколько не претендуя на полноту изложения.

3.1 Кафедра акустики Московского университета

Развитие акустики в МГУ имеет давнюю историю. В 1943 году была организована кафедра акустики, остающаяся и по сей день единственной кафедрой акустики в классических университетах России, готовящей физиков-акустиков. Родственная кафедра имеется лишь на радиофизическом факультете Нижегородского университета.

Однако, как и много лет тому назад, так и в наше время акустикой занимаются на ряде других кафедр физического факультета МГУ, а также на других

факультетах МГУ. Разумеется, о деятельности всех подразделений рассказать невозможно, поэтому мы ограничимся доступной нам информацией, да и то в очень малом объеме, относящейся к физическому факультету МГУ. В значительной степени мы базируемся на материале книги [1], составленной доктором физ.-мат.наук В.А.Гордиенко, а также на материалах, любезно предоставленных нам сотрудниками факультета.

Исследования в области акустики в Московском университете начались в конце XIX столетия с работ Н.А. Умова (1846–1915) и А.Г. Столетова (1839–1896).

В 1874 г. **Н.А. Умов** в своей диссертации «Уравнение движения энергии в телах» ввел понятие скорости и направления движения энергии. Вектор потока акустической энергии носит название **вектора Умова**.

А.Г. Столетов, инициатор создания физического института при Московском университете, в своих лекциях объединил акустику и оптику в один раздел, подчеркивая общность кинематики волновых движений.

Работы по акустике в Московском университете за период с 1894 г. по 1911 г.

1894 г. – П.Н. Лебедев. «Экспериментальное исследование пондеромоторного действия волн на резонаторы».

1903 г. – Н.П.Кастерин. «О распространении волн в неоднородной среде» (диссертация).

1903 г. – В.Я.Альтберг. «О давлении звуковых волн и абсолютном измерении силы звука».

1906 г. – В.Д.Зернов. «Сравнение методов измерения силы звука».

1907 г. – В.Я.Альтберг. «Определение длины волны с помощью дифракционной решетки».

1908 г. – В.Д.Зернов. «Об абсолютном измерении силы звука».

1909 г. – П.Н.Лебедев. «Фенометр».

В основе работ П.Н. Лебедева по световому давлению лежала идея о давлении волн любой природы на препятствия. Лебедев начал заниматься давлением волн именно с акустики, работая в Страсбурге над диссертацией (1881) под руководством Кундта и Гельмгольца. Лебедев и его ученики исследовали эффект давления звука и разработали методы измерения силы звука.

П.Н. Лебедев инициировал работы по распространению звука и ультразвука в воздухе. Были предложены новые методы получения коротких звуковых волн и измерения их длины.

П.Н. Лебедевым и Н.П. Неклепаевым обнаружено молекулярное поглощение звука в воздухе. С работами П.Н.Лебедева связана работа Н.П.Кастерина «О распространении волн в неоднородной среде». В ней обнаружена дисперсия звука в воздухе при наличии неоднородных включений (шаров, резонаторов).

Акустика в Московском университете в 1917-1944 гг.

1921–25 гг. – С.Я. Лифшиц в физическом институте МГУ исследует законы оптимальной реверберации в помещениях.

Начало 20-х годов – Н.Н. Андреев, читавший лекции в Московском университете, создает первую в СССР акустическую лабораторию в Электротехническом институте, созданном по указанию В.И. Ленина для научного обеспечения плана ГОЭЛРО.

1928–1931 гг. – С.Н. Ржевкин организует специализацию электроакустики слабых токов.

1930 и 1931 гг. – Выпуск первых университетских физиков-акустиков.

1931–1941 гг. – специализация по акустике на кафедре колебаний, которую возглавлял Л.И. Мандельштам.

1934 – 1941 гг. – обширный цикл работ по акустике Дворца Советов, соорудившегося на месте Храма Христа-спасителя, проводимый С.Н.Ржевкин-ным и рядом его учеников.

1943 г. – создание первой в СССР кафедры акустики на физическом факультете МГУ имени М.В. Ломоносова. 1944 г.– избрание С.Н. Ржевкина заведующим кафедрой.

Кафедра акустики Московского университета. Первые годы

Кафедра размещалась в двух маленьких комнатах подвального этажа. Штат состоял из профессора С.Н.Ржевкина, двух доцентов, трех ассистентов и лаборанта. Исследования проводились в области архитектурной акустики и гидроакустики (С.Н. Ржевкин, В.С. Нестеров, К.А. Велижанина, К.А. Батов), а также в области атмосферной акустики и приборостроения (В.А. Красильников, К.М. Иванов-Шиц). На кафедре читали лекции выдающиеся профессора Л.М.Бреховских, Ю.М. Сухаревский, В.В. Фурдуев.

На рубеже 40-50-х годов на кафедре создан векторный приемник (В.В. Филиппков, В.А. Добросклонский).

1951 г. – регистрация в море инфразвуковых волн (с частотами в несколько герц), вызванных штормом на расстоянии сотен километров с помощью приемников нового типа

1949-1953 гг. – участие С.Н. Ржевкина и кафедры в проектировании нового здания физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова.

1953 г. – переезд кафедры акустики в новые помещения на Ленинских горах.

Кафедра акустики Московского университета.

1960-2000 годы

60-е годы – начало работ по физике нелинейных колебаний и волн, по взаимодействиям фононов с фононами, электронами и магнонами (В.А. Красильников, Л.К. Зарембо, В.Е. Лямов). Эти работы привели к созданию нелинейной акустики.

1970-е г. – Начало работ по кристаллоакустике и акустоэлектронике (В.Е. Лямов, А.И. Коробов, И.Ю. Солодов, Б.А. Коршак). Реализована корреляционная обработка сигналов на поверхностных волнах. Наблюдался эффект акустической памяти на встречных ПАВ.

1975 г. – назначение зав. кафедрой акустики профессора В.А. Красильникова.

1976 г. – Ломоносовская премия МГУ – Красильников В.А., Зарембо Л.К. «За работы по нелинейной акустике»

1980 г. – Государственная премия СССР – Буров В.А. – за работы в области специального аппаратостроения.

1985 г. – Государственная премия СССР – Зарембо Л.К., Красильников В.А., Руденко О.В., Хохлов Р.В. и др. – за цикл «Разработка физических основ нелинейной акустики и ее приложений»

1987 г. – назначение профессора О.В.Руденко заведующим кафедрой акустики.

1991 г. – Ломоносовская премия МГУ – Руденко О.В., Карабутов А.А., Сапожников О.А. – за цикл работ «Мощные акустические пучки, самовоздействие разрывных волн, фокусировка импульсов и экстракорпоральная литотрипсия».

1997 г. – Государственная премия РФ Руденко О.В. – за цикл работ «Динамика интенсивных шумовых волн и нелинейных структур в средах без дисперсии»

2000 г. – Присуждение Красильникову В.А. премии им. Л.И. Мандельштама РАН (*посмертно*).

**Список некоторых монографий и учебных пособий,
написанных сотрудниками кафедры акустики**

1. Кафедре акустики физического факультета 60 лет. Юбилейный сборник / Под ред. В.А. Гордиенко. – М.: Изд. Физ. факультета МГУ, 2003.
2. С.Н. Ржевкин. Курс лекций по теории звука. – М.: Изд.МГУ, 1960.
3. В.А. Красильников. Звуковые и ультразвуковые волны. – М.: Наука, 1960.
4. Л.К. Зарембо, В.А. Красильников. Введение в нелинейную акустику. – М.: Наука, 1966.
5. А.А. Горюнов, А.В. Сасковец. Обратные задачи рассеяния в акустике. – М.: Изд.МГУ, 1989.
6. А.Н. Бархатов, Н.В. Горская, А.А. Горюнов, С.Н. Гурбатов, В.Г. Можаяев, О.В. Руденко. Акустика в задачах/ под ред. С.Н.Гурбатова и О.В.Руденко. – М.: Наука, 1996 - 1-е Изд.; Физматлит, 2009 – 2-е Изд .
7. П.С. Ланда. Нелинейные колебания и волны. –М.: Наука-Физматлит, 1997.
8. Х.Л. Лепнурм, П.Н. Кравчун. Краткий обзор органной культуры в СССР и современной России.– Казань, Изд. Каз. гос. консерватории, 1999.
9. П.Н. Кравчун. Органная «Атлантида» Ингерманландии и Карельского перешейка. СПб: Ассоциация органистов, 2009, 134 С.
10. В.А. Гордиенко. Экология, охрана труда и экологическая безопасность. / Под ред. В.И. Данилова-Данильяна.– М.: Изд. МНЭПУ, 2000.
11. О.В. Руденко, С.Н. Гурбатов, К.М. Хедберг. Нелинейная акустика в задачах и примерах. – М.: Физматлит, 2007. Trafford, 2010.
12. В.А. Гордиенко. Векторно-фазовые методы в акустике. М.: Физматлит, 2007.
13. С.Н. Гурбатов, О.В. Руденко, А.И. Саичев. Волны и структуры в нелинейных средах без дисперсии. – М.: Физматлит, 2008, С.498. Springer, 2011.
14. П.С. Ланда. Автоколебания в системах с конечным числом степеней свободы. -М.: URSS, 2009.
15. П.С. Ланда. Автоколебания в распределенных системах. -М.: URSS, 2009.
16. Ю.И. Неймарк, П.С. Ланда. Стохастические и хаотические колебания. -М.: URSS, 2009.
17. О.Ю. Сердобольская. Рассматривая старые фотографии. –М.: Изд.МГУ, 2011, С.200.

3.2 Исследования по акустооптике, акустоэлектронике и физической акустике на кафедре физики колебаний (в научной группе «Оптическая обработка информации»)

Вот как рассказывает В.Б. Волошинов о появлении новых направлений в области оптоэлектроники, акустооптики на кафедре физики колебаний в начале 60-ых годов.

Это направление деятельности было инициировано и поддержано Р.В. Хохловым, выпускником и в то время сотрудником кафедры физики колебаний. Необходимость разработки методов эффективного управления параметрами электромагнитного излучения была очевидной. Поэтому научная группа, возглавляемая Е.Р. Мустель и В.Н. Парыгиным – учеником Р.В. Хохлова, с 1963 года приступила к активным исследованиям акустооптического взаимодействия в акустически изотропных и анизотропных средах, а также применения дифракции света на акустических волнах для управления световыми потоками.

Исследование акустооптического взаимодействия проводилось В.Н. Парыгиным, Н.К. Манешиным, В.И. Балакшием и В.Б. Волошиновым, а в последние годы – Н.В.Поликарповой и А.С.Трушиным. Работы в области акустооптики и акустики велись по двум основным направлениям. Во-первых, изучалось влияние акустической и оптической анизотропии среды на характеристики световых и звуковых волн в кристаллах, а также на параметры дифракции света на ультразвуке. Во-вторых, анализировались особенности акустооптического взаимодействия волновых пучков, имеющих сложную пространственно-временную структуру. Значительная часть результатов, полученных в первые два десятилетия, представлена в монографиях [1,2].

В современных приборах широко применяются кристаллы с большой анизотропией упругих свойств. Исследование дифракции света в таких средах показало, что это явление оказывается более сложным и интересным по сравнению со взаимодействием в изотропной среде. Например, при Раман-Натовской дифракции света в кристаллах с большим углом между фазовой и групповой скоростью наблюдается асимметрия в интенсивностях дифракционных максимумов. Оказалось, что эта асимметрия характерна даже для нормального падения света на акустический волновой фронт, а в Брэгговском режиме дифракции анизотропия заметно сказывается на ширине полосы акустических частот дифракции [3]. Именно большая акустическая анизотропия двулучепреломляющей среды позволила наблюдать квазиколлинеарный режим дифракции, при котором совпадают потоки энергии светового и акустического пучков, а дифрагированный свет распространяется неколлинеарно вблизи исходного светового пучка в пределах звукового столба [4]. На основе квазиколлинеарной дифракции были созданы перестраиваемые акустооптические фильтры с рекордно высоким спектральным разрешением и исключительно низкой управляющей электрической мощностью. При создании перестраиваемых фильтров была решена задача эффективного и широкополосного возбуждения акустических

пучков в кристаллических материалах за счет преобразования акустических мод, а также с помощью согласования электрических и акустических параметров пьезоэлектрических преобразователей и акустооптических кристаллов.

При исследовании объемных акустических волн в кристаллах и периодических средах, характеризующихся исключительно большой анизотропией упругих свойств, были обнаружены ранее неизвестные случаи аномального отражения акустической энергии от границы раздела кристалл-вакуум [5, 6]. В частности, в кристалле парателлуриита было реализовано скользящее падение акустической энергии на свободную грань кристалла, сопровождающееся отражением (близким к обратному) акустического пучка от свободной грани кристалла [7]. Особенностью эффекта явился близкий или равный 100% коэффициент отражения акустической энергии от границы, разделяющей парателлурит и вакуум.

Список некоторых монографий и статей, написанных сотрудниками кафедры физики колебаний

1. В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985.
2. В.Н. Парыгин, В.И. Балакший. Оптическая обработка информации. М.: Изд-во МГУ, 1987.
3. В.Н. Парыгин, В.И. Балакший, В.Б. Волошинов. Электрооптика, акустооптика и оптическая обработка информации на кафедре физики колебаний МГУ, Радиотехника и электроника, 2001, т. 46, № 7, стр. 1-28.
4. V.B. Voloshinov, Close to collinear acousto-optic interaction in paratellurite crystal, Optical Engineering, 1992, v. 31, № 10, pp. 2089-2094.
5. В.Б. Волошинов, Н.В. Поликарпова, В.Г. Можаяев. Близкое к обратному отражение объемных акустических волн при скользящем падении в кристалле парателлуриита, Акустический журнал, 2006, т. 52, № 3, стр. 297-303.
6. V.B. Voloshinov, N.V. Polikarpova and N.F. Declercq. Reflection of Plane Elastic Waves in Tetragonal Crystals with Strong Anisotropy, Journal of Acoustical Society of America, 2009, vol. 125, N 2, pp. 772-779.
7. V.B. Voloshinov and N.V. Polikarpova. Acousto-optic Investigation of Propagation and Reflection of Acoustic Waves in Paratellurite Crystal., Applied Optics, 2009, vol. 48, N 7, pp. C55-C66.

3.3 Акустика на кафедре общей физики и волновых процессов (ОФВП)

Кафедра ОФВП образовалась в 1977 г. в результате объединения кафедры волновых процессов, которая была создана в 1965 году Р.В. Хохловым, и кафедры общей физики для механико-математического факультета, которой до 1974 года руководил С.П. Стрелков. С 1977 по 1991 год кафедрой ОФВП возглавлял С.А. Ахманов, с 1991 по 1998 год – Н.И. Коротеев. В 1999 году заведующим стал В.А. Макаров.

Профессор С.П. Стрелков – «воспитанник» школы по физике нелинейных колебаний академика Л.И. Мандельштама – был ведущим специалистом по аэроупругости. Многие его сотрудники изучали колебания сложных конструкций в потоке воздуха. Поэтому предложение А.В. Минаева заняться «ракетной тематикой» в этом коллективе было воспринято с интересом и энтузиазмом. Плодом работы и явилась монография «Вопросы шумообразования подводных ракет в приложении к задачам самонаведения».

Сейчас тот факт, что школа Р.В. Хохлова явилась колыбелью нелинейной оптики, является достоянием истории Российской физики. Историю становления нелинейной акустики на кафедре волновых процессов, берущую начало от двух основополагающих статей Р.В. Хохлова [1, 2], можно воссоздать в деталях по трем обзорам в журнале «Успехи Физических Наук» за июль 1986 г., посвященном 60-летию Р.В. Хохлова: С.А. Ахманова [3], Ф.В. Бункина, Ю.А. Кравцова и Г.А. Ляхова [4] и О.В. Руденко [5]. Авторы справедливо отмечают, что новые подходы в физике нелинейных волн, в том числе акустических, были сформулированы в работах Р.В. Хохлова, опубликованных в 1961 году [1, 2]. В них предложены методы расчета нелинейных взаимодействий, развивающихся по мере распространения волн – переходного процесса в пространстве, являющегося аналогом «временного переходного процесса» в колебательных системах. Уместно отметить, что популярный ныне термин «автоволна» также был предложен Хохловым в отзыве на диссертацию А.М. Жаботинского, посвященную волновым процессам в реакторах, в которых осуществляются колебательные химические реакции.

Можно считать, что нелинейная оптика и нелинейная акустика развивались в школе Хохлова «рука об руку». Многие его ученики и последователи, вооружившись идеями школы, перешли на другие кафедры физфака МГУ и в другие институты как у нас в стране, так и за рубежом.

Так, в 1970-х годах сотрудники кафедры О.В. Руденко и А.С. Чиркин выполнили цикл работ по физике шумовых нелинейных волн, сильно опережающих аналогичные зарубежные работы. Были развиты методы статистического описания нелинейных волн; изучены процессы генерации гармоник случайно-модулированными волнами, нелинейная трансформация спектра шумов, пространственная статистика диффразирующих пучков. При этом обнаружен ряд эффектов:

аномальное затухание регулярного сигнала из-за взаимодействия с шумовыми волнами, активное гашение низкочастотного шума при действии интенсивного гармонического возмущения, интенсивная генерация сплошного спектра квазигармоническим шумом и т.п. Фактически эти исследования заложили основы статистической нелинейной акустики. Важность этих исследований обусловлена наличием в природе и технике источников мощного шума и случайных полей большой интенсивности. Это – взрывные волны в атмосфере и океане, шумы реактивных двигателей, флуктуирующие сигналы гидролокаторов и т.п. За исследования интенсивных шумовых волн и нелинейных структур, проводившиеся в течение 1970-1990 годов, О.В. Руденко и А.С. Чиркин совместно с С.Н. Гурбатовым, А.Н. Малаховым и А.И. Саичевым (Нижегородский госуниверситет), С.А. Рыбаком (Акустический институт), Е.Н. Пелиновским (ИПФ РАН) и В.Е. Фридманом (НИРФИ) удостоены Государственной премии РФ в области науки и техники за 1997 г.

Исследования по оптоакустике на кафедре волновых процессов начались еще при Р.В. Хохлове и затем были продолжены в Международном лазерном центре МГУ.

Фундаментальные исследования в области оптоакустики велись с начала семидесятых годов и под руководством Л.М. Лямшева и К.А. Наугольных (Акустический институт имени Н.Н. Андреева), Ф.В. Бункина (Физический институт имени П.Н. Лебедева), С.А. Ахманова и О.В. Руденко (физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова). Так, в 1975-80 г.г. на кафедре общей физики и волновых процессов О.В. Руденко, А.А. Карабутовым, Е.Б. Черепецкой был разработан метод передаточных функций, позволяющий определять временные профили ультразвуковых импульсов, возникающих при термооптическом преобразовании. Позднее О.В. Руденко и В.Э. Гусев исследовали оптоакустические явления в полупроводниках. В 90-е годы В.Г. Андреев, А.А. Карабутов, О.В. Руденко, и О.А. Сапожников изучали оптоакустические концентраторы, а также исследовали фокусировку ультразвукового поля оптоакустического источника в задачах экстракорпоральной литотрипсии.

В Международном лазерном центре МГУ под руководством А.А. Карабутова были начаты работы по широкополосной акустической спектроскопии неоднородных сред. В 2001 году под им создан первый лазерный ультразвуковой дефектоскоп. Сегодня уже существует целая серия дефектоскопов с различными типами оптоакустических преобразователей. Эти приборы позволяют измерять скорости упругих волн с точностью менее десятой процента, исследовать напряженное деформированное состояние твердых материалов, а также решать широкий класс задач структуроскопии и дефектоскопии с последующей визуализацией неоднородностей. За работы в области оптоакустики были присуждены две премии Ленинского комсомола. Из МГУ ее получили А.А. Карабутов и Е.Б. Черепецкая в 1984 г. и В.Г. Андреев и В.Э. Гусев в 1987 г., а в 1991 г. за цикл работ «Мощные акустические пучки, самовоздействие разрывных волн, фокусировка импульсов и экстракорпоральная литотрипсия» была присуждена Ломоносовская премия Руденко О.В., Карабутову А.А. и Сапожникову О.А.

Лазерно-ультразвуковая дефектоскопия открыла новые горизонты в неразрушающем контроле и материаловедении. Работы в этой области сотрудников кафедры и Международного лазерного Центра МГУ А.А. Карабутова, И.М. Пеливанова, Н.Б. Подымовой получили международное признание. Сейчас идет активное внедрение этой технологии в аэро-космическую промышленность. Эти методы нашли применение и в горном деле; они представлены в монографии 2009 года с участием В.А. Макарова, Е.Б. Черепецкой и других.

С доброй улыбкой отметим, что в школе по нелинейной акустике, основанной Р.В. Хохловым, выросла плеяда талантливых женщин – известных специалистов в этой области: Е.А. Заболотская, Н.И. Пушкина, О.А. Васильева, Е.Б. Черепецкая, Н.Б. Подымова, В.А. Хохлова, Т.Д. Хохлова. Их имена обозначены в списке монографий и обзоров, их легко найти в Интернете.

Скажем также, что исследования по нелинейным волнам и новым многочисленным приложениям акустики широко проводились в сотрудничестве с Институтом общей физики РАН, Институтом прикладной физики РАН и Нижегородским университетом.

Список некоторых монографий и статей, написанных сотрудниками кафедры ОФВП

1. Хохлов Р.В. К теории ударных радиоволн в нелинейных линиях // Радиотехника и электроника. 1961. Т. 6. № 6. С. 917–925.
2. Хохлов Р.В. О распространении волн в нелинейных диспергирующих линиях // Радиотехника и электроника. 1961. Т. 6. № 7. С. 1116–1127.
3. Ахманов С.А. Метод Хохлова в теории нелинейных волн. УФН, т.149, вып 3, июль 1986, с 361-391.
4. Бункин Ф.В., Кравцов Ю.А., Ляхов Г.А. Акустические аналоги нелинейных оптических явлений. Там же, С. 391-412
5. Руденко О.В. Взаимодействия интенсивных шумовых волн. Там же, С. 413-448.
6. О.В. Руденко, С.И. Солюян. Теоретические основы нелинейной акустики. – М.: Наука, 1975, 288 С. (O.V. Rudenko, S.I. Soluyan. Theoretical Foundations of Nonlinear Acoustics. N-Y, Plenum, Consultants Bureau, 1977, 274 P.)
7. М.Б. Виноградова, О.В. Руденко, А.П. Сухоруков. Теория волн. – М.: Наука, 1979 - 1-е Изд., 384 С.; 1990 – 2-е Изд., 432 С.
8. Новиков Б.К., Руденко О.В., Тимошенко В.И. Нелинейная гидроакустика. Ленинград: Судостроение, 1981., С. (B.K.Novikov, O.V.Rudenko, V.I.Timoshenko. Nonlinear Underwater Acoustics. N-Y., Am.Inst.Phys., 1987)
9. Васильева О.А., Карабутов А.А., Лапшин Е.А., Руденко О.В. Взаимодействие одномерных волн в средах без дисперсии. М., МГУ. 1983, 152 с.

-
10. Бахвалов Н.С., Жилейкин Я.М., Заболотская Е.А. Нелинейная теория звуковых пучков. – М.: Наука. 1982. 176 с.
 11. Гусев В.Э., Карабутов А.А. Лазерная оптоакустика. М.: Наука, 1991, 306 с.
(Gusev V.E., Karabutov A.A Laser optoacoustics.- N.-Y., AIP Publ., 1993, 304 p.)
 12. А.А. Карабутов, В.А. Макаров, Е.Б. Черепецкая, В.Л. Шкуратник. Лазерно-звуковая спектроскопия горных пород. –М.: Изд. «Горная книга», 2008.
 13. Карабутов А.А. Лазерное возбуждение поверхностных акустических волн: новое направление в оптико-акустической спектроскопии твердого тела. УФН 1985, Т.147, вып.3, с.605-620.
 14. Karabutov A.A., Letokhov V.S., Podymova N.B. Time-resolved laser optoacoustic tomography of inhomogeneous media // Appl. Phys. B, 1996, 63(6), p.545-563.
 15. Tatiana Khokhlova, Ivan Pelivanov, Alexander Karabutov, “Advances in Optoacoustic Imaging,” Chapter 12 in Handbook of Photonics for Biomedical Science, Valery V. Tuchin, ed., CRC Press, Taylor & Francis Group, London, 2010, pp. 343-360.
 16. Пушкина Н.И., Хохлов Р.В. О параметрическом возбуждении второго звука первым звуком в жидком гелии-2. Письма ЖЭТФ 1974, 19, 11, с.672-676.
 17. Bailey M.R., Khokhlova V.A., Sapozhnikov O.A., Kargl S.G., and Crum L.A. Physical Mechanisms of the Therapeutic Effect of Ultrasound (A Review) Acoustical Physics, 2003, V.49, No.4, P.369-388.

3.4 Акустика на кафедре физики земли

ДРЕЙФ МАТЕРИКОВ

Работа в океане —
Чудо из чудес!
В космическом экране
Сияет Южный крест!

Планета для гарантии
Старается для нас
И производит в мантии
Базальтовый запас.

Экстаз возобновления
Крушит морское дно,
Под гул землетрясения
Все ширится оно...

Пожаром недр подвижны
Плывут материки —
Как будто пилигримы
Кочуют от тоски.

И вечность здесь — не вечна,
И постоянства нет!
Лишь путь на небе Млечный
Льет бесконечный свет.

Владимир Трухин, 1976

Ниже об исследовании акустических волн на кафедре физики Земли рассказывают заведующий кафедрой профессор В.И. Трухин и доцент В.Б. Смирнов.

Сейсмические волны представляют собой упругие акустические волны, распространяющимися в недрах Земли. Теория этих волн и их использование для решения геофизических задач является предметом сейсмологии — одного из основных направлений научных исследований кафедры физики Земли физического факультета МГУ.

Классическая задача сейсмологии заключается в исследовании строения планеты на основе анализа сейсмических волн. Ее решение позволяет отыскать распределения скоростей упругих волн внутри Земли по данным наблюдений на поверхности. Полученные сведения являются основным источником информации о строении Земли.

Такая задача относится к классу обратных некорректных задач. В 70-х годах прошлого века на кафедре физики Земли под руководством члена-корреспондента РАН Е.Ф. Саваренского совместно с группой сотрудников кафедры математики, возглавляемой профессором В.Б.Гласко, были решены задачи восстановления структуры верхних частей Земли по данным о дисперсии поверхностных сейсмических волн [1]. Был дан строгий анализ этой проблемы с позиций теории обратных задач, получены фундаментальные результаты с использованием методов регуляризации, разработанных академиком А.Н. Тихоновым. Удалось кардинально повысить надежность интерпретации сейсмологических данных и положить начало новому направлению в теории поверхностных волн.

Для проведения сейсмологических исследований в океанических областях на кафедре физики Земли под руководством ученика Е.Ф. Саваренского, члена-корреспондента РАН Л.Н. Рыкунова [2] в конце 60-х годов прошлого века были разработаны первые отечественные автономные донные сейсмические станции. Их использование в морских экспедициях в Индийском, Тихом и Атлантическом океанах позволило получить ценнейшую информацию о строении и сейсмичности океанического дна. Впоследствии донные станции были модифицированы в сухопутный вариант, что дало возможность проводить исследования в труднодоступных сейсмоактивных районах, таких, как Камчатка, Исландия, Восточно-африканская рифтовая система и др.

Другое направление, основанное Л.Н. Рыкуновым, связано с изучением сейсмоакустических шумов Земли. Шумы, называемые микросейсмами, обусловлены как внешними по отношению к земной коре источниками (в основном, гидрометеорологическими и антропогенными), так и актами микроразрушений в самой коре. Эти «микроскопические землетрясения» создают шумы, которые можно использовать для исследования процессов разрушения вещества Земли. Это направление получило название «сейсмология микромасштаба».

Современные исследования, проводимые в лаборатории сейсмологии кафедры физики Земли под руководством ученика Л.Н. Рыкунова, доцента В.Б. Смирнова [3, 4], сосредоточены на изучении физики очага землетрясения

и сейсмического процесса в целом. Физическое понимание сейсмического процесса как разномасштабного разрушения неоднородного материала литосферы Земли является основой разработки методов мониторинга сейсмической опасности и прогноза землетрясений.

В лаборатории сейсмологии начаты исследования по программе сейсмометрического (вибрационного) мониторинга высотных зданий, инициировавшие формирование ректором МГУ академиком В.А. Садовничим в 2007 г. межкаультетского проекта мониторинга высотного здания МГУ.

Безусловно, самые разные исследования сейсмических волн и по акустическому зондированию земной коры ведутся во многих научных центрах России. Смотри, например [5], сборники Объединенного Института физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, М.: Наука 1977, 1981, 1987, 1991, 1994, 1997, монографию Ю.В. Ризниченко [6]. Заметим, что в зарубежной литературе наряду с обычным термином «сейсмическая волна» часто используется «акустический» термин «подземный звук» [7].

Список некоторых монографий и статей, написанных сотрудниками кафедры физики Земли

1. Саваренский Е.Ф., Гласко В.Б. Методы регуляризации и проблема единственности при исследовании региональных плоскостойких структур // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1977. № 1. С. 10-18.
2. Рыкунов Л.Н., Седов В.В., Саврина Л.А., Бурмин В.Ю. Сейсмологические наблюдения на дне океана // Океанология: геофизика океана. Т. 1. Геофизика океанского дна. М.: Наука, 1979. Гл. 4. С. 65-77.
3. Рыкунов Л.Н., Смирнов В.Б. Сейсмология микромасштаба // Вулканология и сейсмология. 1992. № 3. С. 3-15.
4. Смирнов В.Б. Оценка длительности цикла разрушения литосферы Земли по данным каталогов землетрясений // Физика Земли. 2003. № 10. С. 13-32.
5. Проблемы геофизики XXI века. Сб. научных трудов в двух книгах Ответственный редактор член-корреспондент РАН А.В. Николаев. М.: Наука. 2003.
6. Ризниченко Ю.В. Проблемы сейсмологии М.: Наука 1985.
7. White J.E. Underground Sound: Application of Seismic Waves. Elsevier Science Ltd, 1983.

4. «ЗАТО МЫ ДЕЛАЕМ РАКЕТЫ И ПЕРЕКРЫЛИ ЕНИСЕЙ, И ДАЖЕ В ОБЛАСТИ БАЛЕТА МЫ ВПЕРЕДИ ПЛАНЕТЫ ВСЕЙ...» (небольшое лирическое отступление)

Уместно вспомнить, как шел «процесс» создания ракеты. Об этом уже говорилось в части I. Сосредоточимся здесь на роли группы сотрудников физического факультета МГУ. Почти все они принимали участие в написании монографии (см. часть II). Фотографии участников проекта представлены на вкладках.

Кафедры, руководимые профессорами С.П. Стрелковым и С.Н. Ржевкиным (а затем В.А. Красильниковым) были связаны хоздоговорами с НИИ, о которых говорилось в части I, с 1958 по 1974 годы. Конечно, дело не сводилось только к кабинетной и лабораторной деятельности – созданию аппаратуры, обработке результатов и написанию отчетов. Исполнители и заказчики испытывали свою аппаратуру в экспедициях на Черном море. Многомесячная работа на морских полигонах и кораблях, в частности, в Феодосии и Сухуми, спаяли коллектив.

Ежедневное решение больших и малых проблем, взаимодействие с заказчиками, моряками, местными инженерами и начальством в «разных званиях» выработало у нас боевые качества и взаимовыручку. Без взаимопомощи и неформального подхода ко всем делам при наличии «секретности» было бы невозможно ни выйти в море, ни достать за два дня десяток дорогущих серебряно-цинковых аккумуляторов. Конечно, было и деловое соперничество, но дружба и взаимовыручка всегда стояли у нас на первом месте. Наши руководители – заведующие кафедрами, а также начальники НИИ-заказчиков всегда были доступны для общения, сами участвовали в морских испытаниях.

Как и положено, «в экспедициях» все столовались вместе. Дежурные стряпали. Картошку жарили на огромной сковороде. Малосольные огурцы делали в ведре, причем быстро, за несколько часов. Для этого огурцы надо было надрезать и залить теплым рассолом. Пили дешевое домашнее вино.

В нашем распоряжении была и грузовая машина. На ней из университета завозили приборы и прочее оборудование. Юрий Гаврилович Оксюкевич, который сопровождал груз, закупал по дешевке в пути пару мешков картошки. Машиной мы пользовались и в выходные. Объехали все доступные перевалы. Дружили с гостеприимными и абсолютно мирными местными жителями разных национальностей. Каждый из нас запомнил на всю жизнь заплывы в море на многие сотни метров от берега...

В нашем быту случались разные курьезные эпизоды. Так в «холерное» лето 1972 года мы работали в филиале Акустического института в АН в Сухуми. У нашего шофера открылся большой жар. Он начал бредить и потерял сознание. Надо было срочно вызывать «скорую». Но это означало, что нас вместе

с хозяевами дома, в котором мы квартировались, немедля отташат в «карантин» – мало благоустроенную территорию на краю города. Решили «скорую» не вызывать, а лечить доступными средствами. Прежде всего, решили промыть бедолаге внутренности раствором марганцовки. Через пару часов это подействовало. Шофер очухался и признался, что наелся мака на соседнем огороде. «Когда был на действительной службе в армии на Дальнем востоке, так мы частенько делали» – сознался он.

В дни, когда море штормило, мы отлаживали самописцы и усилители. Дискусии не прекращались. Как говаривал Лев Шенявский: «Дома о работе, на работе о бабах...». А разве забудешь, как заглох мотор на шлюпке, в которой находились Виктор Слудский и Юрий Романовский? Они зачали «ракету», начиненную аппаратурой, вынырнувшую на испытаниях, и должны были притащить ее к берегу. Однако в такой связке их начало уносить в море. Дело было к вечеру. На их удачу местные морячки из «береговой команды» отправились на катере на рыбалку. Они-то и спасли ученых.

В части I книги А.В.Минаев уже описал испытания, в которых измерялись шумы порохового двигателя. При этом «ракета» опускалась в море с борта ГКС – судна, предназначенного для измерения акустических сигналов. Летом 1959 года на море вблизи Феодосии мы в очередной раз изучали шумы ракеты. Ракета, конечно, была без боевого заряда. Она крепилась у борта так, чтобы после включения порохового двигателя могла уйти вниз. Затем, по заданной программе сигналов, поступающих на ее рули, ракета описывала нужную траекторию. После этого она всплывала, и ее отлавливали. Вынимали из «нутра» записывающую аппаратуру и записи на магнитных лентах.

Итак, такой вот был случай. Три ракеты длиной шесть метров с пороховыми зарядами лежат на палубе, четвертая закреплена у борта. Включаем рубильник. Огненная струя газов вырывается из двигателя. Ракета уходит вниз и уже через десяток секунд выныривает носом вверх всего в нескольких метрах от борта. На палубе «немая сцена». Некоторые, спасаясь, умудрились протиснуться в палубные люки. В одном из них застряли двое. Слава Богу, ракета вернулась в воду, не задев корабля...

Вот еще один эпизод из натуральных испытаний наших изделий (*по рассказу Ю.М. Романовского*).

«Дело было в Феодосии. Был задуман комплексный эксперимент. В море вышла целая эскадра: две подводные лодки, ГКС-17 – корабль, оборудованный акустической аппаратурой, с нашей группой и ракетами на борту, и несколько катеров, предназначенных для вылова всплывающих ракет. Ракеты пускались, как уже описывалось, и должны были среагировать на шум подводных лодок. Для контроля в море устанавливался и стационарный источник шума – так называемый «звонок». Он представлял собой герметический стальной цилиндр, внутри которого помещался электромотор. На оси мотора закреплялись кулачки, которые при вращении мотора ударялись о стенки цилиндра и издавали

«звон». Питание звонка осуществлялось от аккумуляторов по 100-метровому кабелю, на котором он и вывешивался (или погружался в море) со шлюпки.

Выставляя звонок в море должен был я. Звонок с кабелем, пара серебряно-цинковых аккумуляторов, я с шестью матросами расположились прямо в шлюпке, закрепленной на палубе. Затем шлюпка с помощью специального крана вывешивалась в воздухе и, качаясь, опускалась за борт. Волнение в тот день было 2-3 балла, поэтому шлюпку болтало из стороны в сторону. Пока мы отгребали метров за 500 от ГКС, меня уже сильно укачало, и я сидел, одной рукой держась за борт шлюпки, а другой – обнимая аккумуляторы. В шлюпке уже полно воды. Похоже, она давно не была на плаву и разохлась. Опускаю звонок вниз. Ракета пущена! Звонок включен. Все это заняло не более минуты. Вода уже заполнила шлюпку наполовину. Но она не тонет! Я тогда впервые узнал, что под банками шлюпки и вдоль бортов располагаются поплавки, которые обеспечивают ее плавучесть. Я продолжаю обнимать аккумуляторы, но их заливают морская вода, и ток утечки пощипывает мои руки. Подходим к борту ГКС, качка усиливается. Нас цепляют за тросы крана и начинают тянуть вверх. Вода льется из щелей, и шлюпка бьется о борт. Собравшиеся на палубе смеются...

Описанный натуральный эксперимент был типичным для исследования работы акустических антенн, находящихся в головке ракеты. Микрофоны воспринимали внешний шумовой сигнал от звонка на фоне шумов, возникающих при движении самой ракеты. Все сигналы записывались на магнитную ленту. Затем записи анализировались уже в условиях лаборатории. В нашей монографии (часть II) обсуждаются такие опыты. Конечно, в других случаях записывались сигналы не от звонка, а шум подводных лодок, попадающий в диаграмму направленности приемной антенны.

Заметим, что 40-50 лет тому назад и в помине не было тех записывающих миниатюрных устройств, которыми пользуются сейчас сотни миллионов молодых людей. Все приходилось разрабатывать и изготавливать самим».

К сожалению, у нас не сохранились фотографии, связанные с нашей морской деятельностью – все было секретно. Да и фото – «мыльниц» или мобильных, коими сейчас вооружены все тинэйджеры, у нас в те времена не было. А жили-то очень скромно – укладывались «в командировочные»...

Авторы «Послесловия» очень надеются, что приведенные здесь фактические данные о развитии акустики и ее приложений в МГУ, а также личные воспоминания участников – это конкретный пример и повод воссоздать в памяти живую атмосферу тех лет, когда люди делали дело, а человеческая порядочность и интеллект ценились превыше всего.

Научное издание

**ПРОТИВОЛОДОЧНЫЕ ПОДВОДНЫЕ РАКЕТЫ.
Физические проблемы
и история создания акустических систем наведения.**

Подписано в печать 15.09.2011 г.
Формат 170×240. Объем 13 п.л.
Тираж ????. Заказ №.....

Физический факультет МГУ им. Ломоносова
119991, ГСП-1, Москва, Ленинские горы, д.1, стр. 2

Отпечатано в типографии МГУ имени М.В. Ломоносова
119991, ГСП-1, г. Москва, Ленинские Горы, д.1, стр.15



С.П. Стрелков



Р.В. Хохлов



слева-направо:

Л.К. Зарембо, В.А. Красильников, С.Н. Ржевкин



А.В. Минаев



Ю.М. Романовский



О.В. Руденко



В.И. Трухин



Б.М. Гуськов



Д.В. Хаминов



*слева А.Е. Орданович,
справа В.И. Шмальгаузен*



Ю.С. Рендель



слева Н.В. Степанова,
справа В.И. Шмальгаузен



Л.А. Шенявский



На отдыхе в Сухуми.
Слева направо: Ф.Ф. Климко, Н.В. Степанова,
Ю.М. Романовский, Ю.Г. Оксюкевич



**А.В.Минаев и С.П. Стрелков – руководители
коллектива исследователей и редакторы монографии
«Вопросы шумообразования подводных ракет
в приложении к задачам самонаведения»**