

П-1672

ИЗВЕСТИЯ  
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ  
АКАДЕМИИ НАУК  
СССР



СЕРИЯ ТЕХНИЧЕСКИХ НАУК

ВЫПУСК 1

НОВОСИБИРСК

1963

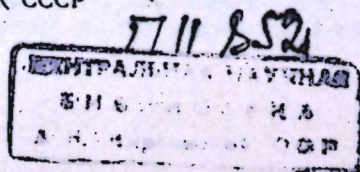
М-167/2

ИЗВЕСТИЯ  
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ  
АКАДЕМИИ НАУК  
СССР

2

СЕРИЯ ТЕХНИЧЕСКИХ НАУК  
вып. I

ИЗДАТЕЛЬСТВО  
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ  
АКАДЕМИИ НАУК СССР  
1963



В целях более быстрого ознакомления научной общественности с результатами исследований сибирских ученых журнал «Известия Сибирского отделения Академии наук СССР» с января 1963 г. разделен на четыре серии по основным научным направлениям, соответственно имеющимся в нем разделам (общественные науки, технические, химические и биолого-медицинские).

В течение 1963 г. в каждой серии выйдет три номера объемом по 10 печ. листов.

Серия техническая рассчитана на широкий круг работников научно-исследовательских учреждений и вузов, специалистов промышленности и заводских лабораторий.

В журнале публикуются итоги теоретических и экспериментальных работ в области теоретической и прикладной механики, горного дела, электроники и энергетики, автоматики и электрометрии, радиофизики и электроники, гидродинамики, металлургии и других направлений технического профиля, разрабатываемых в институтах Сибирского отделения АН СССР. Журнал печатает также статьи методического характера и обзоры, краткие сообщения и критико-библиографические материалы. В разделе «Хроника» систематически освещается жизнь научных учреждений Сибирского отделения АН СССР.

Редакционная коллегия рассчитывает на активное участие в работе журнала сотрудников научных учреждений Сибири и Дальнего Востока и практических работников производства. Успех журнала будет зависеть главным образом от актуальности и ценности представляемых к публикации материалов.

Все замечания и предложения по журналу просим направлять в редакцию (Новосибирск, ул. Советская, 20, комн. 401).

Редакционная коллегия

#### РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

Гл. редактор акад. С. Л. Соболев, зам. гл. редактора чл.-корр. Т. Ф. Горбачев, д-р техн. наук Н. А. Желтухин, чл.-корр. К. Б. Карандеев (отв. редактор серии), д-р физ.-мат. наук Л. В. Киренский, д-р техн. наук К. Н. Коржавин, канд. техн. наук М. М. Савакин, д-р техн. наук В. К. Щербаков.

Адрес редакции: г. Новосибирск, ул. Советская, 20, ком. 401.

## РЕШЕНИЯ НОЯБРЬСКОГО ПЛЕНУМА ЦК КПСС — ОСНОВА ДАЛЬНЕЙШЕГО РАЗВИТИЯ НАУКИ

Наша страна имеет большие достижения во всех областях народного хозяйства, науки, техники и культуры. Советский народ успешно идет вперед по пути построения коммунистического общества. Эти успехи явились результатом бурного роста экономики Советского Союза, небывалого расцвета передовой советской науки и техники, самоотверженного труда советских людей. Достижения наших ученых, инженеров и техников, их смелый поиск и решение сложнейших вопросов науки и техники известны всему миру.

Программа КПСС, принятая XXII съездом партии, обобщив современное состояние и перспективы развития науки, техники и производства и дав характеристику материально-технической базы и производительных сил коммунизма, наметила ряд направлений, определяющих рост производительных сил в настоящее время. Это в первую очередь полная электрификация народного хозяйства, совершенствование техники, механизация и организация общественного производства, комплексная механизация и автоматизация, широкое применение химии, всемерное развитие новых, экономически эффективных отраслей производства, всестороннее рациональное использование природных и трудовых ресурсов, быстрые темпы научно-технического прогресса и высокий культурно-технический уровень трудящихся.

Программа КПСС подчеркивает, что в условиях коммунизма «наука станет в полной мере непосредственной производительной силой». Этот процесс превращения науки в непосредственную производительную силу обусловлен всем ходом развития производительных сил нашей страны. Он складывался на основе широкого развития самой науки, изменений характера производства под влиянием науки и изменения роли человека в производстве материальных благ в результате Великой Октябрьской социалистической революции.

Исключительные успехи естественных наук, мощное развитие математики, взаимодействие и взаимопроникновение идей естествознания, распространение понятий и методов математики сделали возможным их использование в различных отраслях науки и техники.

Особенно плодотворно развивается физика. Физические методы исследования внедряются во все области естествознания и техники. Связи между этими науками непрерывно развиваются, взаимно обогащая их. Достижения в области математики, физики и химии способствовали быстрому развитию биологии, привели к образованию специальных отраслей знания: биохимии, биофизики и биоматематики. Теоретические и экспериментальные исследования оказывают все более революционизирующее влияние на производство.

«Теоретические исследования, — указывается в Программе КПСС, — получают самое широкое развитие, в первую очередь в таких определяющих областях технического прогресса, как электрификация всей страны, комплексная механизация и автоматизация производства, транспорта и

связи, химизация важнейших отраслей народного хозяйства, производственное применение атомной энергии».

Наука, игравшая ранее подсобную роль, теперь становится важнейшим фактором роста производительных сил. Ей принадлежит ведущая роль в решении широкого круга научных проблем, связанных с задачами построения коммунистического общества.

Базой всякого производства являются энергетика, новые материалы и исходные вещества, методы и средства измерения, контроля и управления производственными процессами. Прогресс в каждой из этих отраслей связан с использованием достижений современной науки.

В Программе КПСС электрификация народного хозяйства занимает первое место в соответствии с известной формулой В. И. Ленина: «Коммунизм — это есть Советская власть плюс электрификация всей страны». Современная наука направлена на выявление и использование новых энергетических ресурсов. Потенциальные запасы различных видов энергии неисчерпаемы. Задача науки состоит в том, чтобы овладеть ими.

Развитие физики твердого тела позволяет получать новые сверхпрочные материалы, крайне необходимые для современной техники. Химия, изменяя строение веществ, создает все новые материалы, превосходящие по своим качествам природные соединения.

Достижения современной науки широко используются для совершенствования существующих и изыскания новых, более эффективных методов разведки полезных ископаемых.

Основой технического прогресса в наши дни является комплексная автоматизация производственных процессов на базе широкого применения вычислительной техники. В этой области особое значение приобретает разработка теории вычислительных, управляющих и информационных машин.

Выступая на ноябрьском Пленуме ЦК КПСС, президент Академии наук СССР М. В. Келдыш сообщил, что развитие молекулярной электроники «нацелено на создание компактных устройств, содержащих в одном кубическом сантиметре сотни тысяч и миллионы элементов, что приближается к плотности распределения нейтронов в мозгу человека».

Могущество науки сейчас настолько велико, что уже рождаются научные идеи новой революции в технике. Ярким примером начала такой революции служат работы советских ученых по безмашинному получению электроэнергии. Реальной становится задача создания безмашинных термоэлектрических преобразователей с высоким коэффициентом полезного действия. Решение этой проблемы будет означать колоссальный переворот в энергетике, так как сделает ненужными высокие механические системы, являющиеся промежуточными преобразователями тепловой энергии в электрическую.

Другой путь перехода к безмашинному производству лежит через использование биологических законов и процессов в производстве, благодаря чему открываются поистине сказочные перспективы в его развитии. Конечно, это дело более или менее отдаленного будущего.

Внедрение достижений науки постепенно меняет место и роль человека в производстве. Сейчас он является непосредственным участником производственного процесса, так как успех производства зависит от количества затраченного человеческого труда. По мере создания и развития материально-технической базы коммунизма, совершенствования производства и усиления воздействия на него науки эффективность производства будет определяться уже не непосредственными затратами

живого труда, а общим уровнем науки и степенью ее технического использования. Первоначально за человеком сохраняются функции наблюдения и контроля за производственными процессами. Впоследствии эти функции перейдут к новым автоматическим системам, созданным человеком.

Качественное преобразование производства на научной основе — это длительный процесс, связанный с дальнейшим развитием науки и борьбы за технический прогресс в направлениях, указанных Программой КПСС.

Ноябрьский Пленум ЦК КПСС еще более конкретизировал решения XXII съезда партии о связи науки с производственной деятельностью во всех отраслях народного хозяйства.

Н. С. Хрущев говорил на Пленуме: «Наука не может развиваться, не опираясь на производство. Производство не может развиваться, не опираясь на науку. Поэтому эти две силы взаимосвязаны, одна другую дополняет и одна другую оплодотворяет. Только при таком положении действительно могут двигаться вперед и наука, и производство на основе науки». И далее: «Технический прогресс — эта та ключевая позиция, при помощи которой мы сможем успешно решать задачи создания материально-технической базы коммунизма и достигнуть высшей производительности труда».

В решениях Пленума подчеркивается задача объединения и координации сил научных и проектных организаций для проведения единой технической политики в отраслях народного хозяйства, что приведет к осуществлению специализации производства в широких масштабах.

Участники Пленума говорили о том, что ученые, инженеры, конструкторы и рабочие хотят, чтобы их энергия и творческие поиски помогли внедрению достижений науки и техники в производство.

Крупные недостатки в управлении, разобщенность в работе многих конструкторских и научно-исследовательских организаций до последнего времени мешали использовать все преимущества социалистической системы в сфере научно-технического прогресса.

Ноябрьский Пленум ЦК КПСС поставил одной из первоочередных задач осуществление единой технической политики в развитии народного хозяйства.

С этой целью ведущие научно-исследовательские и проектные институты и конструкторские бюро страны передаются в ведение государственных комитетов по отраслям промышленности. Государственный комитет Совета Министров СССР по координации научно-исследовательских работ, Президиум Академии наук СССР совместно с Советами Министров союзных республик призваны разработать предложения по улучшению деятельности Академии наук СССР и Академий наук союзных республик, чтобы сосредоточить научные силы на задачах, непосредственно связанных с развитием производства.

Ведущие отраслевые институты должны широко развивать исследовательские и экспериментальные работы по изысканию наиболее выгоднейших путей применения научных знаний к решению практических задач. Осуществляться это будет через систему конструкторских бюро заводов и проектных институтов, находящихся в ведении отраслевых комитетов.

Сейчас в свете решений ноябрьского Пленума ЦК КПСС в связи с перестройкой партийного руководства народным хозяйством страны решающее значение приобретает умение организовать претворение в жизнь политической линии партии и на ее основе проводить единую техни-

ческую политику в народном хозяйстве, координировать научно-исследовательскую деятельность.

Решения ноябрьского Пленума ЦК КПСС являются собой новый пример подлинно ленинской заботы о развитии науки, торжества ленинских принципов, укрепления связи науки с практикой коммунистического строительства, превращения науки в непосредственную производительную силу коммунистического общества.

Б. В. ВОЙЦЕХОВСКИЙ, В. П. НИКОЛАЕВ, В. М. ДУДИН,  
О. Ф. МАЙЕР, Г. П. ЧЕРМЕНСКИЙ

### НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАЗРУШЕНИЯ ГОРНЫХ ПОРОД ИМПУЛЬСНЫМ ВОДОМЕТОМ

В 1961 г. в отделе быстропротекающих процессов Института гидродинамики СО АН СССР на основании ранее проведенных теоретических и экспериментальных исследований [1] создан импульсный водомет ИВ-4, который может быть применен в горнодобывающей промышленности для разрушения горных пород. С целью определения эффективности разрушения горных пород в октябре — ноябре 1961 г. проведены стендовые испытания водомета\*. Из-за тяжелых зимних условий испытания не были окончены, но уже полученные данные дают некоторое представление о применимости импульсных водометов. Импульсный водомет ИВ-4 развивал динамический напор струи при выходе из насадка примерно  $5000 \text{ кг/см}^2$ .

Необходимо отметить, что давление, развиваемое водометом, сильно зависит от правильного выбора насадка\*\* согласно выражению

$$P = \frac{k}{d^4},$$

где  $k$  — константа, зависящая от конструкции водомета;  
 $d$  — выходной диаметр насадка.

Испытания проводились в 2 этапа.

1 этап. Определение эффективности разрушения песчаника с коэффициентом крепости  $f=5\div 5,5$  (по Протодьконову) в условиях полного обнажения всех плоскостей блока.

Для этого из Донбасса был доставлен блок светло-коричневого песчаника с размерами  $1300 \times 1100 \times 700 \text{ мм}$  (объем  $1 \text{ м}^3$ ). Коэффициент крепости определялся раздавливанием кубиков правильной формы.

Глыба песчаника расстреливалась с расстояния  $850\text{--}950 \text{ мм}$  от насадка водомета (рис. 1) с разных сторон — поперек и вдоль напластования.

В результате наблюдений выяснилось, что процесс разрушения песчаника происходит следующим образом (при стрельбе поперек напластования): вначале несколькими выстрелами ( $3\div 5$ ) в горной породе образуются трещины и небольшие вывалы, а затем струя, при последующих выстрелах, проникает в эти трещины и, работая, как гидравлический клин, откалывает куски породы, образуя конусные воронки (рис. 2).

\* В подготовке и проведении испытаний, кроме авторов, принимали участие Н. Ф. Оленьков, А. А. Килин, В. И. Копылов, М. Ф. Гладких, И. И. Мельников и др.

\*\* В некоторых организациях при опробовании водомета диаметр насадка без должных оснований завывшался, что приводило к резкому снижению динамического напора, а энергия поршня в основном терялась на тормозе.

Так, в опыте № 1 после 9-го выстрела откололось  $30 \text{ дм}^3$ ;  
 » № 2 » 6-го » »  $88 \text{ дм}^3$ ;  
 » № 5 » 12-го » »  $54 \text{ дм}^3$  и т. д.

При ударе струи о породу образуется уплотненное ядро, которое, создавая растягивающие напряжения в горной породе, и образует трещины. Наличие уплотненного ядра хорошо наблюдалось при стрельбе

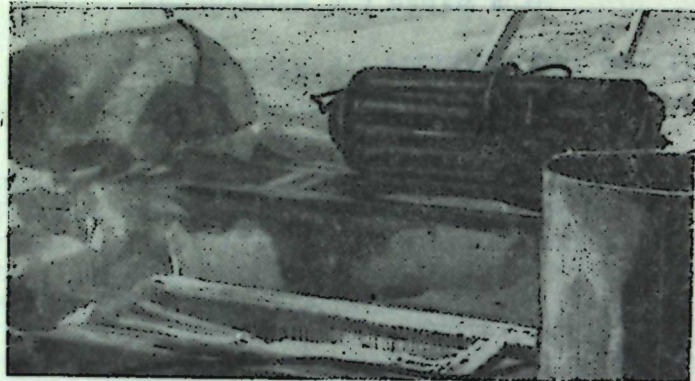


Рис. 1. После 37 выстрелов блок песчаника раскололся пополам.

по стопке кирпичей (10–14 шт.), когда в последних, неразлетевшихся кирпичах были ясно видны его остатки.

Интересно отметить, что угол скалывания, образующийся при разрушении песчаника импульсными струями, колеблется в пределах  $26 \div 30^\circ$ , что хорошо согласуется с углами скалывания при разрушении таких же пород ударным сколом и резанием [2].

На основании проведенных замеров построен график зависимости объема разрушенного песчаника от количества выстрелов в одну точку (рис. 3). Из графика видно, что после 3–5 выстрелов в одну точку разрушенный объем невелик (до  $100 \text{ см}^3$ ), а при последующих выстрелах происходит резкое увеличение отбиваемого объема горной породы.

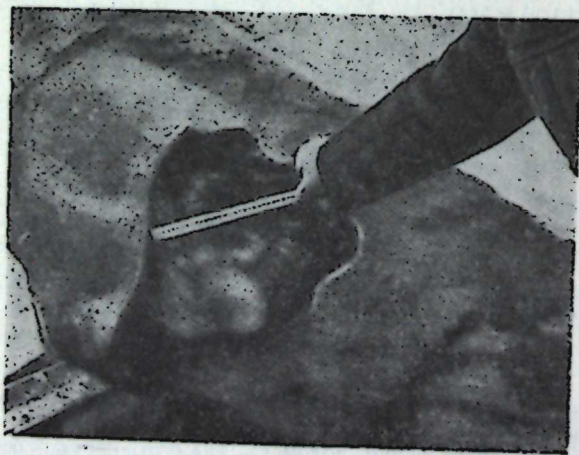


Рис. 2. Стрельба поперек слоев песчаника. После 12-го выстрела лунка в  $340$ ;  $h=70 \text{ мм}$ .

В опыте № 3, когда стрельба производилась вдоль напластования, с первого же выстрела откололся кусок объемом  $25 \text{ дм}^3$  (рис. 4). В месте откола был виден след небольшой старой трещины. Это еще раз подтверждает, что разрушение импульсными струями происходит эффективно, если в горной породе имеются трещины. После 37 выстрелов блок песчаника раскололся примерно пополам (см. рис. 1).

2 этап. Определение эффективности разрушения известняка с коэффициентом крепости  $f=7-8$  (по Протодьяконову) в условиях обнажения только одной плоскости.

Для этой цели из блоков известняка объемом до  $0,5 \text{ м}^3$  был сложен и залит цементным раствором стенд с размерами  $2500 \times 2500 \times 3000 \text{ мм}$ .

Известняк темно-серого цвета с прожилками кварцитов взят из Шапуновского карьера г. Искитима Новосибирской области. Коэффициент крепости известняка определялся раздавливанием образцов неправильной формы. В цементном растворе, составленном в пропорции 1 : 3, применялся цемент марки 400. Период схватывания цементного раствора составил 1 месяц.

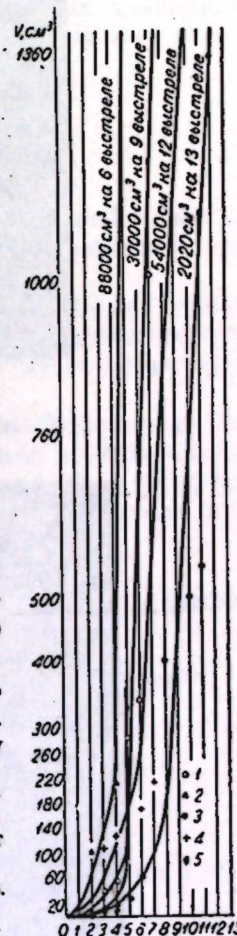
Водомет помещался в специальную люльку, которая была подвешена на транспортере. Транспортер перемещался вдоль стенда с таким расчетом, чтобы продольная ось водомета была перпендикулярна передней стенке стенда.

Люлька с водометом могла устанавливаться под различными углами наклона к горизонту. Расстояние от насадка водомета до породного стенда на всем протяжении испытаний выдерживалось  $1,1-1,5 \text{ м}$ .

Первая серия выстрелов производилась в горизонтальном положении водомета. При попадании выстрела в бетон в нем образуется лунка глубиной  $h=160-180 \text{ мм}$  и диаметром  $40 \div 50 \text{ мм}$ . При повторении выстрела в ту же лунку она углубляется до  $190-210 \text{ мм}$  (рис. 5).

Вторая и третья серии выстрелов производились вниз и вверх с углом наклона к горизонту  $7,5^\circ$ . В этом случае бетон пробивался на глубину

Рис. 3. График зависимости объема разрушенного песчаника от количества выстрелов в одну точку  $V=f(n)$ .  
 1 — опыт № 1; 2 — опыт № 2; 3 — опыт № 4; 4 — опыт № 5; 5 — опыт № 6.



$130-180 \text{ мм}$  при диаметре лунки  $40-50 \text{ мм}$ . Откол бетона получается незначительный (до  $3 \text{ дм}^3$ ) даже при 3- и 4-кратном повторении выстрелов в одну точку при шаге скола  $150-200 \text{ мм}$ . Эффект откола бетона резко повышается при шаге скола  $t=100 \text{ мм}$ , когда со второго выстрела (после передвигания) отбивается объем до  $10-15 \text{ дм}^3$ .

При стрельбе по зацементированным блокам процесс разрушения известняка примерно такой же, как и при разрушении песчаника.

Процесс воронкообразования начинается с образования лунки, глубина которой с первого выстрела  $20-30 \text{ мм}$ , а диаметр  $40-60 \text{ мм}$ . При последующих выстрелах лунка углубляется до  $160 \text{ мм}$  (в среднем после 4 выстрелов) и происходит откол породы. В трещиноватых блоках происходили отколы породы после 1–2 выстрелов. В монолитных же блоках даже после 3–4 выстрелов иногда были заметны лишь следы выстрелов.

Так как испытания были малочисленны и проводились в основном в режиме врубообразования и частично в режиме отбойки, какие-нибудь выводы по рациональному выбору параметров отбойки (шаг скола, плечо отбойки и т. д.) сделать пока невозможно.

Необходимо отметить только, что на выстрел отбивалось в среднем  $2 \div 2,9 \text{ дм}^3$  породы. Можно ожидать, что в режиме отбойки разрушение породы будет проходить более эффективно.



Рис. 4. Стрельба вдоль слоев.  
После первого выстрела откололся кусок  $220 \times 450 \times 400$ .



Рис. 5. В бетоне (справа)  $\varnothing 60$ ;  $h=330$  мм; откол  $\varnothing 220$ ;  $h=300$  мм после 5 выстрелов  
В известняке (слева) откол после 1-го выстрела  $\varnothing 220$  и  $h=140$  мм.

Энергия, необходимая для одного выстрела,

$$A = V \cdot P,$$

где  $V=30$  л -- объем воды, необходимый для производства одного выстрела;

$P=65$  атм -- среднее давление воды, подводимой к водомету;

$A=1950$  литроатмосфер, или округленно  $2 \cdot 10^4$  кгм, или  $0,054$  квт · ч.

В среднем один выстрел отбивал  $V_n = 2 \div 2,9 \text{ дм}^3$  породы.

Таким образом, энергоемкость составила

$$\mathcal{E} = \frac{0,054}{2 \cdot 10^{-2}} \div \frac{0,054}{2,9 \cdot 10^{-2}} = 27 \div 18 \frac{\text{квт} \cdot \text{ч}}{\text{м}^3}.$$

Энергоемкость механического способа разрушения таких же горных пород находится в тех же пределах.

Эксперименты с разными давлениями убедительно показывают, что энергоемкость разрушения крепких горных пород резко падает при повышении динамического напора струи.

Таким образом, при отбойке импульсными струями под давлением в десятки тысяч атмосфер следует ожидать более низкую энергоемкость, чем при механических методах разрушения горных пород.

#### ВЫВОДЫ

1. Импульсный водомет ИВ-4, развивающий динамический напор до  $7000 \text{ кг/см}^2$ , может успешно применяться для разрушения трещиноватых горных пород с коэффициентом крепости  $f=5-6$ .

2. Для эффективного разрушения горных пород необходимо производить в одно место  $3-5$  выстрелов с целью создания в монолите трещин. Благодаря наличию трещин при стрельбе в новое место происходит эффективное разрушение.

3. Производительность водомета (в режиме врубобразования) составила  $2 \div 2,9 \text{ дм}^3$  породы на 1 выстрел при разрушении породно-бетонного стенда, в котором зацементированы блоки известняка с коэффициентом крепости  $f=7-8$ . Энергоемкость разрушения составила при этом  $\mathcal{E} = 18 \div 27 \frac{\text{квт} \cdot \text{ч}}{\text{м}^3}$ .

4. Энергоемкость разрушения крепких горных пород резко снижается с увеличением динамического напора струи.

Институт гидродинамики  
Сибирского отделения АН СССР,  
Новосибирск

Поступила в редакцию  
8/V 1962

#### ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Лаврентьев, Б. В. Войцеховский, Э. А. Антонов, Теория и практика импульсных струй. Новосибирск, 1960.
2. Н. Е. Черкасов, Г. П. Черменский, Экспериментальные исследования многолезвийного рабочего органа ударного действия. Отчет. Москва--Новокузнецк, 1960.
3. Н. Е. Черкасов, К. Б. Шляпин и др. Сб. трудов лабор разработки горных пород ЦНИИСа, № 144. М., 1959.

Ю. П. НОМИКОСОВ, В. К. СВИРЩЕВСКИЙ

## О ПОВЫШЕНИИ ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТИ БУРЕНИЯ ГЛУБОКИХ РАЗВЕДОЧНЫХ СКВАЖИН

Планами развития народного хозяйства в нашей стране за текущую семилетку предусматривается резкое развитие нефтяной и газовой промышленности. К 1965 г. добыча нефти должна увеличиться до 230—240 млн. т и газа — до 150 млрд. м<sup>3</sup>. Эту задачу нельзя осуществить без увеличения общего объема глубокого бурения по СССР, без открытия новых месторождений нефти и газа, без открытия новых нефтяных провинций на востоке и в других областях страны.

Для решения этих задач планами предусматривается увеличение общего объема глубокого бурения в 2,5 раза при увеличении доли глубокого разведочного бурения с 48—50% в 1958—1959 гг. до 63% в 1965 г. Соответственно возрастут и объемы геофизических работ, необходимые для подготовки и открытия новых месторождений.

Успешное выполнение намеченного плана развития нефтяной и газовой промышленности требует повсеместного внедрения передового опыта, усовершенствования существующих методов бурения скважин, создания новых видов оборудования и приборов, обеспечивающих более высокую производительность труда в проведении геологоразведочных работ.

Самой трудоемкой и дорогостоящей работой при проведении поисков и разведки нефтяных и газовых месторождений является бурение глубоких разведочных скважин.

Одной из причин высокой стоимости бурения глубоких разведочных скважин является сравнительно низкая скорость на станко-месяц по сравнению с достигнутыми скоростями при бурении эксплуатационных скважин. Это в основном объясняется различием технологии строительства разведочных и эксплуатационных скважин.

Если при бурении первых предусматривается минимальный отбор кернового материала, который в основном приурочен к продуктивным горизонтам, то при бурении вторых отбор керна предусматривается в различных интервалах разреза и в значительных объемах для комплексного его изучения. Для отбора керна применяются различной конструкции колонковые долота, которые по прочности в значительной степени уступают трехшарошечным долотам сплошного бурения, а следовательно, не могут обеспечить необходимых механических скоростей проходки и проходки на долото, что в значительной степени снижает эффективность самого процесса бурения и увеличивает его стоимость.

В данное время существующий метод вертикального отбора керна из разведочных скважин при помощи колонковых долот становится серьезным препятствием в повышении скорости бурения. Кроме того, этот способ малоэффективен с точки зрения качественной его стороны, так как отбор образцов предшествует электрометрическим работам в

скважине. Поэтому нельзя точно установить интервалы для извлечения керна, вследствие чего нередки случаи, когда из самых интересных интервалов разреза керн оказывается не извлеченным.

Несовершенство этого метода привело к созданию стреляющего бокового керноотборника типа ГР-2. Несмотря на удобство, быстроту и малую стоимость отбора керна из скважины такими керноотборниками, они не смогли конкурировать с методом вертикального отбора керна, так как оказались не приспособленными для отбора образцов из твердых пород, ненадежными в работе из-за частого оставления в скважине бойков, а незначительный процент выноса керна из мягких пород, низкое его качество и малый диаметр (20 мм) не позволяют произвести необходимые лабораторные исследования. Из-за этих недостатков боковой стреляющий грунтонос не получил широкого распространения и применяется только в некоторых районах как вспомогательный способ.

Учитывая недостатки созданных конструкций стреляющих грунтоносов, инженер И. Н. Соколов (ВНИИгеофизика) разработал новую, более совершенную конструкцию бокового грунтоноса, действующего по принципу высверливания образцов породы из стенок необсаженной буровой скважины. Механизм сверлящего грунтоноса приводится в действие двумя погружными электромоторами, расположенными в корпусе грунтоноса. Боковой грунтонос спускается в скважину на специальном кабеле. Спуско-подъемные операции в скважине производятся при помощи подъемника, а управление работой грунтоноса осуществляется сконструированной для этих работ электрической станцией. Подъемник и станция управления смонтированы на шасси автомашин.

С нашей точки зрения сверлящий грунтонос И. Н. Соколова имеет ряд существенных недостатков:

- 1) конструкция грунтоноса отличается большой сложностью;
- 2) для работы грунтоноса необходимо иметь на буровой станции управления;
- 3) необходим специальный кабель для осуществления спуско-подъемных операций, выдерживающий значительные нагрузки, которые могут возникнуть в случае прихвата прибора и кабеля в скважине;
- 4) перед спуском грунтоноса в скважину необходимо ее тщательно подготавливать (в противном случае прибор может не достигнуть заданной глубины), на что требуются дополнительные затраты времени и средств;

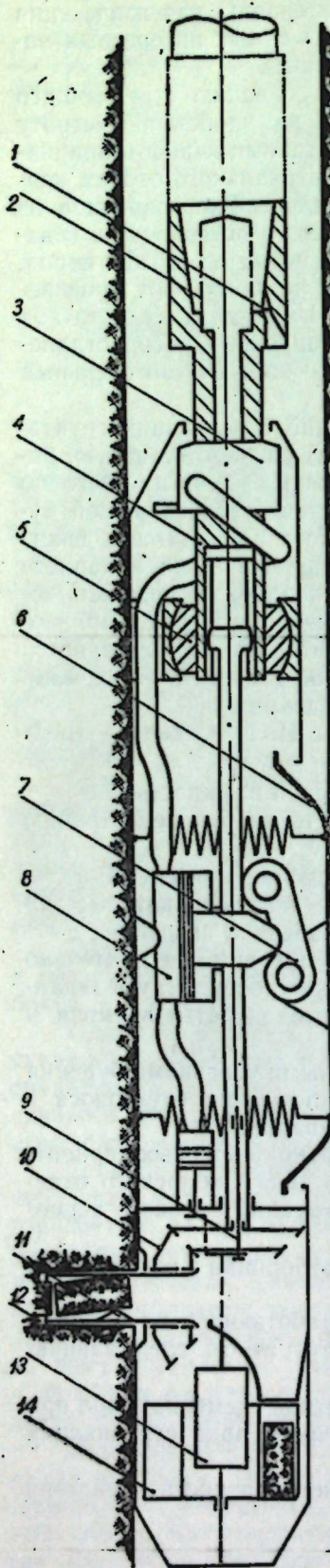
5) для отбора керна из скважин с осложненными условиями бурения такой способ неприемлем из-за возможности оставления грунтоноса в скважине, что может привести к серьезной аварии.

На основании анализа существующих конструкций боковых керноотборников и их недостатков Институтом горного дела Сибирского отделения АН СССР была разработана новая конструкция бокового керноотборника.

При выборе схемы действия бокового керноотборника в основу были положены следующие принципы:

- а) создание конструкции керноотборника, работающей от привода буровой установки, исключающей необходимость иметь специальную станцию управления;
- б) создание надежной и простой кинематической схемы прибора при отсутствии в ней электрических узлов и различного рода стреляющих устройств;
- в) создание прибора, обеспечивающего многократность действия без извлечения его на поверхность;





г) возможность приложения на конструкцию нагрузок, достигающих нескольких десятков тонн;

д) исключение условий, способствующих прихвату бурильных труб в скважине;

е) обеспечение промывкой глинистым раствором обуривания кернов;

ж) создание надежной конструкции керноотделяющего устройства;

з) создание прибора, обладающего незначительным весом и габаритами, чтобы транспортировать его на буровые любым видом транспорта, включая авиатранспорт.

По разработанным чертежам в 1959 г. на ремонтно-механическом заводе Новосибирского геологического управления был изготовлен опытный образец бокового механического керноотборника многократного действия для скважины 11<sup>3/4</sup>''.

#### ТЕХНИЧЕСКАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА КЕРНООТБОРНИКА

1. Длина 2000 мм; 2) вес 250 кг; 3) наружный диаметр корпуса 270 мм; 4) количество оборотов вала керноотборника для отбора 1 образца 480; 5) подача бура в породе механическая, за один оборот 0,27 мм; 6) длина хода бура керноотборника 130 мм; 7) закрепление керноотборника в скважине осуществляется гидравлическим приводом; 8) количество кернов за 1 рейс в скважину 11; 9) диаметр керна 55 мм; 10) длина керна 90 мм; 11) обуривание кернов осуществляется с промывкой глинистым раствором; 12) рабочее давление в системе при работе керноотборника от 60 до 90 атм. Общий вид керноотборника представлен на рис. 1.

#### КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ УСТРОЙСТВА КЕРНООТБОРНИКА

Прибор состоит из корпуса, где размещены 4 узла: вал керноотборника с вертлюгом и осевым компенсатором 4, разжимающее устройство 7, дифференциальный механизм 9 и приемный барабан 14.

1. Вал керноотборника приводит в действие рабочий орган керноотборника — дифференциальный механизм, а также служит связывающим звеном керноотборника с бурильными трубами. На валу керноотбор-

Рис. 1.

ника находится вертлюг 3, через который осуществляется разводка глинистого раствора к различным органам механизма.

В муфте вала размещен фильтр 2 для очистки глинистого раствора и сбрасывающее отверстие 1 для глинистого раствора, которым промывается ствол скважины. Вал вращается в шаровом подшипнике 5, который является одновременно осевым и угловым компенсатором.

2. Разжимающее устройство 7 состоит из рабочего цилиндра 8, упорного башмака 5, спиральных пружин и рычагов. При помощи этого узла керноотборник прижимается одной стороной к стенке скважины и удерживается неподвижно в заданном интервале до момента окончания выбуривания одного керна.

3. Дифференциальный механизм состоит из 2 пар шестерен 10, колонковой трубы, в которой размещено керноотламывающее устройство 11. На колонковую трубу навинчивается режущая коронка 12. Дифференциальный механизм осуществляет подачу коронки в породу и возврат ее обратно при помощи переключающего устройства 13.

4. Керноприемный барабан 14 служит для приема выбуренных кернов через направляющий бункер.

#### ОПИСАНИЕ ПРИНЦИПА ДЕЙСТВИЯ КЕРНООТБОРНИКА

Прибор спускается в скважину на заданную глубину на бурильных трубах при помощи бурового станка. По достижении интервала, намеченного для отбора керна, включают буровой насос. При давлении на насосах 60—90 атм раскрепляющее устройство прижимает керноотборник к стенке скважины и удерживает корпус керноотборника в неподвижном состоянии во время процесса выбуривания керна. Одновременно при таком давлении дифференциальный механизм включает на прямую подачу коронки в породу, а керноприемный барабан поворачивается на одну позицию для приема керна. После закрепления керноотборника в скважине, не прекращая работы насосов, производят вращение бурильных труб, которые передают момент через вал керноотборника дифференциальному механизму, осуществляющему одновременно подачу и вращение коронки.

При достижении заданного количества оборотов коронка вместе с колонковой трубой входит в породу и отламывает керн у его основания при помощи керноотделяющего устройства.

По достижении полного выхода коронки в породу колонковая труба своим буртом переключает дифференциальный механизм на обратный ход и колонковая труба вместе с керном быстро возвращается в исходное положение, так как обратная подача в 40 раз быстрее прямой.

После окончания рабочего цикла давление на насосах сбрасывается, упорный башмак раскрепляющего устройства при помощи пружин возвращается в исходное положение, что позволяет переместить керноотборник в следующий интервал скважины, где намечен отбор очередного керна. Затем цикл работы керноотборника повторяют в описанной последовательности.

В нижней части корпуса керноотборника помещен керноприемный барабан, куда через направляющий бункер автоматически сбрасываются отобранные керны. Каждому керну в барабане соответствует определенная секция, и, если по каким-либо причинам керн не был отобран, эта секция в барабане остается незаполненной.

Такая конструкция керноприемного устройства дает возможность точно судить, какому интервалу отбора соответствует тот или иной керн.

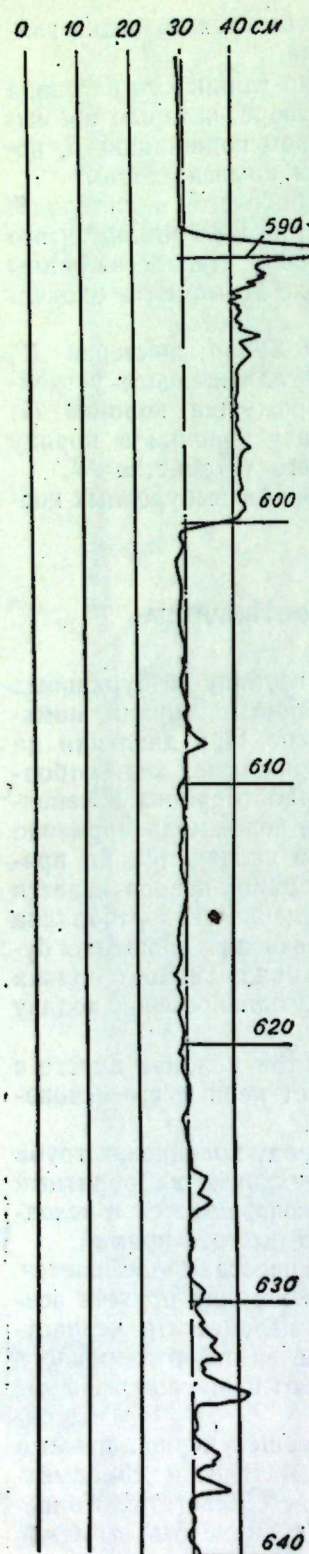


Рис. 2.

Выбуривание керна из стенок скважины предусмотрено с осуществлением подачи промывочной жидкости к режущей части коронки. Вращение бурильных труб в процессе отбора керна над керноотборником исключает возможность прихвата их в скважине. Изготовленный опытный образец бокового керноотборника для диаметра скважины  $1\frac{3}{4}$ " позволяет извлечь из ее стенки за один спуск 11 кернов диаметром 55 мм и длиной 90 мм, что вполне достаточно для проведения необходимых лабораторных анализов по определению физических свойств и литологического состава исследуемых пород.

#### ИСПЫТАНИЕ КЕРНООТБОРНИКА В ПРОИЗВОДСТВЕННЫХ УСЛОВИЯХ

Керноотборник описанной конструкции успешно прошел стендовые испытания, после чего испытывался на буровой скважине.

Поскольку боковой керноотборник предназначался для отбора образцов пород преимущественно из крепких и твердых отложений, в соответствии с этим был выбран и благоприятный район для проведения испытаний, где разрез скважины в основном представлен твердыми устойчивыми породами.

Керноотборник испытывался в конторе бурения № 4 треста буровых работ № 2 Куйбышевского совнархоза. Для экспериментов руководством треста и конторы была предоставлена скважина № 1 (Девон), где проводились опытные работы по бездолотному способу бурения.

Как и предусматривалось программой испытаний, прежде чем производить опытные работы, была снята диаграмма изменения ствола скважины по всей ее длине. Анализ диаграммы показал, что для экспериментальных работ весь ствол скважины непригоден, так как метод проходки скважин последовательными взрывами дает чрезвычайно неровный ствол с множеством глубоких каверн, что не имеет места при проводке скважины обычными долотами.

Из всей пробуренной скважины был выбран интервал 600—620 м, который бурился трехшарошечным долотом и был более пригоден, чем все остальные интервалы.

для проведения испытаний с керноотборником (см. участок кавернограммы рис. 2).

Испытание керноотборника проводилось при использовании обычного глинистого раствора, имевшегося на скважине. Средние параметры глинистого раствора были следующие: 1) удельный вес  $\gamma = 1,22 \text{ г/см}^3$ ; 2) вязкость  $T = 23,5 \text{ сек}$ ; 3) водоотдача  $B = 23,5 \text{ см}^3$ ; 4) процент песка  $P = 1,6\%$ ; 5) толщина глинистой корочки  $K = 3 \text{ мм}$ .

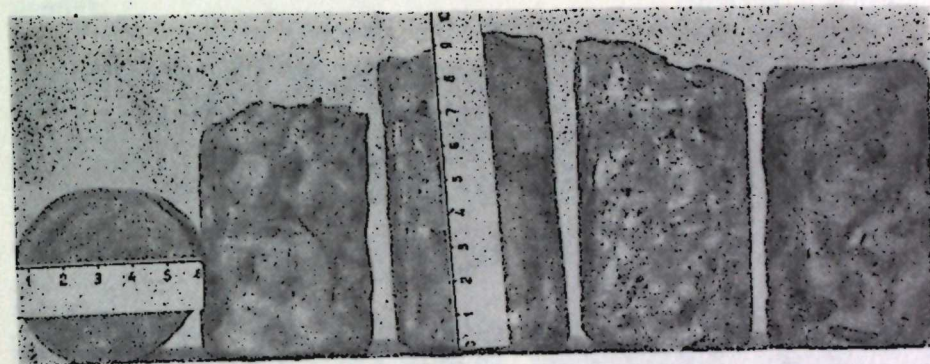


Рис. 3.

Рабочее давление при работе керноотборника в скважине выбиралось в пределах от 60 до 90 атм, число оборотов ротора равнялось 41 об/мин.

В соответствии с программой испытаний керноотборник предварительно проходил тщательную проверку на поверхности на буровой вышке в целях выявления недостатков работы отдельных узлов и предварительной оценки всего механизма в целом.

Испытания на поверхности при бурении железобетонных плит показали, что кинематическая схема узлов механизма, за исключением отдельных мелких недостатков, вполне приемлема. Эксперименты подтвердили, что выбор подачи коронки в породу, соответствующий 0,27 мм за 1 оборот, позволяет выбуривать керны из довольно крепких пород коронками, армированными твердосплавными резцами.

На рис. 3 показаны керны, отобранные из железобетонных плит. На одном из образцов виден металлический стержень, который перерезан коронкой во время отбора керна из блоков. Износа резьбовой части колонковой трубы и зубьев зубчатых колес не наблюдалось. Видимого износа резцов коронки невооруженным глазом обнаружить не удалось, что свидетельствует о нормальном режиме бурения.

Испытания керноотборника на поверхности, а затем в скважине позволили установить, что процесс выбуривания керна из породы при

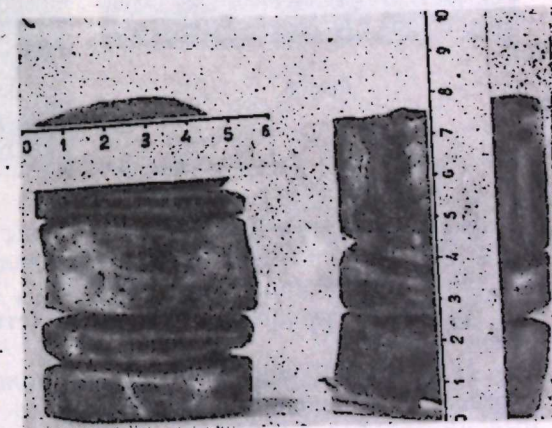


Рис. 4.

отсутствии промывки глинистым раствором коронки идет неудовлетворительно — происходит затирание керна в колонковой трубе. Поэтому на эту сторону при проведении испытаний механизма обращалось особое внимание.

На рис. 4 показаны образцы породы, поднятые из скважины кернаотборником с глубины 620 м.

На рис. 5 зафиксирован момент испытания разжимающего устройства кернаотборника, а на рис. 6 показан кернаотборник, поднятый из скважины с керном.

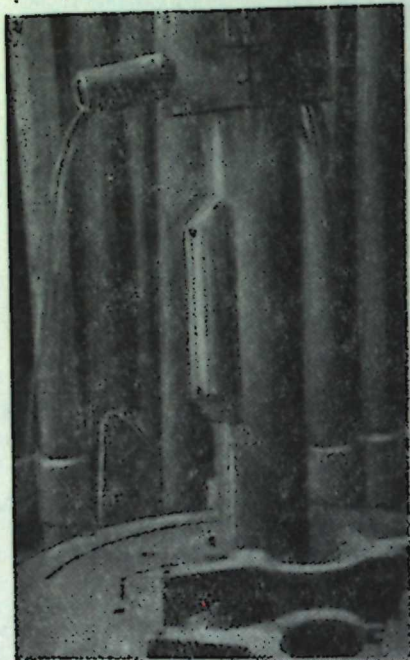


Рис. 5.



Рис. 6.

Экспериментальные работы с опытным образцом кернаотборника позволили спроектировать новую модель универсального кернаотборника для скважин диаметром  $7\frac{3}{4}$ ",  $9\frac{3}{4}$ ",  $10,5$ " и  $11\frac{3}{4}$ ".

Широкое внедрение в производство таких кернаотборников позволит:

1) изменить существующую технологию строительства разведочных скважин — производить бурение их до проектной глубины или отдельных интервалов без отбора керна высокопроизводительными долотами с последующим отбором керна при помощи бокового кернаотборника; это резко снизит себестоимость метра проходки за счет повышения скорости бурения;

2) сократить до минимума процент выноса керна, так как представится возможность производить отбор керна после проведения в скважине всего комплекса электрометрических работ только из тех интервалов, которые с геологической точки зрения представляют наибольший интерес;

3) совершенствовать геофизические методы исследования горных

пород, сопоставляя данные диаграмм с полученным фактическим материалом из скважины.

Незначительные габаритные размеры бокового кернаотборника, малый вес, его привод от бурового станка при отсутствии станции управления позволяют одним кернаотборником обслуживать целый куст скважин, расположенных на большом расстоянии друг от друга, что имеет большое значение при бурении разведочных скважин в сибирских условиях.

Использование боковых кернаотборников сэкономит государству сотни тысяч рублей в год.

Институт горного дела  
Сибирского отделения АН СССР,  
Новосибирск

Поступила в редакцию  
19/1 1962

Хр. Д. ПЕЕВ, А. К. ДЮНИН

## ИСКУССТВЕННОЕ РЕГУЛИРОВАНИЕ СНЕЖНОГО ПОКРОВА В ГОРНЫХ РАЙОНАХ КАК СРЕДСТВО УПРАВЛЕНИЯ СТОКОМ

Одна из главных проблем гидроэнергетического строительства и водоснабжения городов в горных районах — проблема гарантированного водообеспечения. Ошибки в решении этого вопроса часто приводят к значительному удорожанию строительства, к затяжке сроков его завершения, к серьезным потерям и перебоям в процессе эксплуатации.

Если в горах существует современное оледенение, проблема водообеспечения решается, как правило, без больших трудностей. Ледники и фирновые поля являются в этих условиях постоянно действующим фактором и консервация их не требуется. Искусственное увеличение стока осуществляется здесь простыми мерами, например, зачернением или другими методами, обстоятельно разработанными чл.-корр. АН СССР Г. А. Авсюком. В таких районах обычно гарантирован устойчивый жидкий сток, поскольку количество твердых осадков здесь больше потерь влаги за счет абляции и инфильтрации.

Но когда основные снегосборные бассейны расположены ниже снеговой линии, проблема гарантированного стока существенно осложняется интенсивным весенним снеготаянием, в связи с чем возникает необходимость в его замедлении, иначе после бурного стока все источники талых вод могут иссякнуть.

Снежный покров на земной поверхности, особенно в горах, неравномерен по своей мощности. Объясняется это главным образом действием метелей, постоянно перемещающих снег с места на место.

Метели бывают верховыми и дефляционными. Верховой метелью называется снегопад при ветре, скорость которого, измеренная на высоте более 1 м, превышает 3 м/сек. Наиболее часты дефляционные метели, во время которых срываются и перемещаются снежные частицы, уже коснувшиеся земной поверхности и составившие ее снежный покров. Дефляционная и верховая метели нередко сопутствуют друг другу.

Теоретические, экспериментальные и полевые исследования показывают, что при максимально возможной насыщенности ветрового потока снегом весовое количество снега  $Q_{\max}$ , проносящееся через 1 м фронта потока за 1 сек, равно при дефляционной метели

$$Q_{\max} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{1}{\rho_s} \cdot \frac{1}{\cos \alpha} \cdot \psi_{\max} \frac{(v_h - v_h')^2}{\ln \frac{h}{\delta}} v_{s, \text{ср}} \frac{z}{\text{м/сек}},$$

где  $\rho$ ,  $\rho_s$  — массовые плотности воздуха и снежных частиц, г·сек<sup>2</sup>/м<sup>4</sup>;  
 $\alpha$  — угол склона по отношению к горизонту;

- $v_h$  — средняя скорость ветра в м/сек, измеренная на расстоянии  $h$  от поверхности склона;  
 $v_h'$  — критическая скорость ветра, при которой перенос снега еще отсутствует;  
 $\delta$  — размер выступов шероховатости подстилающей поверхности, м;  
 $\psi_{\max}$  — максимальное значение безразмерной функции длины перемещения метелевого потока, равное приближенно 0,02;  
 $v_{s, \text{ср}}$  — средняя групповая скорость движения твердых частиц вдоль склона.

Величина  $v_{s, \text{ср}}$  пропорциональна скорости ветра  $v_h$ . Следовательно, максимальный твердый расход снега зависит примерно от куба скорости ветра и очень чувствителен к ее изменениям. Достаточно сравнительно небольшого снижения ветра, чтобы вызвать аккумуляцию снега, если метелевый поток насыщен твердыми частицами до предела своей транспортирующей способности. Поэтому накопление снега в горах происходит нередко даже в слабо выраженных отрицательных формах рельефа и за малыми препятствиями.

Рельефообразующая деятельность метелей в горах значительно интенсивнее, чем в равнинах, так как в горных районах весьма велика пересеченность местности, выше скорости ветров и больше выпадает твердых осадков.

Наиболее часто снегонакопление происходит в таких характерных формах горного рельефа, как понижения или перерывы хребтов, кары, цирки, линзообразные углубления, денудационные эрозионные врезы, плечи трогов, речные террасы и т. д.

Однако наличие отрицательных форм рельефа является необходимым, но не единственным условием аккумуляции снега. Если метелевый поток не насыщен снегом и его максимальная несущая способность не реализована, он будет выметать ранее отложившийся снег и из понижений. Это явление особенно часто наблюдается на наветренных склонах, где скорости ветра очень велики и подъемная сила ветра намного выше, чем вес реального количества несомого им снега.

Но на подветренных склонах метель при том же твердом расходе становится более насыщенной снегом за счет снижения скоростей ветра. Когда скорость ветра снижается до такой степени, что метель перенасыщается снегом, происходит выпадение лишнего снега из потока. Поэтому в местах с отрицательными формами рельефа почти наверняка образуются снегонакопления, усиленные по сравнению с ровными поверхностями, лишенными препятствий и углублений. Весной в этих местах остаются снежки разных размеров, в зависимости от размеров и глубины отрицательных форм.

Чем мощнее ветровые накопления снега, тем медленнее протанвают образованные ими снежки. Это объясняется слабой теплопроводностью снега и очень большой отражательной способностью снежной поверхности. Влияние изменений температуры воздуха глубоко не проникает в снежную толщу. Скорость испарения снежного покрова практически не зависит от его толщины. Для сохранения, консервации снега важно, следовательно, уменьшить его открытую поверхность за счет увеличения высоты снегоотложений.

Пусть общий вес в снежке равен  $F$  кг. Время  $T$ , требуемое для того, чтобы часть снежки  $\Delta F$  кг растаяла и испарилась, равно

$$T = \frac{\Delta F}{F} \cdot \frac{H \gamma}{\left(\frac{G'}{L'} + \frac{G''}{L''}\right)}, \quad (1)$$

где  $H$  — средняя толщина снежника, м;

$\gamma$  — плотность снежника, кг/м<sup>3</sup>;

$G', G''$  — притоки тепла в кал/сек · м<sup>2</sup>, отнесенные к единице площади поверхности снежника и затрачиваемые, соответственно, на таяние и испарение;

$L'$  — скрытая теплота плавления снега, кал/кг;

$L''$  — скрытая теплота испарения снега, кал/кг.

Из формулы (1) отчетливо видно, что время таяния и испарения снежника прямо пропорционально его толщине  $H$ .

Значительная часть попадающего на снегосборный бассейн снега испаряется зимой при отрицательных температурах и выносится метелями за границы бассейна. Измерения, выполненные в горных районах Болгарии, показали, что потери снега в снегосборных бассейнах за счет испарения и метелей достигают 30% и более, особенно на наветренных склонах.

Определение потерь снега в снегосборном бассейне может быть выполнено методом баланса. Прежде всего нужно знать количество твердых осадков  $I$ , выпавших из атмосферы непосредственно на бассейн за весь зимний период.

Далее должны быть известны приток снежных масс через границы бассейна  $Q'$  и вынос их ветрами за границы бассейна  $Q''$ . Грубо приближенно можно судить об этих величинах, например, по снегонакоплениям в подветренных частях водоразделов.

Потери снега за счет испарения  $I'$  и за счет впитывания в грунт  $I''$  определить всего сложнее. Испарение снега происходит не только с поверхности снежного покрова, испаряются также (и весьма интенсивно) твердые частицы, летящие в метелевом потоке. Некоторые сведения по поводу основных факторов, влияющих на испарение снега, можно найти в книге А. К. Дюнина [1]. Величину зимней и весенней инфильтрации  $I''$  обычно не учитывают, но это пренебрежение мало обосновано.

Приход снега  $Q$  в снегосборный бассейн выразится, таким образом, следующей формулой:

$$Q = Q' - Q'' + I - I' - I'' \quad (2)$$

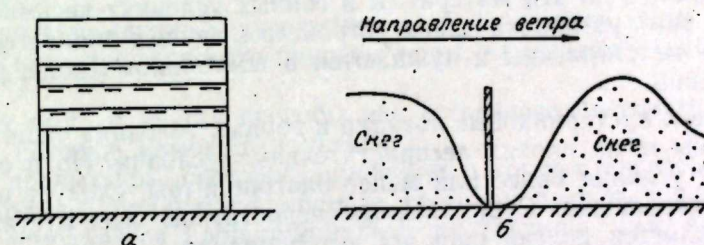
В целях накопления снега в снегосборном бассейне необходимо прежде всего уменьшить потери  $Q''$  и  $I'$ , так как влиять на приход снега извне  $Q' + I$  и на инфильтрацию  $I''$  чрезвычайно трудно. Уменьшение  $Q''$  и  $I'$  может быть достигнуто за счет уменьшения приземных скоростей ветра специальными средствами ветрозащиты. Особенность этих специфических средств ветрозащиты заключается в том, что они накапливают снег неравномерно, в виде отдельных мощных снегоотложений.

В горных районах Западной Европы средства ветрозащиты широко применяются для задержания снежного покрова на лавиноопасных склонах, чтобы предотвратить его смещение вниз, завершающееся обычно лавинами. Противолавинные ветрозащитные конструкции могут быть самых различных типов, начиная от простых стенок и террас и кончая весьма сложными сооружениями. В Австрии и Швейцарии с этой целью часто применяются одиночные сплошные деревянные панели, приподнятые над землей, так называемые *Kolktafeln* [2]. Типичный вид такого щита показан на рисунке (а).

Снег в зоне расположения щита выдувается полностью до самой земли, но на некотором расстоянии перед и за щитом образуются плот-

ные и высокие снежные валы, причем щит оказывается как бы в снежной яме (см. рисунок, б). Назначение таких щитов — создать резкую неравномерность снежного покрова, чтобы предотвратить образование ровной плоскости скольжения. Эти щиты образуют цепи искусственных снежников.

В процессе их эксплуатации Хассентойфелем и Де-Кервенем было обнаружено неожиданное явление: образованные щитами искусственные снежники протаявали значительно позже остального снежного покрова, и талая вода подвергала эрозии склон и размывала основания



Одиночные щиты, применяемые в альпийских лавиноопасных районах с целью предотвращения образования ровной поверхности скольжения.

а — вид спереди, б — снегоотложения около щита.

расположенных ниже противолавинных сооружений. Размыв был настолько интенсивным, что приходилось даже устраивать специальные каналы для отвода талых вод.

Талые воды, образующиеся от снежников, составляли около половины общих запасов снежной влаги на склонах, защищенных от сброса лавин. В связи с этим Х. Д. Пеев в 1958 г. опубликовал статью [3] о возможном использовании ветрозащитных устройств для создания искусственных снежников в целях консервации влаги в бассейнах питания хозяйственных водохранилищ.

Практика защиты железных и автомобильных дорог от снежных заносов также показала, что при слишком близком расположении к дорожному полотну снежных валов образованные снегозащитами обильные талые воды нередко сохраняются до середины лета, разрушительно действуя на земляное полотно и водоотводные сооружения [4].

Таким образом, существующий опыт использования противолавинных и дорожных снегорегулирующих устройств косвенно доказывает возможность и эффективность сооружения искусственных снежников для указанной выше цели.

Проще всего усилить снегонакопление в местах образования естественных снежников, главным образом в отрицательных формах рельефа, устраивая перед впадинами искусственные преграды. В качестве препятствий могут быть использованы: а) щиты из самых различных материалов (пиломатериал, прутья, хворост, металлические сетки, пресованные плиты и т. д.), б) стенки земляные, каменные, снежные и т. д., в) траншеи с высокими отвалами, г) насаждения кустарников и лесных полос. Наиболее перспективны земляные стенки и траншеи в слабых грунтах, так как сооружение их можно легко механизировать. Каменные стенки очень эффективны и долговечны, не нуждаются в каком-либо эксплуатационном уходе, исключая восстановление при стихийных разрушениях, но сооружение их связано с большими затратами ручного труда. Для прокладки траншей в крепких породах можно использовать

направленные взрывы, добиваясь получения односторонних, кучных и достаточно высоких отвалов. При этом надо помнить, что взрывы, нарушая целостность грунта, способствуют увеличению инфильтрации и на крутых склонах могут быть причиной каменных обвалов.

Если есть возможность доставки на склон машин типа бульдозеров и стругов, можно очень быстро и дешево сооружать снежные траншеи и стенки, но эти устройства имеют сезонный характер и требуют периодического возобновления.

Щиты, заборы, сетки и другие подобные им устройства имеют большую зону ветрозащитного действия при минимальном расходе строительных материалов, но эти материалы в горных условиях весьма дефицитны. Кроме того, установка таких устройств с трудом поддается механизации. Они недолговечны и нуждаются в постоянном уходе, ремонте и возобновлении.

Лесные и кустарниковые посадки в горных условиях чаще всего неосуществимы из-за плохих лесорастительных условий. Но в отдельных местах, где условия более или менее благоприятны, следует применять этот вид ветрозащиты. Существенным недостатком лесо-кустарниковых посадок является долгий срок их выращивания.

Из всех видов снегозадерживающих устройств в горах, как правило, предпочтительнее каменные стенки. Разработку камня лучше сосредоточить в карьерах с механической транспортировкой его к месту сооружения стенок, например, подвесными канатными дорогами.

Имеются отличия в назначении и конструкции ветрозащит, в зависимости от того, где они сооружаются: на подветренных или наветренных склонах. Эффективную ветрозащиту на подветренном склоне осуществить, как правило, легче, чем на наветренном. На подветренном склоне происходит естественное снегонакопление и дело сводится в сущности к тому, чтобы его усилить, помогая природе.

Наветренные же склоны обычно бесснежны или малоснежны. В болгарских горах, например, мощность снежного покрова на наветренных склонах, независимо от их ориентации, всегда наименьшая и протаявает он здесь быстрее всего. Для образования мощных снежников на наветренных склонах надо коренным образом изменить всю обстановку снегонакопления, используя все имеющиеся неровности и отрицательные формы рельефа. Тут число ветрозащитных сооружений неизбежно будет больше, чем на подветренных склонах. Например, может оказаться недостаточным окаймление стенками краев впадины. Дальность действия стенок не превышает  $15 \div 20$ -кратной их высоты, после чего восстанавливается первоначальная скорость ветра. Внутри впадин сильный ветер может достигать скоростей, достаточных для дефляции ранних снегоотложений на расстояниях  $15 \div 20$  высот стенок, а возможно, и на меньших расстояниях, что зависит от микротопографии местности и самой впадины, от конструкции ветрозащит и от направления ветра. Поэтому на наветренных склонах может потребоваться сооружение ветрозащитных устройств внутри впадин, если размеры последних намного превосходят ширину зоны действия ветрозащит, расположенных на краях впадин.

На крутых наветренных склонах ряды снегозадерживающих препятствий должны находиться, по-видимому, на расстояниях не менее  $8H$  друг от друга ( $H$  — высота препятствий), чтобы создать устойчивую «макрошероховатость», способствующую снегонакоплению, так как скорости ветра могут быть в этих местах весьма большими. Как бы то ни было, даже на наветренных склонах можно искусственно сохранить почти все выпадающие из атмосферы осадки, но, конечно, стоимость снего-

задержания на наветренных склонах будет в 2—3 раза выше, чем на подветренных.

Застройка склонов снегорегулирующими устройствами, помимо своей основной цели — замедления таяния снега, уменьшает лавинную опасность, особенно в отношении лавин, не имеющих определенных путей скольжения или движущихся, как это бывает на альпийских лугах, выше лесной границы, по всему склону.

Кроме рассмотренных способов снегорегулирования, возможен еще способ искусственного обрушения лавин в целях создания мощных снежных конусов выноса, таяние которых будет происходить весьма медленно.

Но при применении искусственного сброса лавин надо учитывать опасность катастрофического прорыва воды, накапливающейся у снежных завалов.

Могут быть и другие способы искусственного снегорегулирования, изыскать которые поможет практика.

При правильном снегорегулировании в горных снегосборных бассейнах должны получиться мощные снегонакопления, период таяния которых замедляется пропорционально их толщине. Так, если естественный снежный покров толщиной  $H$  стаяет за один месяц, то при тех же условиях снегонакопления толщиной  $4H$  исчезнут лишь через 4 месяца, а следовательно, талые воды придут к плотине тогда, когда они более всего нужны. Весной же талых вод будет меньше и вода не будет пропускаться через плотину бесполезно.

Перед проектированием снегорегулирования в горах надо получить исчерпывающие сведения о метеорологической обстановке, орографии района и наличии естественных снежников. В начальный период таяния снежного покрова удобно произвести аэрофотосъемку территории с последующим нанесением снежников на крупномасштабную карту.

В местностях с ветрами, изменяющимися из года в год по направлению, надо иметь многолетние ряды наблюдений за местоположением и величиной естественных снежников.

Летом после таяния снега целесообразно выполнить подробную съемку основных отрицательных форм рельефа в горизонталях, что позволит приблизительно подсчитать их возможные снегоемкости в «естественном состоянии» и после их обрамления ветрозащитными преградами при различных методах снегозащиты. Летом же можно наметить план расположения ветрозащитных устройств.

Зимой полезно проведение ряда полевых экспериментов в районах, намечаемых для снегорегулирования: в типичных для данных бассейнов местах сооружаются опытные ветрозащитные устройства на малых площадях и в конце зимы определяется их снегоемкость прямым зондированием снегоотложений.

Осуществляя в горах снегорегулирование, нельзя забывать о водоотводе. Надо обеспечить определенные направления и места стока талых вод, иначе вода найдет себе дорогу сама с нежелательными и даже вредными последствиями (проход воды мимо плотин, размыв ветрозащитных сооружений и т. д.). Сеть водоотводов, частью которой должны стать ветрозащитные устройства, может сыграть самостоятельную роль в решении проблемы регулирования горного стока. В данной статье этот последний вопрос не рассматривается, так как требует дополнительного исследования.

Основные выгоды, которые получит народное хозяйство от искусственного регулирования снега в горах, следующие:

1. Искусственное регулирование стока описанным способом значительно расширяет области возможного строительства водосборных плотин.

2. Этот метод позволяет увеличить приход воды для тех плотин, водовместимость которых недоиспользуется из-за недостаточности естественного стока.

3. Сезонное регулирование стока устраняет перебои в снабжении водой гидроэлектростанций и населенных пунктов.

Союз научных работников Болгарии,  
София  
Транспортно-энергетический институт  
Сибирского отделения АН СССР,  
Новосибирск

Поступила в редакцию  
10/VIII 1962

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. К. Дюнин, Испарение снега. Изд. Сиб. отд. АН СССР. Новосибирск, 1961.
2. E. Sampeil, Treibschneewände oder Kolktafeln und ihre Anwendung in der Lawinenverbauung. Bündnerwald, N 5, März, 1955.
3. Х. Д. Пеев, Регулиране снегонатрупването в планинските райони във връзка със създаването на постоянен воден отток. Хидрология и метеорология. Кн. 4, 1958.
4. Б. Шталь, О живой защите в больших выемках. Железнодорожный путь, № 6, 1933.

М. П. БОЛШТЯНСКИЙ

### НАПРЯЖЕНИЯ И ПЕРЕМЕЩЕНИЯ В ОТТАИВАЮЩЕМ ГРУНТОВОМ ОСНОВАНИИ, ПОДСТИЛАЮЩЕМ ПЛИТУ

Расчетные схемы некоторых сооружений, находящихся в районах глубокого сезонного промерзания, в частности аэродромных и дорожных покрытий, в период оттаивания грунтов могут быть представлены трехслойным упругим полупространством; при этом верхний слой (покрытие) может быть представлен как тонкая плита, средний слой (талый грунт) — как упругий слой и нижний (мерзлый грунт) — как жесткое основание (рис. 1).

Определение напряжений и перемещений в рассматриваемой системе может быть выполнено на основе общего решения теории упругости, данного в работе Б. И. Когана [1].

В соответствии с этим решением напряжения и перемещения многослойной системы находятся по формулам:

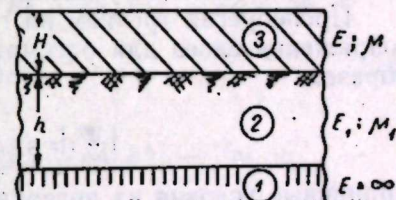


Рис. 1. Расчетная схема оттаивающего грунтового основания, подстилающего плиту.  
1 — абсолютно жесткий слой; 2 — упругий слой; 3 — плита.

$$\sigma_z^{(i)} = \int_0^{\infty} k^2 J_0(kr) (e^{kz} [(1 - 2\mu_1) C_1 - k(B_1 + C_1 z)] + e^{-kz} [(1 - 2\mu_1) D_1 + k(A_1 + D_1 z)]) dk, \quad (1)$$

$$\sigma_r^{(i)} = \int_0^{\infty} k^2 J_0(kr) (e^{kz} [(1 + 2\mu_1) C_1 + k(B_1 + C_1 z)] + e^{-kz} [(1 + 2\mu_1) D_1 - k(A_1 + D_1 z)]) dk - \frac{1}{r} \int_0^{\infty} k J_1(kr) (e^{kz} [C_1 + k(B_1 + C_1 z)] + e^{-kz} [D_1 - k(A_1 + D_1 z)]) dk, \quad (2)$$

$$\sigma_\theta^{(i)} = 2\mu_1 \int_0^{\infty} k^2 J_0(kr) (C_1 e^{kz} + D_1 e^{-kz}) dk + \frac{1}{r} \int_0^{\infty} k J_1(kr) (e^{kz} [C_1 + k(B_1 + C_1 z)] + e^{-kz} [D_1 - k(A_1 + D_1 z)]) dk, \quad (3)$$

$$\tau_{rz}^{(i)} = \int_0^{\infty} k^2 J_1(kr) (e^{hz} [2\mu_1 C_i + k(B_i + C_i z)] - e^{-hz} [2\mu_1 D_i - k(A_i + D_i z)]) dk, \quad (4)$$

$$W_i = \frac{1 + \mu_1}{E_i} \int_0^{\infty} k J_0(kr) (e^{hz} [2(1 - 2\mu_1) C_i - k(B_i + C_i z)] - e^{-hz} [2(1 - 2\mu_1) D_i + k(A_i + D_i z)]) dk, \quad (5)$$

$$U_i = \frac{1 + \mu_1}{E_i} \int_0^{\infty} k J_1(kr) (e^{hz} [C_i + k(B_i + C_i z)] + e^{-hz} [D_i - k(A_i + D_i z)]) dk. \quad (6)$$

В уравнениях (1)–(6)  $i$  — порядковый номер слоя, а функции параметра  $k$  —  $A_i$ ;  $B_i$ ;  $C_i$ ;  $D_i$  определяются из условий сопряжения слоев системы и граничных условий на поверхности верхнего слоя.

Пренебрегая трением на границе плиты и упругого слоя, условия сопряжения слоев для рассматриваемой схемы записываем следующим образом:

$$[W_i]_{z=0} = 0; \quad [U_i]_{z=0} = 0. \quad (7)$$

Граничные условия на поверхности слоя

$$[W_i]_{z=-h} = W, \quad (8)$$

$$[\tau_{rz}]_{z=-h} = 0. \quad (9)$$

Связь между условием (8) и нагрузкой на поверхности получим из уравнения Софи Жермен:

$$\nabla^4 W = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial w}{\partial r} \right) \right] \right\} = \left\{ q + [\sigma_z^{(i)}]_{z=-h} \right\} \frac{1}{D}, \quad (10)$$

где  $q = q(r)$  — интенсивность нагрузки, приложенной к плите;

$D = \frac{EH^3}{12(1-\mu^2)}$  — цилиндрическая жесткость плиты.

Интенсивность нагрузки  $q(r)$  с помощью интеграла Фурье — Бесселя может быть записана следующим образом:

$$q(r) = \int_0^{\infty} J_0(kr) k^2 \varphi(k) dk, \quad (11)$$

где

$$\varphi(k) = \frac{1}{k} \int_0^{\infty} q(t) J_0(kt) t dt. \quad (12)$$

Тогда на основании (1), (4), (5), (6), (10), (11) и (12) условия сопряжения (7) и граничные условия на поверхности (8) и (9) дают си-

стему четырех линейных алгебраических уравнений, из которых могут быть найдены искомые функции параметра  $k$  —  $A_1$ ,  $B_1$ ,  $C_1$ ,  $D_1$ . Эта система имеет вид:

$$\left. \begin{aligned} 2(1 - 2\mu_1) C_1 - kB_1 - 2(1 - 2\mu_1) D_1 - kA_1 &= 0; \\ C_1 + kB_1 + D_1 - kA_1 &= 0; \\ (1 - 2\mu_1 - (\varepsilon k^3 + 1) [2(1 - 2\mu_1) - kh]) D_1 - (\varepsilon k^3 + 1) kA_1 - \\ - e^{-2kh} \{1 - 2\mu_1 + (\varepsilon k^3 - 1) [2(1 - 2\mu_1) + kh]\} C_1 - \\ - e^{-2kh} (\varepsilon k^3 - 1) kB_1 &= \varphi(k) e^{-kh}; \\ e^{-kh} [2\mu_1 C_1 + k(B_1 - C_1 h)] - e^{kh} [2\mu_1 D_1 - k(A_1 - D_1 h)] &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

$$\text{где } \varepsilon = \frac{D(1 + \mu_1)}{E_1}.$$

Опуская не представляющие интереса промежуточные преобразования, приведем окончательный результат решения системы (13):

$$A_1 = \frac{\varphi(k) e^{-kh}}{\Delta k} \{e^{-2kh} [10\mu_1 - 8\mu_1^2 - 4 - kh + 4\mu_1 kh] - 6\mu_1 + 8\mu_1^2 - 3kh + 4\mu_1 kh\}; \quad (14)$$

$$B_1 = \frac{\varphi(k) e^{-kh}}{\Delta k} \{e^{-2kh} [6\mu_1 - 8\mu_1^2 - 3kh + 4\mu_1 kh] - 10\mu_1 + 8\mu_1^2 + 4 - kh + 4\mu_1 kh\}; \quad (15)$$

$$C_1 = \frac{\varphi(k) e^{-kh}}{\Delta} \{e^{-2kh} [4\mu_1 - 3] - 2kh - 1\}; \quad (16)$$

$$D_1 = \frac{\varphi(k) e^{-kh}}{\Delta} \{e^{-2kh} [2kh - 1] + 4\mu_1 - 3\}; \quad (17)$$

$$\Delta = e^{-4kh} \left[ \sum_{a=0}^{a=1} a_n k^n + \sum_{a=3}^{a=4} a_n k^n \right] + e^{-2kh} \left[ \sum_{b=0}^{b=1} b_n k^n + \sum_{b=3}^{b=5} b_n k^n \right] + C_1 k^3 + C_2. \quad (18)$$

В выражение (18) введены следующие сокращения:

$$\begin{aligned} a_0 &= (3 - 4\mu_1)(4\mu_1 - 1); & b_3 &= 4\varepsilon(1 - 2\mu_1); \\ a_1 &= 2h(4\mu_1 - 3); & b_4 &= 2h\varepsilon(1 - 4\mu_1); \\ a_3 &= 2\varepsilon(3 - 4\mu_1)(1 - 3\mu_1); & b_5 &= 4h^2\varepsilon; \\ a_4 &= 2h\varepsilon(3 - 4\mu_1); & c_1 &= 2\varepsilon(3 - 4\mu_1)(1 - \mu_1); \\ b_0 &= 16\mu_1^2 - 20\mu_1 + 8; & c_2 &= 3 - 4\mu_1. \\ &= 3h(4\mu_1 - 3); \end{aligned} \quad (19)$$



Подставляя найденные значения  $A_1$ ,  $B_1$ ,  $C_1$  и  $D_1$  в выражения (1) — (6), получим формулы для напряжений и перемещений в упругом слое.

Приведем формулу для определения вертикальных напряжений в упругом слое по оси действия нагрузки, равномерно распределенной с интенсивностью  $q$  по кругу радиусом  $\delta$  на поверхности плиты. Для этого случая  $\varphi(k) = \frac{q\delta J_1(k\delta)}{k^2}$ ;  $J_0(kr) = 1$ , и выражение имеет вид

$$\sigma_z = q\delta \int_0^{\infty} \frac{J_1(k\delta)}{\Delta} (e^{-k(z+h)} [(3 - 4\mu_1)(1 + k[h+z]) - e^{-2kh}(-5 + 12\mu_1 - 8\mu_1^2 + kz[2kh - 1])] + e^{k(z-h)} [5 - 12\mu_1 + 8\mu_1^2 + k(h-z)[2kh + 1]] + e^{-2kh}(3 - 4\mu_1)(1 - k[h+z])] dk. \quad (20)$$

Для экспериментального исследования напряжений в реальной грунтовой среде с целью установления правомерности применения решений теории упругости, и в частности зависимости (20), к расчетам цементогрунтовых плит на оттаивающем основании были поставлены опыты на моделях, выполненных в натуре.

Оттаивающее грунтовое основание моделировалось бетонным башмаком, подстилающим слой уплотненного суглинистого грунта. Поверх основания устраивалась плита из цементогрунта (уплотненного суглинка с добавлением 10% цемента).

Нагрузки к моделям прикладывались через круглые жесткие штампы диаметром 25 и 15 см. Напряжения измерялись с помощью электротензометрических динамометров диаметром 5 см и высотой 2 см [2] при работе моделей в упругой фазе напряженного состояния.

Среднее давление по подошве штампа увеличивалось ступенями и доходило до 5,65 кг/см<sup>2</sup>; отсчеты по динамометрам и индикаторам, измерявшим осадки штампов, производились через минуту после приложения или снятия нагрузки.

Модули упругости цементогрунта и суглинка были определены на основании данных об упругих осадках круглых жестких штампов, вдавливавшихся в монолиты из этих материалов при давлениях, близких к тем, которые имели место в моделях. Высота монолита и размеры его в плане превышали диаметр штампа не менее чем в 4 раза.

Устройство моделей проводилось на стационаре лаборатории снего-техники и мерзлотоведения Транспортно-энергетического института СО АН СССР в 1960 г.

Было вырыто три котлована прямоугольной формы размерами в плане 2×2 м, затем дно их бетонировалось на глубину 80 см. После затвердения бетона в котлованы был уложен с послойным уплотнением ручной трамбовкой грунт заданной влажности (близкой к оптимальной). Одновременно с уплотнением грунта в него закладывались динамометры, располагавшиеся по вертикальной оси, проходящей через центр площади котлована.

Когда до уровня дневной поверхности оставалось 20 см, котлован послойно заполнялся приготовленным на месте цементогрунтом с уплотнением укаткой каждого слоя грузовой автомашиной ЗИЛ-385. Для приготовления цементогрунта применялся быстротвердеющий цемент марки 500.

По окончании укатки модель засыпали слоем влажного песка толщиной 10 см, влажность которого поддерживалась поливкой, и оставля-

ли на 7—8 дней, в течение которых происходило твердение цементогрунта, затем модель испытывалась пробными нагрузками.

Штамп устанавливался на парафиновую подливку по вертикали над динамометрами, после чего давалось десять приложений — снятий максимальной нагрузки (модель упрочнялась); в результате показания динамометров и индикаторов становились обратимыми, что свидетельствовало о работе модели в «упругой» стадии.

После упрочнения модели к штампу прикладывалась нагрузка тремя ступенями с разгрузкой после последней ступени и взятием отсчетов (нулевого и соответствующего данной ступени нагрузки) по динамометрам и индикаторам.

Особое внимание было уделено тарировке динамометров, которая производилась по принципу «местной» тарировки (т. е. при нахождении динамометра непосредственно в том месте, где производятся измерения с его помощью), впервые примененному в работе [2].

Как показано в [3], основной задачей местной тарировки динамометра с линейной характеристикой (а именно такие динамометры и применялись в наших опытах) было установление тарировочного коэффициента  $T_k$ , с помощью которого отсчеты по данному динамометру в условных единицах переводятся в напряжения в грунте в месте его нахождения.

Для определения  $T_k$  нужно путем тарировочного опыта установить связь между показаниями динамометра и величиной истинного (т. е. не искаженного присутствием динамометра) вертикального напряжения в грунте в месте нахождения динамометра.

Естественно, чем меньше размеры динамометров относительно общих размеров напряженного массива, тем меньше их влияние на характер распределения напряжений в массиве.

По исследованиям Д. С. Баранова [4], заметные искажения поля напряжений не распространяются далее 1—1,5 наибольших размеров динамометра.

Поэтому при экспериментах, проводимых на массивах, размеры которых в десятки раз больше, чем наибольший размер динамометров, пренебрежение влиянием динамометров на общий характер распределения напряжений в массиве вполне оправдано.

Таким образом, поле напряжений в массиве с динамометрами при соблюдении указанного выше условия вполне может считаться «истинным».

Однако измерения в массиве производятся именно в местах нахождения динамометров, т. е. там, где наиболее сильны искажения. В связи с этим учет местных искажений при расшифровке показаний динамометров совершенно необходим для получения устойчивых и надежных результатов, что и преследует принцип «местной тарировки».

Таким образом, задача определения  $T_k$  сводится к созданию в исследуемом массиве грунта заранее известного и регулируемого поля вертикальных напряжений (тарировочного поля). При этом условия взаимодействия динамометра и грунта должны максимально соответствовать условиям, имевшим место в «расшифровываемом» эксперименте.

В описываемых экспериментах тарировочное поле в зоне нахождения динамометров создавалось путем приложения фиксированной штамповой нагрузки непосредственно к грунту после снятия плиты сразу по окончании опыта в данном котловане. При этом интенсивность поля в месте нахождения динамометра определялась по кривым затухания напряжений для данного грунта, полученным в работе [2] и практически совпадающим с кривыми теории упругости для однородного слоя.

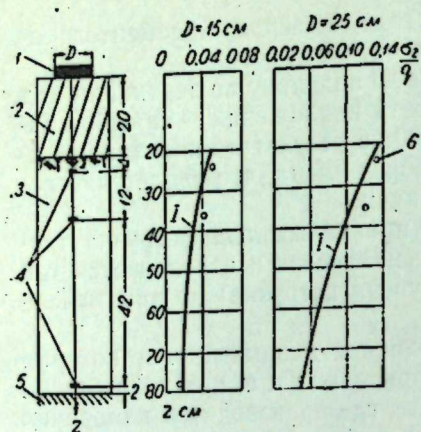


Рис. 2. Схема проведения эксперимента и сопоставление теоретических и экспериментальных данных: 1 — штамп; 2 — цементогрунт; 3 — уплотненный суглинок; 4 — динамометры; 5 — бетон; 6 — экспериментальные точки; 1 — кривая по формуле (20).

Для максимального сохранения характера взаимодействия динамометра с грунтом, интенсивность тарировочного поля не превышала интенсивности ранее создававшегося «упрочняющего» поля напряжений. Следует отметить, что величина  $T_R$ , определенная способом «тарировочного поля», совпала с величиной, определенной способом «тарировочного бака» [3], однако способ «тарировочного поля» является более универсальным и менее трудоемким. Во всех опытах зависимость между давлением на штамп и измерявшимися напряжениями была линейной. При этом фактические напряжения удовлетворительно совпали с вычисленными по формуле (20). Результаты измерения напряжений в одной из моделей приведены на рис. 2. Для этой модели модуль упругости грунта —  $800 \text{ кг/см}^2$ ; модуль упругости цементогрунта —  $6000 \text{ кг/см}^2$ . Как видно из рисунка, экспериментальные точки удовлетворительно соответствуют кривым по теории упругости. (При теоретических расчетах принималось  $\mu=0,25$  и  $\mu_1=0,35$  [5]).

Проведенное исследование позволяет сделать вывод, что для расчета напряжений в оттаивающем грунтовом основании цементогрунтовых плит, работающих в первой фазе напряженного состояния, правомерно применение решений теории упругости.

Транспортно-энергетический институт  
Сибирского отделения АН СССР,  
Новосибирск

Поступила в редакцию  
31/V 1962

#### ЛИТЕРАТУРА

- Б. И. Коган, Напряжения и деформации многослойных покрытий. Тр. Харьков. автомобильно-дорожного ин-та, вып. 14, изд. ХГУ, Харьков, 1953.
- М. П. Болштынский, Исследование вертикальных напряжений в трехфазном грунте под жестким штампом. Изв. СО АН СССР, № 6, 1960.
- М. П. Болштынский, Экспериментальное исследование напряжений в неоднородном грунте. Автореф. канд. дисс. Новосибирск, 1962.
- Д. С. Баранов, Измерительные приборы, методика и некоторые результаты исследования распределения давления в песчаном грунте. М., 1959.
- А. М. Кривисский, Новые схемы для расчета нежестких дорожных одежд. Авториздат. М., 1961.

М. С. ШАРЛОВСКАЯ, В. Ф. ШУГУРОВ

### О ПРИЧИНАХ ОБРАЗОВАНИЯ ЗОЛОВЫХ ОТЛОЖЕНИЙ ПРИ СЖИГАНИИ ЧЕРЕМХОВСКОГО УГЛЯ

При сжигании черемховского угля поверхности нагрева сильно загрязняются сыпучей золой, особенно в котлах со слоевыми топками. Это может привести к серьезным осложнениям в случае использования указанного топлива в высокоинтенсивных топочных устройствах, где условия для образования высокодисперсной золы еще более благоприятны.

Между тем, угли Черемховского бассейна относятся к топливам, на базе которых в текущем семилетии осуществляется строительство мощных тепловых электростанций на востоке Сибири. При современной тенденции к внедрению высокоинтенсивных топочных устройств (циклонные предтопки, жидкое шлакоудаление) необходимо изучение свойств золы черемховского угля с целью определения путей его использования в высокофорсированных топочных камерах.

#### ЭКСПЛУАТАЦИОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ

Наблюдения за образованием золовых отложений при сжигании черемховского угля проводились на шести котлоагрегатах разных мощностей и конструкций (табл. 1). Почти во всех случаях на поверхностях

Таблица 1

Характеристика и эксплуатационные данные котлов, работающих на черемховском угле

Котел, производительность, т/ч	Тип топки	Напряжения топочного объема, ккал/м <sup>3</sup>	Время, через которое требуется остановка на чистку, ч	Температура уходящих газов	
				после пуска	перед остановкой
НЗЛ-24	Слоевая	200 000	200—500	125	до 220
СМ-16	"	200 000	200—400	130	до 220
Лопульки, 60	"	190 000	900—1800	120	до 160
Бабкок, 110	Пылеугольная	100 000	Не лимитируется		
ТП-230	"	110 000	"	180	до 210
ПК-10, 230	"	115 000	"		

нагрева этих котлов имелись золовые отложения в виде рыхлого порошка, толщина слоя которого изменялась от нескольких миллиметров (лобовые части конвективных поверхностей и экраны) до 100 мм и более (тыловая сторона кипяточных пучков, фестонов, пароперегревателей). Особенно много отложений было на поверхностях нагрева котлов со слоевыми топками. В котлах с пылеугольным сжиганием золовые наносы были значительно меньшими. На рис. 1 показано изменение тем-

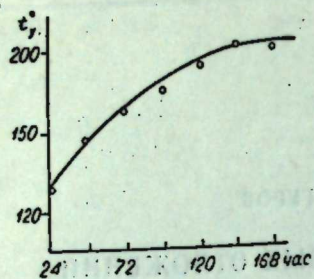


Рис. 1. Изменение среднесуточной температуры уходящих газов котла НЗЛ-24 между остановками на чистку.

пературы уходящих газов одного из котлов со слоевой топкой, характеризующее динамику накопления золовых отложений в период между остановками котла на чистку.

Из рис. 1 можно заключить, что процесс осаждения летучей золы происходит наиболее интенсивно в первые дни работы котла после пуска. В дальнейшем температура уходящих газов растет значительно медленнее, что свидетельствует о частичной стабилизации процесса образования золовых отложений [1]. Шлакования экранных поверхностей при нормальной эксплуатации, как правило, не наблюдается.

### ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ ЗОЛОВЫХ ОТЛОЖЕНИЙ

Характерные результаты химического анализа золовых отложений с различных поверхностей нагрева одного из обследованных котлов приведены в табл. 2. Для сравнения приводится анализ лабораторной золы, полученной из среднесуточных проб черемховского угля, отбиравшихся с ленты топливopодачи перед остановкой этого котла на чистку\*. При отборе проб с экранных труб были выделены отдельно внутренний и наружный слои отложений. На остальных поверхностях отчетливого разделения слоев не наблюдалось и поэтому пробы отбирались средние по толщине осевшего слоя.

Таблица 2

Химический анализ лабораторной золы и золовых отложений при сжигании черемховского угля (котел Лопульки, механическая топка)

Место отбора пробы	Внешний вид пробы	Содержание горючих, %	Общий химический анализ золы							
			SiO <sub>2</sub>	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	CaO	MgO	Na <sub>2</sub> O	K <sub>2</sub> O	SO <sub>2</sub>
Экраны: внутренний слой, наружный слой	Розово-белая	6,68	62,11	21,25	4,75	5,55	Следы	1,20	0,45	5,45
	Светло-коричневая	5,38	63,5	21,65	5,30	4,70	.	0,55	0,20	2,55
Водяной экономайзер	Светло-серая	7,68	64,55	18,00	1,20	10,30	.	0,03	0,23	3,60
Воздухоподогреватель	Светло-серая	23,84	60,18	25,20	6,70	5,70	0,1	0,08	0,33	1,85
Лабораторная зола	Беловато-серая	—	65,31	21,4	6,30	2,85	0,90	1,06	0,60	1,48

Из табл. 2 видно, что в золовых отложениях, отобранных с разных поверхностей нагрева, селективность осаждения отдельных компонентов весьма незначительна, что противоречит наблюдениям других авторов [2]. Это объясняется тем, что ввиду низкой теплопроводности золы по мере увеличения заноса данной поверхности сглаживается температурный перепад между этой поверхностью и газовым потоком.

\* За весь период накопления отложений сжигался уголь примерно такого же качества.

несущим в себе парообразные возгоны химических соединений. Поскольку конденсация указанных соединений определяется температурным перепадом, осаждение их может быть селективным только на чистые поверхности нагрева или при тонком слое золовых отложений, что при сжигании черемховского угля имеет место в течение весьма короткого времени.

По мере удаления места отбора пробы от топки в пробах наблюдается увеличение содержания горючих, что подтверждается изменением цвета отложений. Это объясняется накоплением на «холодных» поверхностях продуктов неполного сгорания угля — сажи, которая, выносясь из топки, оседает по всему газовому тракту, но в зонах высоких температур успевает выгорать более полно.

Сравнение содержания отдельных компонентов в золовых отложениях с количеством их в лабораторной золе исходного топлива показывает следующее: почти во всех отложениях увеличено количество SO<sub>2</sub> и CaO по сравнению с лабораторной золой. Это подтверждает повышенную способность указанных соединений к возгону при высоких температурах и последующую конденсацию их на «холодных» поверхностях в виде продуктов сублимации.

В отложениях, собранных с хвостовых поверхностей нагрева (водяной и воздушный экономайзеры), содержание щелочных окислов (особенно Na<sub>2</sub>O) весьма незначительно. По-видимому, это является следствием интенсивного осаждения указанных соединений в предыдущих газоходах. Количество остальных компонентов золы в отложениях почти не отличается от содержания их в лабораторной золе исходного топлива.

### СВЯЗЬ МЕЖДУ ХИМИЧЕСКИМ СОСТАВОМ МИНЕРАЛЬНОЙ ЧАСТИ УГЛЕЙ И ИХ СПОСОБНОСТЬЮ К ЗОЛОВОМУ ЗАНОСУ

Для выявления связи между химическим составом минеральной части топлива и его склонностью к образованию золовых отложений наряду с исследованиями золы черемховского угля изучались минеральные остатки ленинского и араличевского углей. Последние были выбраны для сравнения как образцы углей, при сжигании которых поверхности нагрева летучей золой не заносятся.

Таблица 3

Техническая характеристика исследуемых углей

Наименование угля	Марка	Теплотворн. Q <sub>нр</sub>	Зольность A <sub>p</sub>	Влажность W <sub>p</sub>	Летучие J <sub>г</sub>	Сера общая S <sub>об</sub>	Хлор Cl
Черемховский	Д	4450	22,9	14,1	45	1,19	0,015
Араличевский	Т	5360	18,7	11,36	16	0,49	0,04
Ленинский	Г	6150	10,1	10,51	39	0,39	0,03

В табл. 3 приведена техническая характеристика исследуемых топлив, а также количество в них общей серы и хлора, которые относятся к вредным примесям с точки зрения золовых загрязнений. В условиях топочного режима они способствуют образованию растворимых сульфидов.

Химический состав минеральной части углей и степень водорастворимости отдельных компонентов

Наименование угля	Состав обезуглероженной массы, %																
	SiO <sub>2</sub>		Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>		Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>		CaO		MgO		SO <sub>2</sub>		Na <sub>2</sub> O		K <sub>2</sub> O		
	из них водорастворимых	всего	из них водорастворимых	всего	из них водорастворимых	всего	из них водорастворимых	всего	из них водорастворимых	всего	из них водорастворимых	всего	из них водорастворимых	всего	из них водорастворимых	всего	
Черемховский	65,28	20,19	5,58	14,7	1,30	6,9	38,3	0,35	43,0	0,28	64,5	0,35	43,0	0,28	64,5	0,35	43,0
Аралчевский	57,00	22,67	9,98	0,7	1,70	1,0	2,5	0,4	25,0	0,39	51,3	0,4	25,0	0,39	51,3	0,4	25,0
Ленинский	54,72	22,82	7,03	1,7	3,11	0,65	9,3	0,55	18,2	0,55	36,4	0,55	18,2	0,55	36,4	0,55	18,2

дов и хлоридов. Последние благодаря низкой температуре плавления быстро переходят в состояние возгона и при конденсации на поверхностях нагрева создают липкий первичный слой, на который оседают частички золы из газового потока.

Содержание хлора определялось в неозоленных пробах. При этом использовался метод двойного сжигания навески с последующим меркурометрическим титрованием иона хлора в присутствии дифенилкарбазона в качестве индикатора [3]\*.

Особое внимание уделялось исследованию количества водорастворимых компонентов минеральной части, поскольку содержание их также определяет способность золы к образованию легколетучих возгонов в условиях топочного режима [4].

Водорастворимые соединения в минеральной части определялись из водной вытяжки неозоленных углей по методу, предложенному Виккертом для щелочей, сульфитов и окислов щелочноземельных металлов [4].

В табл. 4 приведен общий состав обезуглероженной части исследуемых углей. Количество водорастворимых веществ (в пересчете на золу) приводится здесь в сравнении с общим содержанием этих веществ, определяемым путем обычного силикатного анализа.

Как видно из приведенных таблиц, содержание хлора во всех углях весьма незначительно, намного меньше предельной величины (0,35—0,5%), при превышении которой, по наблюдениям Джексона и Уорда [5], присутствие хлора оказывает ощутимое влияние на образование золовых загрязнений.

Содержание общей серы в черемховском угле несколько больше, чем в аралчевском и ленинском, хотя по абсолютной ее величине ни один из этих углей не относится к категории сернистых. При этом в золе всех трех углей содержание SO<sub>2</sub> почти одинаково.

Сравнение степени растворимости

\* Работа по определению содержания хлора в углях выполнена Л. Н. Днякур (Институт органической химии СО АН СССР), за что авторы выражают ей глубокую благодарность.

отдельных компонентов в минеральной части углей показывает значительное преобладание в черемховском угле водорастворимых соединений щелочных окислов и SO<sub>2</sub>, хотя общее количество этих веществ больше в аралчевском и ленинском углях. Отсутствие прямой пропорции между общим содержанием минеральных веществ и их водорастворимой частью наблюдается и в отношении других исследуемых компонентов. Это вызывает предположение о том, что указанные компоненты в разных углях могут первоначально быть составной частью различных минералов, что определяет неодинаковую их водорастворимость и различное поведение в условиях сгорания топлива [6]. Для выяснения сделанного предположения проводился минералогический анализ неозоленной минеральной части углей.

#### Вещественный состав минеральных примесей изученных углей

Для выделения минеральной части из углей применялся центробежный метод обогащения в тяжелых средах, с помощью этого метода был получен ряд более или менее мономинеральных фракций различного удельного веса, каждая из которых была подвергнута качественному и количественному минералогическому анализу путем микроскопических методов исследования.

Таблица 5

Место взятия пробы угля	Содержание минералов в углях, %					
	глинистые минералы	кварц	кальцит	сидерит	пирит	ярозит
Иркутский бассейн, Черемховское месторождение	8,0	7,3	1,5	2,0	1,8	0,8
Кузнецкий бассейн, Аралчевское месторождение	7,8	4,6	1,7	1,0	0,5	—
Кузнецкий бассейн, Ленинское месторождение	2,8	2,0	1,6	—	0,5	—

Установлено, что минеральные примеси в углях Черемховского, Аралчевского и Ленинского месторождений представлены преимущественно глинистыми минералами, кварцем, кальцитом, сидеритом и пиритом. Количественные содержания последних приводятся в табл. 5. В незначительных количествах, обычно составляя доли процента, встречаются магнетит, апатит, циркон, сфен, мусковит и биотит. Следует отметить, что в углях черемховского месторождения, кроме того, присутствуют в заметных количествах минералы, принадлежащие к группе ярозита, в меньшей мере — гидроокислы железа и квасцы. Эти минералы образовались за счет разложения сульфидов, главным образом пирита, и наличие их может служить признаком значительного окисления черемховских углей. В аралчевском и ленинском углях в значительном количестве содержится гипс.

Не вдаваясь в подробное изложение генетических особенностей изученных минералов, отметим, что по своим морфологическим чертам они в различных углях имеют много общего.

Существенным отличием является неодинаковое количественное соотношение отдельных компонентов минеральной части. Из табл. 5 видно, что наибольшим содержанием минеральных образований, особенно серусодержащих, отличаются черемховские угли. Например, количество пирита в них более чем в три раза, а кварца почти в два раза выше по сравнению с араличевскими или ленинскими углями.

Используя данные содержания общей серы, пирита и ярозита в углях, можно рассчитать количество пиритной и органической серы (табл. 6).

Таблица 6

Место взятия пробы угля	Содержание серы в углях, %		
	общая	пиритная	сульфатная + органическая
Иркутский бассейн, Черемховское месторождение	1,19	0,95	0,24
Кузнецкий бассейн, Араличевское месторождение	0,49	0,26	0,23
Кузнецкий бассейн, Ленинское месторождение	0,39	0,26	0,13

Из табл. 6 видно, что количество общей серы в черемховском угле в несколько раз больше, чем в араличевском и ленинском. При этом во всех трех углях количество сульфатной серы почти одинаково, а в черемховских углях большая часть серы имеет пиритный характер. Минералогическая форма сульфатной серы в изученных углях различна. В черемховском угле водорастворимые сульфаты содержатся в квасцах и минералах группы ярозита. В араличевском и ленинском углях практически нерастворимые сульфаты представлены преимущественно в гипсе. Разные типы сульфатов обуславливают неодинаковую степень водорастворимости аниона  $SO_3$  в исследуемых углях, что вполне согласуется с результатами анализа их водных вытяжек (см. табл. 4).

Сопоставляя химический состав золы остатка, приведенного в табл. 4, с вещественным составом минеральных примесей (см. табл. 5), можно среди последних наметить главных носителей  $SiO_2$ ;  $Al_2O_3$ ;  $Fe_2O_3$ ;  $CaO$ ;  $Na_2O$ ;  $K_2O$ . Так, основная часть  $SiO_2$  в углях концентрируется в кварце и глинистых минералах,  $Al_2O_3$  содержится главным образом в глинистой части минеральных примесей. Наличие  $F_2O_3$  обусловлено переводом закисного железа, содержащегося в пирите, сидерите и ярозите, в окисную форму при озолении углей.  $CaO$  находится в изученных углях в виде кальцита и гипса.  $Na_2O$  и  $K_2O$  входят в угли как составные части слюд. Кроме того, в незначительных количествах окислы щелочных металлов присутствуют в других минералах (например, в глинистых образованиях) в качестве химических примесей.

#### ОПЫТЫ ПО ПРОКАЛИВАНИЮ УГОЛЬНОЙ ЗОЛЫ

Для выяснения связи между водорастворимостью веществ и их способностью к улетучиванию при нагреве исследовалась динамика возгона отдельных компонентов при прокаливании золы в муфеле.

Исходным материалом для прокаливании служила зола углей, полученная при  $500^\circ$ . Прокаливание проводилось при медленном разогреве

в муфельной печи и выдержке проб при заданной температуре в воздушной среде в течение двух часов. Потери отдельных компонентов определялись по разности содержания их в исходной пробе и в остатке после прокаливании.

Исследования показали, что общая потеря веса золы всех рассматриваемых углей изменяется при прокаливании почти одинаково (рис. 2).

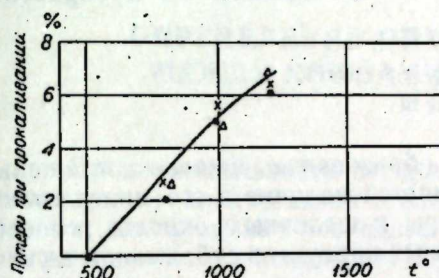


Рис. 2. Изменение общей потери веса золы при прокаливании.  
• — зола черемховского угля; X — араличевского;  $\Delta$  — ленинского.

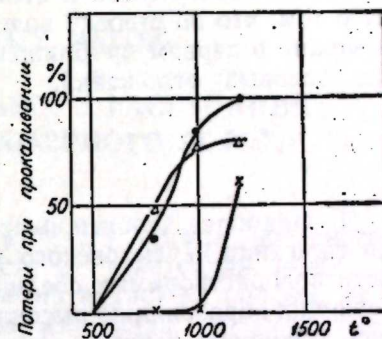


Рис. 3. Потеря  $Na_2O$  при прокаливании золы углей.  
Обозначения те же, что и на рис. 2.

Однако при этом динамика возгона отдельных легколетучих компонентов имеет существенные различия, что видно из рис. 3—5. Результаты анализа остатков золы после прокаливании показали следующее.

1. Потеря  $CaO$  во всех пробах увеличивается почти пропорционально температуре и при  $1200^\circ$  доходит до 50% от содержания в исходной пробе.
2. Потери  $MgO$  незначительные и находятся в пределах аналитической ошибки анализов.

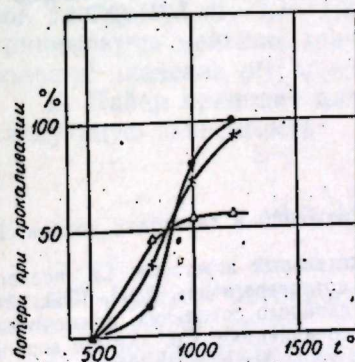


Рис. 4. Потеря  $K_2O$  при прокаливании золы углей.  
Обозначения те же, что и на рис. 2.

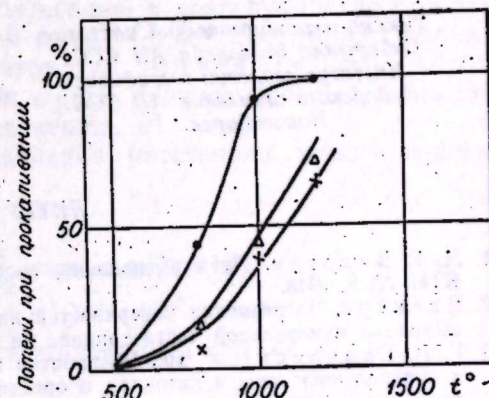


Рис. 5. Потеря  $SO_3$  при прокаливании золы углей.  
Обозначения те же, что и на рис. 2.

3. Потери окислов щелочных металлов при прокаливании зол рассматриваемых углей изменяются неодинаково (см. рис. 3 и 4). Однако общая тенденция их к интенсивному улетучиванию во всех углях очевидна, что согласуется с содержанием в этих окислах значительной доли водорастворимых соединений.

4. Потеря  $SO_3$  является наиболее интенсивной при прокаливании зо-

лы черемховского угля, где по сравнению с золами других углей улетучивание  $SO_3$  в 2 раза больше при  $1000^\circ$  и почти в 5 раз — при  $800^\circ$  (см. рис. 5). Это согласуется с повышенным содержанием водорастворимых соединений  $SO_3$  в минеральной части черемховского угля (см. табл. 4).

Как видно из полученных результатов, опыты по прокаливанию золы подтверждают наличие связи между интенсивностью улетучивания ее отдельных компонентов и степенью их водорастворимости [4]. Это говорит о том, что по степени водорастворимости минеральной части топлива можно в первом приближении судить о способности их к образованию золовых отложений.

### ВЫВОДЫ

1. Наиболее вероятной причиной образования золовых отложений при сжигании черемховского угля является наличие в его минеральной части водорастворимых соединений серы и щелочных окислов, способствующих образованию высокодисперсных продуктов сублимации в условиях топочного режима.

2. Наличие указанных соединений обусловлено присутствием в черемховском угле минералов из группы ярозита и квасцов, а также повышенным содержанием в нем пиритной серы.

3. Особенно большое количество золовых отложений, наблюдаемое при сжигании черемховского угля в слоевых топках, обусловлено длительным пребыванием продуктов сгорания в зоне высоких температур, а также высоким коэффициентом шлакоулавливания таких топок. Это необходимо учитывать при проектировании высокофорсированных топочных устройств на черемховском угле.

4. Для оценки предельного содержания в углях вредных примесей необходимо дальнейшее изучение минеральной части углей, образующих золовые заносы, с учетом конкретных методов сжигания.

Химико-металлургический институт  
Сибирского отделения АН СССР,  
Институт геологии и геофизики  
Сибирского отделения АН СССР,  
Новосибирск

Поступила в редакцию  
31/V 1962

### ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Г. Залогин, Пути уменьшения золовых отложений в газоходах котлов. Изв. ВТИ, № 8, 1948.
2. Виккерт, Загрязнение поверхностей нагрева котельных агрегатов. Сб. переводов «Влияние минеральной части топлива на работу котлоагрегатов», ГЭИ, 1959.
3. Г. Д. Гальперин и др., Разработка метода двойного сжигания, применительно к определению серы и галоидов в органических соединениях. Сб. «Химия сероорганических соединений в нефти и нефтепродуктах». Изд. АН СССР, 1959.
4. Виккерт. Предпосылки различных загрязнений труб при сжигании угля. Energie; Nr. 7, 1958.
5. П. Джексон, Д. Уорд, Влияние состава угля на загрязнение наружных поверхностей нагрева котлов. Сб. переводов «Топки. Загрязнение поверхностей нагрева», ГЭИ, 1957.
6. В. Гумц, Минеральная часть угля и ее влияние на конструкцию и эксплуатацию котлов. Сб. переводов «Влияние минеральной части топлива на работу котлоагрегата», ГЭИ, 1959.

В. М. ВЛАДИМИРОВ, А. Р. МАТТИС

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИМАЛЬНОГО РАССТОЯНИЯ МЕЖДУ КОВШАМИ БЕСКАМЕРНОГО РОТОРА

Производительность бескамерного рабочего органа роторного экскаватора в значительной степени зависит от расстояния между ковшами; одновременно последнее существенно влияет на процесс их опорожнения и обуславливает количество материала, просыпающегося при разгрузке.

Существующие рекомендации для определения этого параметра, приведенные в работах [1, 2], относятся в основном к камерным колесам. А. Вильмс рекомендует определять расстояние между ковшами из предположения, что оно соответствует длине ковша. В связи с этим в качестве расчетной схемы принимается правильный многоугольник с числом сторон, равным удвоенному числу ковшей. При этом длина каждой стороны определяется выражением

$$a = m \sqrt[3]{q}, \text{ м,}$$

здесь  $m$  — коэффициент, величина которого изменяется в пределах 1,1–1,6 в зависимости от размеров ковшей и конструкции ротора (так, для роторов с боковой разгрузкой  $m=1,4$ –1,6; для роторов с радиальной разгрузкой  $m=1,1$ –1,2; при этом для ковшей большей емкости принимаются меньшие значения  $m$  и для ковшей меньшей емкости — большие значения  $m$ );  $q$  — емкость ковша,  $\text{м}^3$ .

Г. Пайер приводит для определения расстояния между ковшами следующую зависимость:

$$a = 2R \sin \frac{\pi}{2z} \text{ при } z = 7 \div 12,$$

здесь  $R$  — радиус роторного колеса по режущей кромке,  $\text{м}$ ;  
 $z$  — число ковшей.

В приведенных выражениях не учитывается в достаточной мере зависимость процесса разгрузки ковшей от расстояния между ними, так как эти уравнения получены только из условий обеспечения необходимых размеров ячеек, способных пропустить весь экскавируемый материал.

В работах [3, 4] было показано, что при определенных угловых скоростях в процессе разгрузки бескамерных роторов грунт под влиянием действующих сил при некотором угле поворота ковша, соответствующем  $\tau = \tau_1$  (рис. 1); отрывается от передней части ковша и опережает его. Естественно, что при проектировании ротора, выбирая расстояние между ковшами, необходимо учитывать этот факт, так как в противном случае

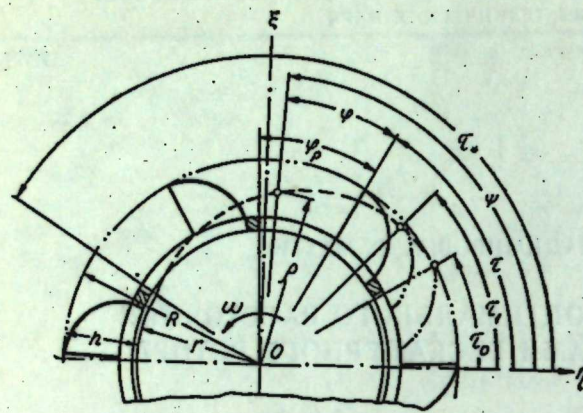


Рис. 1. Расчетная схема бескамерного ротора.

до обечайки  $r$ ; углы установки разгрузочной точки, задний  $\tau_0$  и передний  $\tau_*$ , и условный приведенный коэффициент трения  $\mu$ , характеризующий трение и сцепление материала, а также учитывающий влияние формы и размеров ковша на процесс разгрузки. Там же была показана качественная и количественная взаимосвязь этих параметров и возможность их группировки в безразмерные комплексы:

$$\alpha = \frac{r}{R} = \alpha(\tau_0, \mu, \tau_*), \quad (1)$$

$$\Omega = \frac{\omega^2 R}{g} = \Omega(\tau_0, \mu), \quad (2)$$

характеризующие конструктивно-кинематические элементы роторных колес.

Здесь  $\tau_0$  — задний угол обечайки, одновременно соответствующий началу движения материала в ковше. В свою очередь он связан со скоростью вращения ротора через безразмерный параметр  $\Omega$  зависимостью

$$\tau_0 = \arcsin[\Omega \cos(\arctg \mu)] + \arctg \mu. \quad (3)$$

Очевидно, что после того, как ковш повернется на угол  $\tau > \tau_1$  и частица оторвется от передней кромки ковша, ее положение по-прежнему будет определяться через текущий параметр  $\tau$ , характеризующий положение режущей кромки.

Как показано в работе [3], в системе неподвижных прямоугольных координат положение частицы определяется уравнениями

$$\left. \begin{aligned} \eta &= y_1 \cos \tau_1 + y_1(\tau - \tau_1) \cos \tau_1 - y_1(\tau - \tau_1) \sin \tau_1, \\ \xi &= y_1 \sin \tau_1 + y_1(\tau - \tau_1) \sin \tau_1 + y_1(\tau - \tau_1) \cos \tau_1 - \frac{(\tau - \tau_1)^2}{2} \end{aligned} \right\} \tau_1 \leq \tau \leq \tau_*. \quad (4)$$

Здесь  $y_1 = y_1(\tau_0, \mu, \tau_*)$ ;  $y_1 = y_1(\tau_0, \mu, \tau_*)$  — начальные условия, определяющие положение частицы и ее скорость в момент отрыва от ковша при  $\tau = \tau_1$ .

грунт в процессе разгрузки вместо точки будет попадать на заднюю стенку впереди идущего ковша и просыпаться за ротором, снижая тем самым фактическую производительность экскаватора. Характер процесса разгрузки обусловлен влиянием ряда параметров, из которых важнейшими являются: угловая скорость вращения ротора  $\omega$ ; радиус ротора по режущей кромке  $R$ ; расстояние от центра вращения

Переходя к полярной форме записи, нетрудно получить координаты частицы в виде

$$\psi = \arctg \frac{\xi}{\eta}, \quad (5)$$

$$\rho = \sqrt{\eta^2 + \xi^2}. \quad (6)$$

Таким образом, каждому текущему значению параметра  $\tau > \tau_1$ , характеризующему положение режущей кромки ковша, соответствует угловая координата положения частицы  $\psi$  и ее радиус-вектор  $\rho$ .

Угол опережения частицей режущей кромки ковша при вращении ротора  $\varphi$  также является функцией параметра  $\tau$  (см. рис. 1).

Используя (5), текущее значение этого угла можно записать в виде

$$\varphi = \psi - \tau, \quad \text{здесь } \tau_1 \leq \psi \leq \tau_*, \text{ а } \tau_1 \leq \tau \leq \tau \quad \text{при } \psi = \tau_*. \quad (7)$$

Установим качественную зависимость  $\varphi$  от параметров, определяющих процесс разгрузки роторного колеса. Учитывая (4) и (5), а также начальные условия в момент отрыва частицы  $y_1$  и  $y_1$ , имеем право записать (7) функционально в следующем виде:

$$\varphi = \varphi(\tau_0, \mu, \tau_*). \quad (8)$$

В работе [3] показано, что

$$\tau_* = \tau_*(\tau_0, \mu, \alpha), \quad (9)$$

т. е. передний угол разгрузочной точки, помимо параметров  $\tau_0$  и  $\mu$ , определяется с учетом размеров ротора, связанных безразмерным комплексом  $\alpha$ . Нетрудно показать, что и при определении углового расстояния между ковшами  $\varphi$  этот параметр также имеет место (см. рис. 1). Для удобства расчетов введем

$$k = \frac{h}{R} = \frac{R-r}{R} = 1 - \alpha = k(\alpha), \quad (10)$$

здесь  $h$  — расстояние между наружным радиусом ротора и размером до обечайки (см. рис. 1).

Используя (9) и (10), перепишем (8) в виде

$$\varphi = \varphi(\tau_0, \mu, k), \quad \text{или } \varphi = \varphi(\Omega, \mu, k). \quad (11)$$

Графическая интерпретация функции (11) для ряда фиксированных значений  $\tau_0$  и  $\mu$  представлена на рис. 2. Штриховая линия на графиках ограничивает область практически интересных значений искомых функций и соответствует моменту нахождения частицы грунта на кратчайшем расстоянии от оси ротора, т. е. при  $\psi = \tau_*$  и  $\rho = r$ .

Приведенные графические зависимости показывают, что с возрастанием  $k$ , т. е. при увеличении отношения высоты ковша к радиусу ротора, расстояние между ковшами также должно увеличиваться. При постоянном значении  $k$   $\varphi$  возрастает с увеличением угловой скорости ротора и приведенного коэффициента  $\mu$ .

Таким образом, увеличение числа ссылок, при прочих равных условиях, ведет к необходимости уменьшения высоты ковша или же его дли-

ны, так как за счет последней возможно увеличение значения  $\varphi$ . Естественно, что при проектировании ковшей соотношение их отдельных размеров должно выбираться, помимо этого, с учетом обеспечения оптимальных условий резания и заданной производительности.

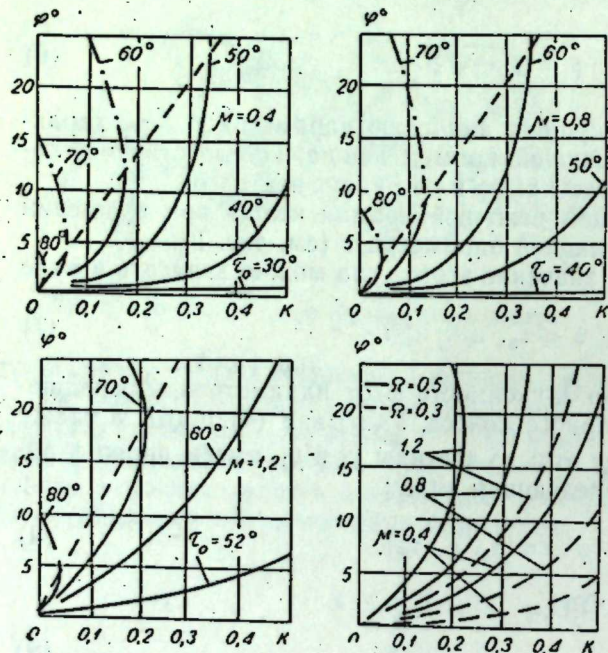


Рис. 2.  $\varphi = \varphi(k, \mu, \tau_0)$ ;  $\varphi = \varphi(k, \mu, \Omega)$ .

высота ковша изменялась в пределах значения скорости вращения ротора — в диапазоне от 0,61 до 5,25 рад/сек и угловое расстояние между ковшами  $\varphi$  — в пределах 9—40°. Наблюдения за процессом разгрузки велись с помощью фотосъемки. Грунт представлял собой суглинок 2-й категории с влажностью 13—18%. В результате значительных по объему экспериментов было установлено, что все полученные закономерности имеют место и для описанного грунта, расстояние между ковшами может быть определено достаточно точно при расчетном приведенном коэффициенте, характеризующем влияние свойств грунта на процесс разгрузки  $\mu = 2,0$ .

Результаты выполненных по данной методике расчетов углового расстояния между ковшами  $\varphi$  для ряда существующих роторных экскаваторов приведены в таблице. Расчетные значения здесь определены при  $\mu = 0,8$ , что соответствует легкосыпучим грунтам (например, песок, супесь).

Как видно из таблицы, принципиально неверно спроектирован ротор экскаватора РЭ-1 Гипроуглеавтоматизации. В нем вся область, находящаяся перед ковшами, перекрыта металлоконструкцией ротора. Как показали испытания этих машин, проведенные Московским инженерно-строительным институтом в Экибастузе и Московским горным институтом в Ангрене с киносъемкой процесса разгрузки, значительная часть разрабатываемого материала падает перед ковшом и ссыпается в сторону. В то же время устройство разгрузочного окна перед ковшом в пределах 5—6° позволило бы резко уменьшить растрску материала и повысить скорость вращения ротора, увеличив тем самым производи-

тельность машин. В случае, если конструкция ротора аналогична представленной на рис. 1, т. е. поперечные связи ротора находятся за задней стенкой ковша, под  $\varphi$  следует рассматривать угол, обозначенный на рисунке через  $\varphi_p$ .

С целью проверки полученных результатов в 1961 г. в Институте горного дела Сибирского отделения АН СССР в условиях глиняного карьера около Новосибирска были проведены экспериментальные исследования. Работа выполнялась на стенде, имитирующем роторный экскаватор с диаметром колеса до 1,7 м. Размер ротора по обечайке равнялся 1,0 м.

В процессе эксперимента  $k = 0,33 \div 0,41$ , угловая

Модель экскаватора	$R, м$	$\omega, 1/сек$	$k = \frac{h}{R}$	$\varphi_{факт.}, град$	$\varphi_{расч.}, град$	$\varphi_{факт.}, град$	$\varphi_{расч.}, град$
РЭ-1	1,65	1,04	0,38	42	47	0	5
ЗЭР-500	2,35	0,85	0,33	52	46	9	3
ЭРГ-400 $\frac{17}{2}$	3,21	0,66	0,34	48	52	6	6
SchRs 1200 $\frac{24}{4}$ 12	4,10	0,43	0,34	42	42	11	1
ЭРГ-1600 $\frac{40}{10}$ 31	5,65	0,52	0,31	50	45	3	2

В экскаваторах ЭРГ-400  $\frac{17}{2}$  и ЭРГ-1600  $\frac{40}{10}$  31 размеры окон предельно близки к расчетным; с некоторым запасом выбран угол у ЗЭР-500. На экскаваторе SchRs 1200  $\frac{24}{4}$  12 размеры окон завышены и могут обеспечить работу экскаватора на более высоких скоростях.

## ВЫВОДЫ

1. Процесс разгрузки бескамерного ротора в значительной мере обуславливается величиной расстояния между ковшами. В работе показана взаимосвязь этого параметра с угловой скоростью вращения ротора, относительными размерами между высотой ковша и радиусом по режущей кромке, а также приведенным коэффициентом свойств грунта, характеризующим процесс разгрузки.

2. В результате выполненных исследований рекомендованы безразмерные зависимости, позволяющие для любых конкретных условий определить искомый параметр.

3. Выполненные проверочные расчеты по разработанной методике и исследования в производственных условиях, проведенные МИСИ и МГИ, показывают, что при условии выбора оптимального расстояния между ковшами производительность ряда существующих экскаваторов может быть повышена.

Институт горного дела,  
Сибирского отделения АН СССР,  
Новосибирск

Поступила в редакцию  
7/VI 1962

## ЛИТЕРАТУРА

1. A. Wilms, Grundsätzliches über Schaufelradbagger und die neu eingeschlagenen Konstruktionswege bei der Entwicklung dieser Geräte. Bergbautechnik, Hf. 1, 2, 3, 1954.
2. G. Pajer, Beitrag zur Theorie des Schaufelrades. Wissenschaftliche Zeitschrift der Hochschule für Schwermaschinenbau. Magdeburg, Hf. 1, 1960.
3. В. М. Владимиров, К теории экскавационных колес: роторных экскаваторов. Изв. СО АН СССР, № 2, 1962.
4. В. М. Владимиров, К определению основных параметров роторного рабочего органа экскаватора из условия разгрузки. Механизация открытых горных работ. Тр. Ин-та горного дела СО АН СССР, № 7. Новосибирск, 1962.





Для элементарного случая нулевого приближения ( $n=0$ ) имеем всего один полином нулевой степени

$$\varphi_1(t) = 1.$$

Пользуясь построенной системой полиномов (2), будем искать разложение нашей функции переходного процесса  $f(t)$ . Предположим, что  $f(t)$  представляется следующим выражением:

$$f(t) - f(\infty) = e^{-\lambda t} [A_1 \varphi_1(t) + A_2 \varphi_2(t) + \dots + A_{n+1} \varphi_{n+1}(t)]. \quad (5)$$

Уравнение (5) определяет приближение  $n+1$ -го порядка искомой функции. В нем  $\varphi_j(t)$  — полиномы (2), а  $A_j$  — постоянные коэффициенты разложения.

Для определения коэффициентов разложения  $A_j$  воспользуемся аналогом соотношений ортогональности (1), в данном случае при условии  $i=j$ . Дифференцируя обе части уравнения (5) по  $t$ , затем умножая результат на  $t^j$  и интегрируя его по  $t$  от 0 до  $\infty$ , получим, учитывая (1),

$$\int_0^{\infty} t^j f'(t) dt = A_j \int_0^{\infty} t^j e^{-\lambda t} (\varphi_j' - \lambda \varphi_j) dt.$$

Обозначим величину интеграла в правой части этого уравнения через  $K(j)$ :

$$K(j) = \int_0^{\infty} t^j e^{-\lambda t} (\varphi_j' - \lambda \varphi_j) dt. \quad (6)$$

Тогда учитывая, что

$$\int_0^{\infty} t^j f'(t) dt = j! S_j,$$

находим

$$A_j = \frac{j!}{K(j)} \cdot S_j. \quad (7)$$

Следовательно, коэффициенты разложения пропорциональны инерционностям  $S_j$ . Выясним, что представляет собой величина  $K(j)$ . В частности, для нулевого приближения ( $n=0$ )  $j=i=1$ , из (6) легко находим

$$K(1) = \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} (\varphi_1' - \lambda \varphi_1) dt = \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} (-\lambda) dt = -\frac{1}{\lambda}.$$

Для первого приближения ( $n=1$ ), учитывая, что  $j=i=1, 2$ , аналогично определяем

$$K(1) = -\frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\lambda}, \quad K(2) = 2 \cdot \frac{1}{\lambda^2}.$$

При  $n=2$   $j=i=1, 2, 3$  и мы получаем следующие значения  $K(j)$ :

$$K(1) = -\frac{1}{3} \cdot \frac{1}{\lambda}, \quad K(2) = \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{\lambda^2}, \quad K(3) = -6 \cdot \frac{1}{\lambda^3}.$$

Легко показать в общем виде, что  $\lambda$  входит в выражение  $K(j)$  только множителем  $\lambda^{-j}$

$$K(j) = \lambda^{-j} \cdot \bar{K}(j), \quad (8)$$

где  $\bar{K}(j)$  уже не зависит от  $\lambda$ .

Подставив (8) в (7), получим

$$A_j = \frac{j!}{\bar{K}(j)} \cdot \lambda^j S_j.$$

Из найденного выражения  $A_j$  очевидно, что будет удобно произвести замену системы (2) полиномами

$$\Phi_j(t) = \frac{j!}{\bar{K}(j)} \cdot \varphi_j(t).$$

В этом случае коэффициентами разложения будут инерционности процесса, умноженные на  $\lambda^j$ . Разложение переходного процесса по функциям  $\Phi_j(t)$  будет иметь вид:

$$f(t) - f(\infty) = e^{-\lambda t} [\lambda S_1 \Phi_1(t) + \lambda^2 S_2 \Phi_2(t) + \dots + \lambda^{n+1} S_{n+1} \Phi_{n+1}(t)].$$

Рассмотрим разложенные различные степени приближений.

А. При  $n=0$  единственный полином системы будет нулевой степени

$$\Phi_1(t) = -1.$$

В данном случае мы получаем простейшее (нулевое) приближение переходного процесса

$$f(t) - S_0 = e^{-\lambda t} [\lambda S_1 (-1)]$$

или

$$f(t) = S_0 - \lambda S_1 e^{-\lambda t},$$

где

$$S_0 = f(\infty).$$

Б. При  $n=1$  имеем систему двух полиномов первой степени:

$$\Phi_1(t) = -2 + \lambda t,$$

$$\Phi_2(t) = 1 - \lambda t.$$

Разложение переходного процесса имеет вид

$$f(t) - S_0 = e^{-\lambda t} [\lambda S_1 (-2 + \lambda t) + \lambda^2 S_2 (1 - \lambda t)],$$

или

$$f(t) = S_0 - \lambda e^{-\lambda t} [(2S_1 - \lambda S_2) + (S_2 \lambda - S_1) (\lambda t)].$$

В. При  $n=2$  получаем:

$$\Phi_1(t) = -3 + 3(\lambda t) - \frac{1}{2}(\lambda t)^2,$$

$$\Phi_2(t) = 3 - 5(\lambda t) + (\lambda t)^2,$$

$$\Phi_3(t) = -1 + 2(\lambda t) - \frac{1}{2}(\lambda t)^2,$$

$$f(t) = S_0 - e^{-\lambda t} [\lambda S_1 \Phi_1(t) + \lambda^2 S_2 \Phi_2(t) + \lambda^3 S_3 \Phi_3(t)]$$

или

$$f(t) = S_0 - \lambda e^{-\lambda t} \left[ (-3S_1 + 3S_2\lambda - S_3\lambda^2) + (3S_1 - 5S_2\lambda + 2S_3\lambda^2)(\lambda t) + \left( -\frac{1}{2}S_1 + S_2\lambda - \frac{1}{2}S_3\lambda^2 \right) (\lambda t)^2 \right].$$

Таким образом, могут быть получены системы полиномов любой степени  $n$  и соответствующее приближение переходной характеристики. Для удобства практических расчетов целесообразно протабулировать эти системы полиномов. Расчеты легко могут быть выполнены на электронно-счетной машине.

Отметим, что значение  $\lambda$  целесообразно выбирать исходя из тех же соображений, какие были изложены в работе [2] при рассмотрении рядов Бурмана-Лагранжа. Что касается точности данного метода приближения, то опыт показал, что при монотонной переходной характеристике технологического процесса приближение второго порядка ( $n=2$ ) уже вполне достаточно для инженерных расчетов. Такое приближение приводит к графику, который, будучи построен на половине стандартного листа бумаги, практически не отличается от точного.

### ВЫВОДЫ

1. Полученная система полиномов дает хорошие приближения монотонных ограниченных переходных процессов. При этом практически вполне удовлетворительными являются приближения 2-го порядка ( $n=2$ ), а во многих случаях даже 1-го порядка.

2. Рассмотренный метод дает простое приближенное выражение переходного процесса на всей полуоси времени, что создает удобства для определения соответствующей передаточной функции и избавляет от необходимости предварительного выяснения длительности наиболее существенных изменений характеристики.

3. Для данной системы полиномов координатами разложения процесса являются непосредственно его инерционности, что значительно упрощает расчеты и весьма удобно для общих исследований.

Институт автоматики и электрометрии  
Сибирского отделения АН СССР,  
Новосибирск

Поступила в редакцию  
12/VII 1962

### ЛИТЕРАТУРА

- Б. Н. Девятков, Ю. Н. Корнев, Определение передаточных функций объектов с монотонными ограниченными характеристиками. Изв. АН СССР, ОТН, № 1, 1962.
- Б. Н. Девятков, Ю. Н. Корнев, Применение рядов Бурмана-Лагранжа при анализе переходных процессов в химико-технологических аппаратах. Изв. СО АН СССР, № 5, 1962.
- Б. Н. Девятков, Определение инерционности и регулируемости проектируемых технологических процессов. ДАН СССР, т. 141, № 5, 1961.
- О. П. Каттеридж, Применение специальных систем полиномов для приближенного вычисления переходной характеристики. Тр. 1-го конгресса IFAC, т. I, Изд-во АН СССР, 1961.

А. Г. КОЗАЧОК

### ОБ ОДНОМ СПОСОБЕ РАЗДЕЛЕНИЯ СИГНАЛОВ В МНОГОКАНАЛЬНЫХ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ УСИЛИТЕЛЯХ

В случае необходимости одновременного измерения нескольких слабых сигналов, что требует предварительного их усиления, каждый из измеряемых сигналов усиливается до определенной величины собственным усилителем. Этому методу присущ существенный недостаток, особенно сильно сказывающийся в том случае, когда измеряемые величины необходимо сравнивать друг с другом. Он заключается в том, что усилители довольно трудно выполнить совершенно идентичными, а поэтому они будут вносить в каждый канал разные погрешности. Чтобы уменьшить погрешности, приходится значительно усложнять схемы усилителей.

От указанного недостатка можно избавиться, если все измеряемые сигналы одновременно усиливать одним усилителем [1]. Но здесь возникает задача разделения сигналов на выходе усилителя. В данной статье рассматривается один из возможных способов такого разделения при измерении сигналов в диапазоне частот от нуля до нескольких десятков герц. В основе его лежит использование усилителей постоянного тока с преобразованием, построенных таким образом, чтобы через усилительный тракт могли одновременно проходить независимо несколько сигналов. Разделение сигналов в этом случае осуществляется за счет того, что модуляторы в разных каналах работают на различных частотах.

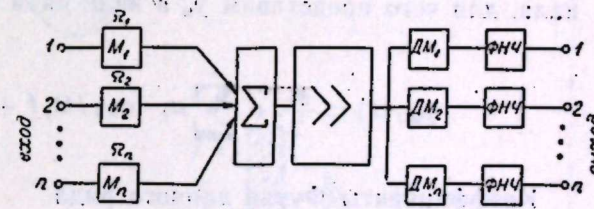


Рис. 1.

Блок-схема такого устройства приведена на рис. 1. Любой тракт этого устройства в отдельности может быть использован как обычный усилитель с преобразованием со всеми присущими ему свойствами. В то же время эта схема дает возможность одновременной независимой работы всех каналов за счет того, что на выходе демодулятора, например  $j$ -того канала, сигнал низкой частоты, являющийся полезным, возникает только от той составляющей суммарного сигнала в усилителе, которая обусловлена входным сигналом того же канала.

Входные составляющие других каналов дают, как будет показано ниже, на выходе этого демодулятора спектры повышенных частот, которые подавляются фильтром нижних частот (ФНЧ).

Рассмотрим простейший усилитель, показанный на рис. 2. Выводы, полученные для этой схемы, будут в основном справедливы и для иных ее вариантов.

Многоканальный усилитель имеет  $n$  входов,  $n$  частотных преобразователей — модуляторов (в данном случае простейших прерывателей), сумматор, усилитель переменного тока и  $n$  демодуляторов на выходе, восстанавливающих первоначальный спектр сигнала.

На вход многоканального усилителя подается  $n$  сигналов:

$$\left. \begin{aligned} u_{вх1} &= U_{01} \cdot \cos \omega_1 t, \\ u_{вх2} &= U_{02} \cdot \cos \omega_2 t, \\ &\dots \\ &\dots \\ u_{вхn} &= U_{0n} \cdot \cos \omega_n t. \end{aligned} \right\} (1)$$

Частота  $\omega$  может принимать любые значения от нуля герц (постоянный ток) до некоторой верхней граничной частоты  $\omega_n$ .

Каждый из входных сигналов модулируется, как показано на рис. 3, где последовательно изображены усиливаемый сигнал  $u_{вхi}$  и сигнал  $u_{2i}$ , полученный в результате модуляции усиливаемого сигнала. Процесс модуляции удобно математически записать как умножение входного сигнала на функцию преобразования модулятора  $y_m$  [2], которая равна единице в моменты времени, когда сигнал проходит, и нулю в моменты выключения сигнала, т. е.

$$y_m = \begin{cases} 1 & \text{при } t = (0 \div t_1) + nT, \\ 0 & \text{при } t = (t_1 \div T) + nT. \end{cases}$$

Здесь  $n$  — натуральный ряд чисел.

Найдем функцию преобразования, например, модулятора  $i$ -того канала, для чего представим  $y_m$  в виде ряда Фурье:

$$y_{mi}(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{l=1}^{\infty} a_l \cdot \cos l \Omega_i t + \sum_{l=1}^{\infty} b_l \cdot \sin l \Omega_i t. \quad (2)$$

Коэффициенты Фурье данного ряда

$$a_0 = \frac{2}{T_i} \int_0^{T_i} y_{mi}(t) \cdot dt = \frac{2}{T_i} \int_0^{t_1} 1 \cdot dt + \frac{2}{T_i} \int_{t_1}^{T_i} 0 \cdot dt = 1 - 2\delta T_i,$$

где  $\delta T_i = \frac{\Delta T_i}{T_i}$  — относительное отклонение скважности работы вибропреобразователя от идеальной, равной двум;

$$a_l = \frac{2}{T_i} \int_0^{T_i} y_{mi}(t) \cdot \cos l \Omega_i t \cdot dt = -\frac{1}{l\pi} (-1)^l \cdot \sin 2\pi l \delta T_i;$$

$$b_l = \frac{2}{T_i} \int_0^{T_i} y_{mi}(t) \cdot \sin l \Omega_i t \cdot dt = \frac{1}{l\pi} [1 - (-1)^l \cdot \cos 2\pi l \delta T_i].$$

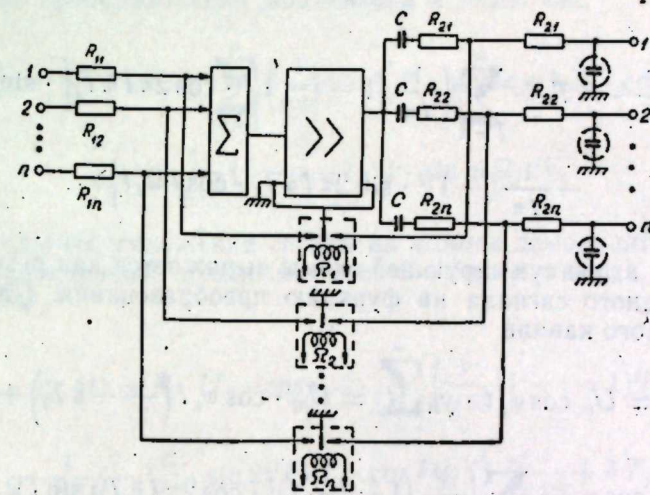


Рис. 2.

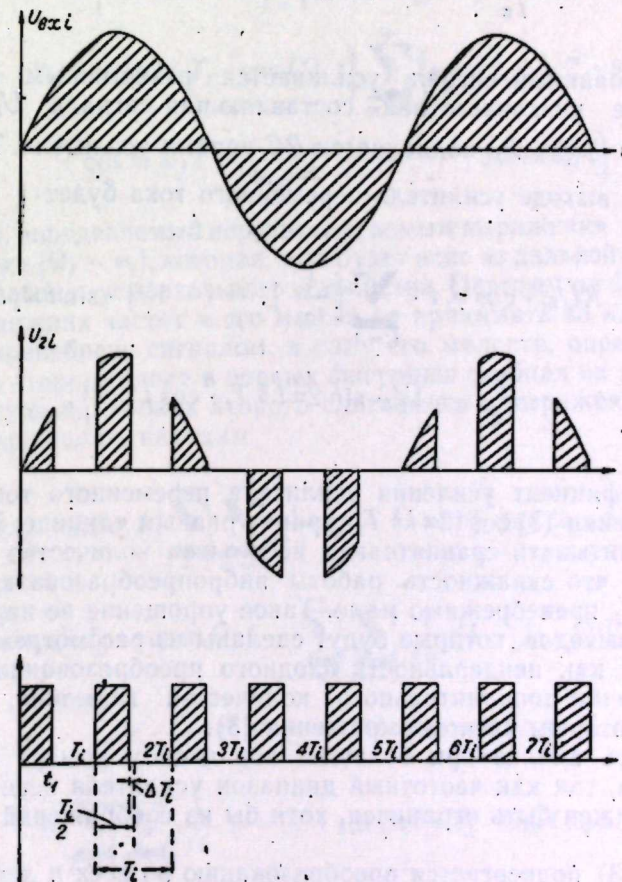


Рис. 3.

Подставляя полученные выражения коэффициентов Фурье в (2), находим

$$y_{\mu i}(t) = \frac{1}{2} - \delta T_i + \sum_{l=1}^{\infty} \left\{ \frac{1}{l\pi} [1 - (-1)^l \cdot \cos 2\pi l \delta T_i] \cdot \sin l \Omega_i t - \frac{1}{l\pi} (-1)^l \cdot \sin 2\pi l \delta T_i \cdot \cos l \Omega_i t \right\}.$$

Сигнал  $U_2$  на входе суммирующей схемы выражается как результат умножения входного сигнала на функцию преобразования. Найдем этот сигнал для  $i$ -того канала

$$u_{2i} = U_{0i} \cos \omega_i t \cdot y_{\mu i}(t) = U_{0i} \cdot \cos \omega_i t \left( \frac{1}{2} - \delta T_i \right) + U_{0i} \cos \omega_i t \cdot \sum_{l=1}^{\infty} \left\{ \frac{1}{l\pi} [1 - (-1)^l \cdot \cos 2\pi l \delta T_i] \sin l \Omega_i t - \frac{1}{l\pi} (-1)^l \cdot \sin 2\pi l \delta T_i \cdot \cos l \Omega_i t \right\}.$$

Преобразованный сигнал усиливается резистивным усилителем. В этом случае низкочастотная составляющая сигнала  $U_{0i} \cdot \cos \omega_i t \times \left( \frac{1}{2} - \delta T_i \right) / \omega_i \ll \Omega_i /$  подавляется RC-цепями усилителя. Тогда напряжение  $u_{3i}$  на выходе усилителя переменного тока будет

$$u_{3i} = K U_{0i} \cdot \cos \omega_i t \cdot \sum_{l=1}^{\infty} \left\{ \frac{1}{l\pi} [1 - (-1)^l] \cdot \sin l \Omega_i t - \frac{1}{l\pi} (-1)^l \cdot \sin 2\pi l \delta T_i \cdot \cos l \Omega_i t \right\}, \quad (3)$$

где  $K$  — коэффициент усиления усилителя переменного тока.

В выражении (3)  $\cos(2\pi l \delta T_i)$  принят равным единице. Это справедливо, если учитывать сравнительно небольшое количество гармоник, и при условии, что скважность работы вибропреобразователя близка к двум, т. е.  $\delta T_i$  пренебрежимо мало. Такое упрощение не нарушает принципиальных выводов, которые будут сделаны из рассмотрения этого выражения, так как неидеальность входного преобразования, проявляющаяся в наличии дополнительного количества гармоник, в основном учитывается вторым членом выражения (3).

Проводить анализ при большом порядковом номере гармоник не имеет смысла, так как частотный диапазон усилителя переменного тока все равно должен быть ограничен, хотя бы из соображений уменьшения шумов.

Сигнал (3) подвергается преобразованию во всех  $n$  демодуляторах. Рассмотрим преобразование  $i$ -того сигнала в  $j$ -том демодуляторе. Принимаем, что  $j > i$ . Задавая разные номера  $i$  и  $j$ , можно последовательно проанализировать все возможные случаи.

Демодуляцию также представим как умножение сигнала  $u_{3i}$  на функцию преобразования демодулятора, которая определяется аналогично функции преобразования модулятора и имеет вид

$$y_{\lambda j}(t) = \frac{1}{2} + \delta T_j + \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ \frac{1}{m\pi} (-1)^m \cdot \sin 2\pi m \delta T_j \cdot \cos m \Omega_j t - \frac{1}{m\pi} [1 - (-1)^m] \cdot \sin m \Omega_j t \right\}.$$

В результате умножения сигнал на выходе демодулятора  $j$ -того канала, обусловленный входным сигналом  $i$ -того канала, определяется выражением

$$u_4 = U_{3i} \cdot y_{\lambda j}(t) = K \cdot U_{0i} \cdot \cos \omega_i t \cdot \sum_{l=1}^{\infty} \left\{ \frac{1}{l\pi} [1 - (-1)^l] \cdot \sin l \Omega_i t - \frac{1}{l\pi} (-1)^l \cdot \sin 2\pi l \delta T_i \cdot \cos l \Omega_i t \right\} \cdot \left( \frac{1}{2} + \delta T_j \right) + K \cdot U_{0i} \cdot \cos \omega_i t \cdot \sum_{l=1}^{\infty} \left\{ \frac{1}{l\pi} [1 - (-1)^l] \sin l \Omega_i t - \frac{1}{l\pi} (-1)^l \cdot \sin 2\pi l \delta T_i \cdot \cos l \Omega_i t \right\} \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ \frac{1}{m\pi} (-1)^m \cdot \sin 2\pi m \delta T_j \times \right. \\ \left. \times \cos m \Omega_j t - \frac{1}{m\pi} [1 - (-1)^m] \sin m \Omega_j t \right\}. \quad (4)$$

Сигнал, определяемый первым слагаемым выражения (4), имеет частоту не ниже  $(\Omega_i - \omega_i)$ , которая, как будет ясно из дальнейшего, выше рабочего диапазона усилительного устройства. Поэтому он будет подавлен фильтром нижних частот и его можно не принимать во внимание. Можно также пренебречь сигналом, в силу его малости, определяемым произведением второго члена в первых фигурных скобках на первый член во вторых фигурных скобках второго слагаемого в выражении (4). Произведя эти упрощения, находим

$$u_4 = K \cdot U_{0i} \cdot \cos \omega_i t \left\{ \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{l\pi} [1 - (-1)^l] \sin l \Omega_i t \cdot \frac{1}{m\pi} (-1)^m \times \right. \\ \left. \times \sin 2\pi m \delta T_j \cdot \cos m \Omega_j t - \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{l\pi} [1 - (-1)^l] \cdot \sin l \Omega_i t \times \right. \\ \left. \times \frac{1}{m\pi} [1 - (-1)^m] \cdot \sin m \Omega_j t + \right. \\ \left. + \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{l\pi} (-1)^l \cdot \sin 2\pi l \delta T_i \cdot \cos l \Omega_i t \times \right. \\ \left. \times \frac{1}{m\pi} [1 - (-1)^m] \sin m \Omega_j t \right\}. \quad (5)$$

Сигнал  $i$ -того входа должен быть подавлен в  $j$ -том канале, поэтому при  $i \neq j$  в выражении (5) должны быть лишь гармоники больше верхней граничной частоты диапазона усиления усилительного устройства, чтобы их можно было подавить фильтром нижних частот. Запишем (5) в виде

$$u_i = K \cdot U_{0i} \cdot \cos \omega_i t \cdot Y \quad (6)$$

и найдем первые гармонические составляющие  $Y$  при  $l=1, 2, 3$  и  $m=1$ . Подставляя в  $Y$  указанные значения  $l$  и  $m$  и производя тригонометрические преобразования, находим

$$Y \approx \frac{2}{\pi^2} \cos(\Omega_j + \Omega_i) t - \frac{2}{\pi^2} \cos(\Omega_j - \Omega_i) t + \frac{\sin 4\pi\delta T_l}{2\pi^2} \cdot \sin(\Omega_j - 2\Omega_i) t + \\ + \frac{\sin 4\pi\delta T_l}{2\pi^2} \cdot \sin(\Omega_j + 2\Omega_i) t + \frac{2}{3\pi^2} \cos(\Omega_j + 3\Omega_i) t - \\ - \frac{2}{3\pi^2} \cos(\Omega_j - 3\Omega_i) t + \dots \quad (7)$$

Остальные слагаемые, определяющие  $Y$ , в выражении (7) опущены, так как они повторяют по частоте составляющие, записанные в (7), и поэтому их учет не меняет частотного спектра рассматриваемого сигнала.

Следует заметить, что при дальнейшем рассмотрении выражения (7) необходимо учесть два возможных случая: 1)  $\Omega_j > 2\Omega_i$  и 2)  $\Omega_j < 2\Omega_i$ . Проведенный анализ для первого случая показывает, что при таком соотношении частот побочные продукты преобразования неизбежно попадают в частотный диапазон работы преобразователей. Это приводит к дополнительным трудностям в осуществлении надежного разделения сигналов в многоканальных усилителях. В связи с этим принимаем, что  $\Omega_j < 2\Omega_i$ . Тогда

$$Y \approx \frac{2}{\pi^2} \cos(\Omega_j + \Omega_i) t - \frac{2}{\pi^2} \cos(\Omega_j - \Omega_i) t - \frac{\sin 4\pi\delta T_l}{2\pi^2} \sin(2\Omega_i - \Omega_j) t + \\ + \frac{\sin 4\pi\delta T_l}{2\pi^2} \sin(\Omega_j + 2\Omega_i) t + \frac{2}{3\pi^2} \cos(\Omega_j + 3\Omega_i) t - \\ - \frac{2}{3\pi^2} \cos(3\Omega_i - \Omega_j) t + \dots \quad (8)$$

Нижние гармонические составляющие в выражении (6) могут быть найдены подстановкой в него нижних гармоник из (8):

$$u_i = -KU_{0i} \left[ \frac{1}{\pi^2} \cos(\Omega_j - \Omega_i - \omega_i) t + \frac{1}{\pi^2} \cos(\Omega_j - \Omega_i + \omega_i) t + \right. \\ + \frac{\sin 4\pi\delta T_l}{4\pi^2} \sin(2\Omega_i - \Omega_j - \omega_i) t + \frac{\sin 4\pi\delta T_l}{4\pi^2} \sin(2\Omega_i - \Omega_j + \omega_i) t + \\ \left. + \frac{1}{3\pi^2} \cos(3\Omega_i - \Omega_j - \omega_i) t + \frac{1}{3\pi^2} \cos(3\Omega_i - \Omega_j + \omega_i) t + \dots \right]. \quad (9)$$

Для подавления этого сигнала необходимо, чтобы при  $\omega_i = \omega_{nj}$  любая гармоническая составляющая (9) была больше  $\omega_{nj}$  ( $\omega_{nj}$  — верхняя граничная частота пропускания  $j$ -того канала), т. е. необходимо выполнение неравенств:

$$\Omega_j - \Omega_i - \omega_{nj} > \omega_{nj} \quad (10)$$

$$2\Omega_i - \Omega_j - \omega_{nj} > \omega_{nj} \quad (11)$$

$$3\Omega_i - \Omega_j - \omega_{nj} > \omega_{nj} \quad (12)$$

Из (10) находим, что  $\Omega_j - \Omega_i > 2\omega_{nj}$ .  
В наиболее жестком частном случае

$$\Omega_{i+1} - \Omega_i > 2\omega_{nj} \quad (13)$$

Неравенство (13) было бы достаточным условием разделения сигналов, если бы использовались идеальные модуляторы. Идеальным мы считаем такой модулятор, на выходе которого имеем лишь одно синусоидальное колебание. Реальные схемы модуляторов, в частности вибропреобразователи, дают на выходе спектр частот, поэтому необходимы дополнительные условия, исключаящие влияние высших гармоник.

Для подавления четных гармоник требуется выполнение неравенства (11), из которого следует

$$\Omega_i > \frac{1}{2} \Omega_j + \omega_{nj}$$

Это неравенство должно выполняться для частот преобразования как соседних, так и крайних каналов, т. е.

$$\Omega_1 > \frac{1}{2} \Omega_n + \omega_{nn} \quad (14)$$

Нечетные гармоники будут подавлены при выполнении неравенства (12); преобразуя его, находим

$$\Omega_1 > \frac{1}{3} \Omega_n + \frac{2}{3} \omega_{nn} \quad (15)$$

Из последних двух неравенств более жестким является (14). Если же скважность работы преобразователей равна в точности двум и  $\delta T_l$  обращается в нуль, то и составляющие, содержащие четные гармоники, также обращаются в нуль. В этом случае предельное соотношение частот преобразования определяется неравенством (15).

Таким образом, для исключения взаимного влияния каналов необходимо, чтобы разность частот преобразования двух соседних каналов была больше удвоенной верхней граничной частоты пропускания, а отношение самой высокой частоты преобразования к самой низкой было меньше трех при идеальном преобразовании ( $\delta T = 0$ ) и меньше двух при неидеальном. С выполнением этих условий взаимное влияние каналов может быть теоретически сколь угодно малым при соответствующей крутизне спада частотной характеристики ФНЧ.

Найдем еще некоторые выражения, определяющие соотношения частот при условии, что полосы пропускания всех  $n$  каналов одинаковы.

Из (14) имеем  $\Omega_n > 2\omega_n - 2\Omega_1$ . С другой стороны, учитывая (13), можно записать

$$\Omega_n > \Omega_1 + 2\omega_n(n-1).$$

Решая эти неравенства, находим

$$\Omega_1 > 2n\omega_n.$$

Отсюда для определения частоты преобразования любого канала получаем неравенство

$$\Omega_i > 2n\omega_n + 2\omega_n(i-1).$$

Из последних выражений следует, что частоты преобразования должны быть тем выше, чем выше верхняя частота полосы пропускания каналов и чем больше число каналов. К сожалению, при использовании преобразователей с электромеханическими реле верхняя частота их работы ограничивается 400—500 гц. Поэтому необходимо находить компромиссное решение между числом каналов и полосой пропускания каждого из них.

Число каналов определяется по формуле

$$n \leq \frac{\Omega_n - \Omega_1}{2\omega_n}.$$

Например, при  $\Omega_n = 420$  гц,  $\Omega_1 = 220$  гц и полосе пропускания всех каналов 0—10 гц теоретически возможное число каналов равно 10. Реально из-за неидеальности ФНЧ это число оказывается в 1,5—3 раза меньшим.

Источниками погрешностей в многоканальных усилителях являются модуляторы, демодуляторы и промежуточный усилитель.

Разница в коэффициенте усиления для разных каналов при использовании общего промежуточного усилителя может быть вызвана его частотными и фазовыми искажениями. Частотный диапазон промежуточных усилителей реально лежит в пределах от десятков герц до десятков килогерц. В этом диапазоне частот при использовании в качестве промежуточных резистивных усилителей не представляет принципиальных трудностей добиться практически сколь угодно малых частотных и фазовых искажений. Поэтому основная погрешность будет обусловлена неидентичностью работы модуляторов и демодуляторов.

В качестве модуляторов и демодуляторов в усилителях с преобразованием, как правило, применяются электромеханические вибропреобразователи. Так как они имеют практически нулевое прямое и бесконечное обратное сопротивление, то погрешность будет возникать в основном вследствие изменения скважности их работы. Для уменьшения этой погрешности необходимо применять отрицательную обратную связь, однако глубина ее для достижения требуемой точности может быть значительно меньшей, чем в случае усиления каждого сигнала отдельным усилителем.

Работа таких усилителей проверялась на макетах. Эксперимент полностью подтвердил возможность разделения сигналов с требуемой точностью, а также возможность сохранения в многоканальном устройстве всех достоинств усилителей с преобразованием. Экспериментальная про-

верка макета двухканального усилителя при использовании простейшего однозвенного фильтра и при относительном отклонении скважности работы реле от идеальной порядка 15% показала, что погрешность от взаимного влияния каналов не превышает 1%. Эта погрешность может быть значительно снижена применением более сложных фильтров и тщательной настройкой реле.

В заключение отметим, что применение многоканальных усилителей дает возможность значительно сократить число усилительных элементов за счет использования всего одного промежуточного усилителя. Если, например, число ламп в промежуточном усилителе  $m$ , то в  $n$ -канальном устройстве по рекомендуемой схеме экономится, по крайней мере,  $m(n-1)$  ламп. На самом деле возможен еще больший выигрыш. Так как требования к точности такого устройства менее жесткие, то и глубина отрицательной обратной связи может быть меньшей, а значит, тот же коэффициент усиления достигается при меньшем числе ламп. Что касается генераторов для возбуждения преобразователей, то каждый из них может быть собран на одной лампе или транзисторе.

Все это не только снижает стоимость, вес и габариты усилительного устройства, но и повышает его надежность.

Институт автоматизации и электрометрии  
Сибирского отделения АН СССР,  
Новосибирск

Поступила в редакцию  
7/VI 1962

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Козачок, Многоканальные измерительные усилители. Измерительная техника, № 11, 1962.
2. К. Б. Карандеев, Л. Я. Мизюк, Л. Д. Гик, О частотной полосе усилителей постоянного тока с преобразованием. ДАН СССР, т. 132, № 2, 1960.

Б. Н. ДЕВЯТОВ, Ф. Я. ГИМЕЛЬШЕЙН, Г. С. ХОРЬКОВА

**ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ РАСПРЕДЕЛЕННОГО КОНТРОЛЯ  
ДЛЯ СОЗДАНИЯ ВЫСОКОКАЧЕСТВЕННЫХ СИСТЕМ  
УПРАВЛЕНИЯ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИМИ ПРОЦЕССАМИ  
ТЕПЛО- И МАССООБМЕНА**

Нами рассматриваются такие распространенные процессы, для которых характерно непрерывное взаимодействие двух движущихся контактирующих потоков, «обменивающихся» своими параметрами. В зависимости от физической природы параметров это могут быть процессы тепло- или массообмена.

В простейшем случае, когда при теплообмене пренебрегаем влиянием разделяющих стен, а при массообмене — влиянием теплового эффекта химической реакции, уравнения взаимодействия движущихся потоков имеют вид [1, 2]

$$\frac{\partial \theta_1}{\partial t} + w_1 \frac{\partial \theta_1}{\partial x} = \kappa_1 (\theta_2 - \theta_1), \quad \frac{\partial \theta_2}{\partial t} - w_2 \frac{\partial \theta_2}{\partial x} = \kappa_2 (\theta_1 - \theta_2), \quad (1)$$

где  $\theta_{1,2}$  — показатели температуры или концентрации соответственно первой и второй среды;

$w_{1,2}$  — скорости движения среды (в данном случае они движутся противотоком);

$\kappa_{1,2}$  — постоянные коэффициенты, характеризующие физические свойства как самих сред, так и аппарата.

Надо сказать, что уравнения (1), хотя и являются идеализированными, во многих случаях достаточно точно описывают процессы тепло- и массообмена. Поэтому мы ограничимся только их рассмотрением, тем более, что подлежащие анализу вопросы носят в основном общий, принципиальный, а не конкретный характер. Однако из соображений удобства изложения в дальнейшем везде будем говорить лишь о процессе теплообмена и о теплообменнике в частности. При этом всегда будем иметь в виду, что для массообмена без выделения тепла или при сравнительно небольшом тепловом эффекте справедливы совершенно аналогичные рассуждения.

Теплообменник как объект регулирования имеет два входа и два выхода и полностью описывается четырьмя передаточными функциями, каждая из которых характеризует воздействие со входа одной из сред на эту же среду или на вторую среду. Структурная схема теплообменника представлена на рис. 1. В соответствии с этой схемой имеем:

$$\begin{pmatrix} \theta_1(p, x) \\ \theta_2(p, x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} K_{11}(p, x) & K_{12}(p, x) \\ K_{21}(p, x) & K_{22}(p, x) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \theta_{1вх}(p) \\ \theta_{2вх}(p) \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Выражения передаточных функций  $K_{ij}(p, x)$ , входящие в (2), найдем, применив к системе (1) преобразование Лапласа (начальные условия предполагаем нулевыми) и решив ее относительно изображений температур обеих сред  $\theta_1(p, x)$  и  $\theta_2(p, x)$ . При этом граничные условия зададим следующим образом:

$$\theta_{1вх}(p, x=0) = \theta_{1вх}(p),$$

$$\theta_{2вх}(p, x=l) = \theta_{2вх}(p)$$

(здесь  $l$  — длина теплообменника).

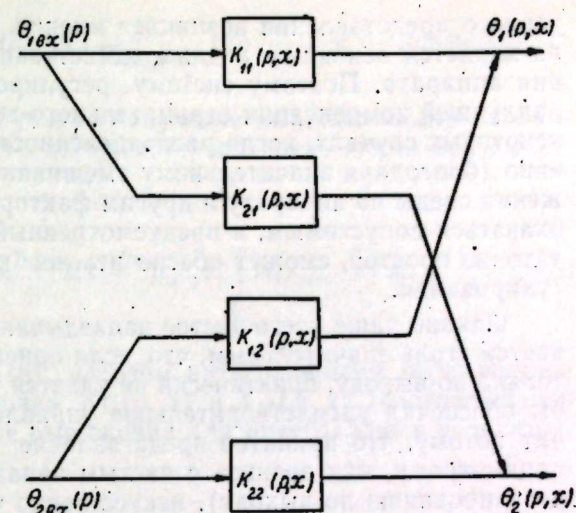


Рис. 1.

В результате получим

$$K_{11}(p, x) = \frac{a_2 e^{\lambda_1 x} - a_1 e^{\lambda_1 + \lambda_2 (x-1)}}{a_2 - a_1 e^{\lambda_1 - \lambda_2}}, \quad (3)$$

$$K_{12}(p, x) = \alpha_1 \cdot \frac{e^{\lambda_2 (x-1)} - e^{\lambda_1 x - \lambda_2}}{a_2 - a_1 e^{\lambda_1 - \lambda_2}}, \quad (4)$$

$$K_{21}(p, x) = \alpha_2 \cdot \frac{e^{\lambda_1 x} - e^{\lambda_1 + \lambda_2 (x-1)}}{a_2 - a_1 e^{\lambda_1 - \lambda_2}}, \quad (5)$$

$$K_{22}(p, x) = \frac{a_2 e^{\lambda_2 (x-1)} - a_1 e^{\lambda_1 x - \lambda_2}}{a_2 - a_1 e^{\lambda_1 - \lambda_2}}, \quad (6)$$

где  $a_1 = \lambda_1 + p\tau_1 + \alpha_1$ ,  $a_2 = \lambda_2 + p\tau_2 + \alpha_1$ ,

$$\lambda_{1,2} = \frac{1}{2} [p(\tau_2 - \tau_1) + \alpha_2 - \alpha_1] \pm \sqrt{[p(\tau_1 + \tau_2) + \alpha_1 + \alpha_2]^2 - 4\alpha_1\alpha_2},$$

$$\tau_1 = \frac{1}{w_1}, \quad \tau_2 = \frac{1}{w_2}, \quad \alpha_1 = \frac{\kappa_1}{w_1}, \quad \alpha_2 = \frac{\kappa_2}{w_2}.$$

Таким образом, мы имеем четыре параметра  $\tau_1$ ,  $\tau_2$ ,  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$ , которые и определяют динамические свойства объекта. При этом  $\tau_1$  и  $\tau_2$  характеризуют время движения соответственно первой и второй среды по аппарату;  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  — безразмерные комплексы параметров, зависящие от физических свойств сред и геометрических размеров аппарата.

Как видно, передаточные функции рассматриваемого объекта достаточно сложны, поскольку они трансцендентны и зависят от переменного параметра  $x$ . Следующей важной особенностью является то, что передаточные функции (3—6), а стало быть, и сам объект не имеют чистого запаздывания в том смысле, как это обычно понимается в теории автоматического регулирования. Это значит, что если рассматривать объект во всей совокупности, учитывая его состояние в каждой точке (например, с помощью распределенного контроля), то нельзя отождествлять его с объектом, имеющим чистое запаздывание. Как следствие этого не-



верного представления возникает мнение, что именно выходная величина является основным и даже единственным критерием оценки состояния аппарата. Поэтому систему регулирования строят из требования наилучшей компенсации отрицательного влияния запаздывания. Лишь в некоторых случаях, когда распределенность процесса выражена не очень явно (благодаря значительному смешиванию, небольшому времени движения среды по аппарату и другим факторам), это представление может оказаться допустимым, и предусмотренный регулятор, иногда даже достаточно простой, сможет обеспечить необходимое качество процесса регулирования.

Однако чаще всего чистое запаздывание выходной величины оказывается столь значительным, что, если ориентироваться на регулирование только по выходу, практически не удастся подобрать регулятор, который бы обеспечил удовлетворительное управление процессом. Это происходит потому, что принятое представление объектов с распределенными параметрами, как звеньев с чистым запаздыванием (что соответствует регулированию по выходу), искусственно упрощает природу рассматриваемых процессов, тем самым искусственно создавая препятствия при синтезе системы регулирования. Иначе говоря, при таком допущении упускается из виду сам распределенный характер процессов, происходящих в объектах, поскольку не принимается во внимание вид распределения по длине аппарата. Информация же о том или ином характере распределения может быть получена только при использовании распределенного контроля.

### 1. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕННОГО КОНТРОЛЯ

Рассмотрим один из возможных методов применения распределенного контроля в системе управления непрерывными технологическими процессами. В качестве объекта регулирования имеем теплообменник (1), у которого постоянство температуры на выходе будем поддерживать с помощью контроля среднеинтегральной температуры по длине аппарата. Если изображение температуры в каждой точке  $x$  первой среды теплообменника есть  $\theta_1(p, x)$ , то изображение среднеинтегральной температуры по всей длине теплообменника будет\*

$$\theta_{1f} = \int_0^1 \theta_1(p, x) dx. \quad (7)$$

(За единицу измерения длины принята длина теплообменника  $l$ ).

Для упрощения анализа системы регулирования сделаем следующие неприципиальные при нашей постановке задачи допущения:

- все возмущения поступают только по первой среде;
- скорости движения обеих сред не меняются, т. е. имеют место возмущения только по температуре;
- регулирующее воздействие подается по второй среде и осуществляется с помощью изменения температуры этой среды.

В качестве регулятора используем простое интегрирующее звено,

\* Интегрирование оригинала по переменному параметру  $x$  здесь соответствует интегрированию изображения по этому же параметру, поскольку можно показать, что необходимое условие для этого выполняется [3].

передаточная функция которого  $K_p = \frac{1}{Tp}$ , где  $\frac{1}{T} = \kappa$  — коэффициент усиления регулятора.

Из формул (2) и (7) получаем следующее выражение для изображения среднеинтегральной температуры первой среды через передаточные функции:

$$\theta_{1f} = \theta_{1вх}(p) \int_0^1 K_{11}(p, x) dx + \theta_{2вх}(p) \int_0^1 K_{12}(p, x) dx. \quad (8)$$

Интегралы, входящие в (8), назовем интегральными передаточными функциями. Пронтегрировав  $K_{11}(p, x)$  и  $K_{12}(p, x)$  (соответственно (3) и (4)), получим следующие выражения для интегральных передаточных функций:

$$K_{11f} = \int_0^1 K_{11}(p, x) dx = \frac{a_2/\lambda_1 \cdot (e^{\lambda_1} - 1) - a_1/\lambda_2 \cdot (e^{\lambda_2} - 1) e^{\lambda_1 - \lambda_2}}{a_2 - a_1 e^{\lambda_1 - \lambda_2}}, \quad (9)$$

$$K_{12} = \int_0^1 K_{12}(p, x) dx = a_1 \frac{1/\lambda_2 \cdot (1 - e^{-\lambda_2}) - a_1/\lambda_1 a_2 \cdot (1 - e^{-\lambda_1}) e^{\lambda_1 - \lambda_2}}{a_2 - a_1 e^{\lambda_1 - \lambda_2}}, \quad (10)$$

Таким образом, для интегральных соотношений аналогично (2) получим

$$\theta_{1f} = \theta_{1вх}(p) K_{11f} + \theta_{2вх}(p) K_{12}. \quad (11)$$

Предположим, что на регулируемом объекте осуществляется распределенный контроль\*, позволяющий реализовать выражение (11). Для обеспечения постоянства выходной величины  $\theta_{1вх}$  в установившемся режиме (ликвидации статической ошибки) при различных возмущениях на входе необходимо поддерживать соответствующее значение среднеинтегральной температуры. Это поддерживаемое значение среднеинтегральной температуры  $\theta_{1f}$  должно быть в непосредственной зависимости от величины возмущающего воздействия. Именно в этом случае в стационарном режиме будет такое распределение температуры по длине теплообменника, при котором температура на выходе сохранит свое прежнее значение.

Поясним сказанное. Допустим, что начальные условия были нулевыми. Этому, разумеется, соответствует и нулевая среднеинтегральная температура. Подадим единичное ступенчатое возмущение на вход системы регулирования. Это возмущение нарушит стационарное состояние системы. Регулятор же должен обеспечить такое распределение в новом стационарном режиме, чтобы при единичном значении температуры на входе аппарата на его выходе был нуль. Этому будет уже соответство-

\* Практически распределенный контроль может быть произведен благодаря установке достаточного количества точечных датчиков, информация с которых поступает на один вторичный прибор. При этом будет иметь место дискретно-распределенный контроль и вопрос будет стоять лишь о погрешности такого метода.

вать не прежнее, нулевое, значение среднеинтегральной температуры, а некоторое новое, вполне определенное значение, которое при заданных параметрах объекта определяется лишь возмущением.

Таким образом, при контроле по среднеинтегральной температуре мы приходим к необходимости слежения за входным возмущением и введения воздействия по возмущению. Принципиально возможен различный характер слежения за возмущающим воздействием, необходимо только, чтобы значение среднеинтегральной температуры при данном возмущении обусловило в установившемся режиме нуль на выходе. Однако в соответствии с принятым интегральным принципом контроля, что было вызвано распределенностью процесса, наиболее целесообразным представляется также интегральное слежение за входным возмущением. При этом имеется в виду непрерывное усреднение входного возмущения за некоторый интервал времени. Это непрерывное усреднение будем называть скользящим интегрированием. Если входное возмущение описывается функцией  $f(t)$ , то скользящий интеграл от нее выразится так:

$$F(t) = \int_{t-\tau}^t f(\xi) d\xi,$$

где  $\tau$  — интервал усреднения. Среднее скользяще интегрируемое значение в каждый момент времени  $t$  определяется как

$$f_f(t) = \frac{1}{\tau} \int_{t-\tau}^t f(\xi) d\xi. \quad (12)$$

Для иллюстрации принципа скользящего интегрирования на рис. 2 приведено несколько примеров возмущающих функций и скользящего интеграла от них в зависимости от времени усреднения  $\tau$ . Преобразование Лапласа функции  $f_f(t)$  имеет вид

$$f_f(t) \equiv f_f(p) = \frac{1 - e^{-p\tau}}{p\tau} f(p).$$

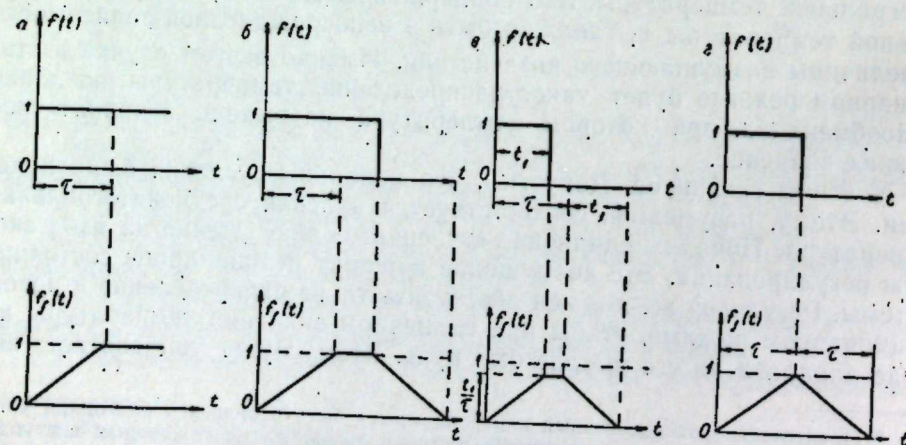


Рис. 2.

Значит, изображение выходной температуры первой среды  $\theta_{1\text{вх}}(p)$  связано с изображением среднего скользяще интегрируемого значения  $\theta_{1f}(p)$  выражением

$$\theta_{1f}(p) = \frac{1 - e^{-p\tau}}{p\tau} \theta_{1\text{вх}}(p). \quad (13)$$

При использовании воздействия по возмущению совместно с регулированием по отклонению (имеется в виду отклонение среднеинтегральной температуры) получим комбинированную систему автоматического регулирования. Скелетная схема этой системы в замкнутом состоянии представлена на рис. 3.

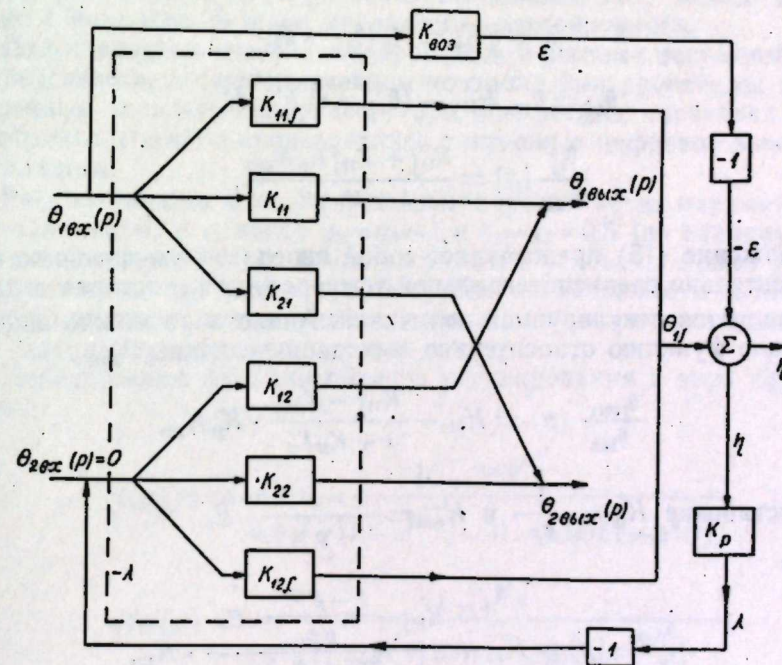


Рис. 3.

Как видно из схемы, на регулятор, передаточная функция которого  $K_p = \frac{1}{Tp}$ , подается разность между среднеинтегральной температурой  $\theta_{1f}$  и величиной  $\epsilon$ . Эта величина  $\epsilon$  поступает с выхода канала воздействия по возмущению, имеющего, согласно (13), передаточную функцию

$$K_{\text{воз}} = \frac{\epsilon(p)}{\theta_{1\text{вх}}(p)} = \frac{1 - e^{-p\tau}}{p\tau} E_0,$$

здесь  $E_0$  — коэффициент усиления канала воздействия по возмущению;  $\tau$  — длительность интервала усреднения, которая выбрана равной времени движения первой среды по аппарату. Коэффициент усиления  $E_0$  в нашем случае соответствует среднеинтегральному значению температу-

ры в установившемся режиме при единичном ее значении на входе объекта и нулевым на его выходе. Можно показать, что при этом

$$E_0 = K_{11f}(0) - \frac{K_{11}(0)}{K_{12}(0)} K_{12f}(0). \quad (14)$$

Таким образом, в нашей системе регулирование выходной величины  $\theta_{1\text{вых}}$  производится косвенно с помощью поддержания необходимого значения среднеинтегральной величины  $\theta_{1f}$ . В свою очередь требуемое значение  $\theta_{1f}$  устанавливается в зависимости от величины возмущающего воздействия благодаря наличию канала воздействия по возмущению.

Найдем передаточные функции системы. Из схемы рис. 3 имеем:

$$\theta_{1f} = \theta_{1\text{вх}} K_{11f} - \lambda K_{12f},$$

$$\lambda = \eta K_p = K_p (\theta_{1f} - \varepsilon).$$

Отсюда

$$\theta_{1f} = \theta_{1\text{вх}} K_{11f} - (\theta_{1f} - \varepsilon) K_{12f} K_p,$$

$$\frac{\theta_{1f}}{\theta_{1\text{вх}}}(p) = \frac{K_{11f} + K_{12f} K_p K_{\text{воз}}}{1 + K_{12f} K_p}. \quad (15)$$

Выражение (15) представляет собой передаточную функцию системы относительно среднеинтегральной температуры  $\theta_{1f}$ , которая в данном случае является регулируемой величиной. Аналогично можно найти передаточную функцию относительно выходной величины  $\theta_{1\text{вых}}$

$$\frac{\theta_{1\text{вых}}}{\theta_{1\text{вх}}}(p) = K_{11} - \frac{K_{11f} - K_{\text{воз}}}{1 + K_{12} K_p} \cdot K_p K_{12},$$

при подстановке  $K_p = \frac{1}{Tp}$  и  $K_{\text{воз}} = \frac{1 - e^{-p\tau_1}}{p\tau_1} E_0$  получим

$$\frac{\theta_{1\text{вых}}}{\theta_{1\text{вх}}}(p) = K_{11} - \frac{K_{11f} - \frac{1 - e^{-p\tau_1}}{p\tau_1} \cdot E_0}{Tp + K_{12f}} \cdot K_{12}. \quad (16)$$

Качество переходного процесса будем оценивать величиной интегральной квадратичной ошибки

$$I = \int_0^{\infty} \{[\theta_{1\text{вых}}(t)]^2 + [\nu \theta'_{1\text{вых}}(t)]^2\} dt, \quad (17)$$

где  $\theta_{1\text{вых}}(t)$  и  $\theta'_{1\text{вых}}(t)$  — соответственно функция переходного процесса и ее производная;  $\nu$  — постоянное число, являющееся весовым коэффициентом при производной.

Значение интеграла (17) может быть вычислено с помощью формулы Релея, которая дает

$$\int_0^{\infty} [f(t)]^2 dt = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} |W(j\omega)|^2 |x(j\omega)|^2 d\omega, \quad (18)$$

где  $f(t)$  — функция переходного процесса;  
 $W(j\omega)$  — амплитудно-фазовая характеристика системы по рассматриваемой координате;  
 $x(j\omega)$  — спектр Фурье возмущающего воздействия.  
 Используя формулу (18), для выражения (17) получим

$$I = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \left| \frac{\theta_{1\text{вых}}}{\theta_{1\text{вх}}}(j\omega) \right|^2 |\theta_{1\text{вх}}(j\omega)|^2 (1 + \nu^2 \omega^2) d\omega. \quad (19)$$

Разумеется, в общем виде интеграл (19) не берется ввиду сложности наших передаточных функций. Поэтому для каждого конкретного случая (при заданной возмущающей функции и определенных значениях параметров объекта и регулятора) выражение (19) можно вычислить только с помощью методов численного интегрирования.

Для сравнения переходных процессов в системе регулирования при распределенном и сосредоточенном контроле был произведен расчет качественных показателей процесса при конкретных значениях параметров объекта. Расчеты производились с помощью цифровой вычислительной машины.

Рассматривался один из реальных случаев, когда параметры обеих сред одинаковы, т. е. когда  $\alpha_1 = \alpha_2 = 1$  и  $\tau_1 = \tau_2 = 0,5$  (за единицу времени принята величина  $\tau_1 + \tau_2$ ). В частности, этим условиям может удовлетворять теплообменник типа «труба в трубе», когда скорости движения обеих сред одинаковы и эти среды однородны по своим физическим свойствам (например, вода — вода, газ — газ).

Передаточные функции объекта регулирования в этом случае имеют вид:

$$K_{11}(p) = \frac{\sqrt{q} e^{0,5\sqrt{q}}}{0,5\sqrt{q}(1 + e^{\sqrt{q}}) - (1 - 0,5p)(1 - e^{\sqrt{q}})}, \quad (20)$$

$$K_{12}(p) = \frac{1 - e^{\sqrt{q}}}{\sqrt{q}(1 + e^{\sqrt{q}}) - (1 + 0,5p)(1 - e^{\sqrt{q}})}, \quad (21)$$

$$K_{11f}(p) = \frac{(1 - e^{0,5\sqrt{q}})[(1 + 0,5p)(e^{0,5\sqrt{q}} - 1) + 0,5\sqrt{q}(e^{0,5\sqrt{q}} + 1)]}{0,5\sqrt{q}[(1 + 0,5p)(1 - e^{\sqrt{q}}) - 0,5\sqrt{q}(1 + e^{\sqrt{q}})]}, \quad (22)$$

$$K_{12f}(p) = \frac{1 - e^{0,5\sqrt{q}}}{0,5\sqrt{q}[0,5\sqrt{q}(1 + e^{\sqrt{q}}) - (1 + 0,5p)(1 - e^{\sqrt{q}})]}, \quad (23)$$

где  $q = p^2 + 4p$ . Передаточная функция системы при распределенном контроле по всей длине аппарата получена выше и имеет вид (16).

При регулировании по выходу (сосредоточенный контроль) получим

$$K_{11f}(p) = K_{11}(p),$$

$$K_{12f}(p) = K_{12}(p),$$

$$E_0 = 0,$$

в связи с чем передаточная функция системы регулирования в этом случае будет

$$\frac{\theta_{\text{вых}}}{\theta_{\text{вх}}}(p) = \frac{K_{11}Tp}{Tp + K_{12}} \quad (24)$$

Расчеты производились в предположении, что на вход системы поступает единичное ступенчатое возмущение, изображение которого  $\theta_{\text{вх}}(p) = \frac{1}{p}$ . Вычислительной машине была задана программа для расчета интеграла (19) в некоторой области изменения коэффициента усиления регулятора с целью выбора его оптимального значения. Область изменения коэффициента усиления регулятора в обоих случаях (при распределенном и сосредоточенном контроле) устанавливалась в соответствии с произведенным предварительно анализом устойчивости системы при различных коэффициентах усиления регулятора. Анализ устойчивости проводился с помощью построения кривых  $D$ -разбиения по параметру  $k$ .

Полученные результаты представлены в виде графика на рис. 4.

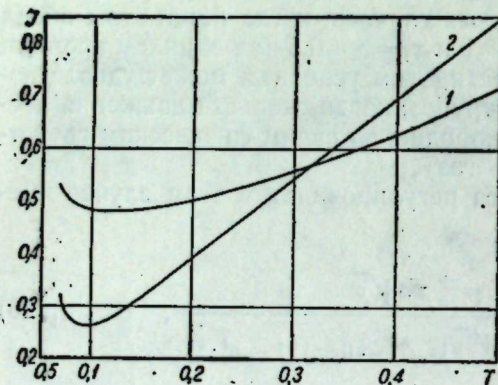


Рис. 4.

На этом рисунке кривая 1 соответствует сосредоточенному контролю, кривая 2 — распределенному,  $\nu^2 = \frac{1}{20}$ . Как видно из графика, качество переходного процесса при распределенном контроле значительно выше, чем при сосредоточенном. Это также подтверждает вид кривых переходного процесса при распределенном и сосредоточенном контроле, представленных на рис. 5. Здесь, аналогично рис. 4, 1 — сосредоточенный контроль, 2 — распределенный,  $T=0,1$ , а за единицу измерения времени принята величина  $\tau_1 + \tau_2$ .

Эти кривые построены с помощью метода трапецидальных характеристик [4] при значениях коэффициента усиления регулятора, близких к оптимальным. Колебательность кривых в начале переходного процесса не будет иметь места, поскольку она вызвана лишь погрешностями использованного метода построения переходных процессов. Реальный переходный процесс при регулировании по выходу будет иметь чистое запаздывание и начнется скачком при  $t = \tau_1 = 0,5$ . При регулировании же по среднеинтегральной температуре (кривая 2) процесс будет проходить без запаздывания, протекая до времени  $t = \tau_1 = 0,5$  в отрицательной области плавно без колебаний.

Рассмотрение кривых переходного процесса показывает, что при регулировании по выходу переходный процесс более колебателен, пере-регулирование значительнее и интегральное отклонение регулируемой величины также больше.

До сих пор мы рассматривали распределенный контроль, осуществляемый равномерно по всей длине аппарата, и регулирование, производимое по среднеинтегральной температуре одной из сред. Однако большой интерес представляет применение неравномерного распределенного контроля с некоторой весовой функцией. Это такой контроль, ког-

да регулирование осуществляется не просто по среднеинтегральной температуре (7), а по весовой среднеинтегральной температуре, определяемой как

$$\theta_{1f} = \frac{1}{l} \int_0^l \theta_1(p, x) f(x) dx. \quad (25)$$

Здесь  $f(x)$  — весовая функция, характер которой можно определить исходя, например, из условия достижения наилучшего качества процесса регулирования или в результате анализа наиболее вероятных возмущающих воздействий. Графики весовых функций, наиболее естественные для нашего случая, представлены на рис. 6. Нижний ряд графиков представляет собой самую удобную для реализации и простую (с точки зрения анализа) аппроксимацию соответствующих верхних гра-



Рис. 5.

фиков. При таком приближении выбор той или иной весовой функции будет сводиться лишь к определению координаты  $x^0$  (в случаях а и б) или координат  $x_1^0$  и  $x_2^0$  (в случае в).

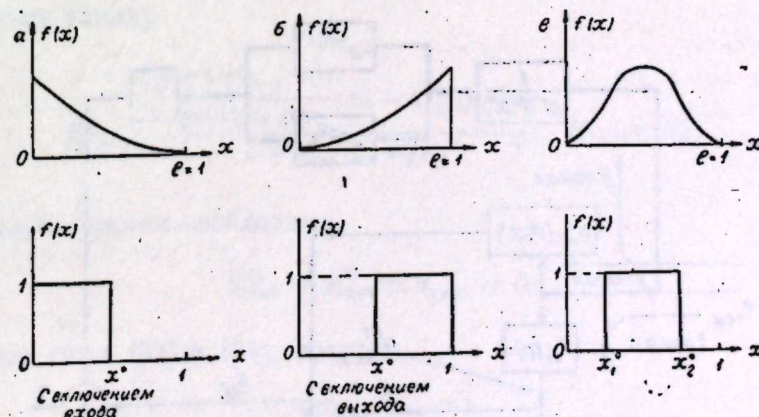


Рис. 6.

Так, в случае б регулирование будет производиться по среднеинтегральной температуре на отрезке длины теплообменника  $(x^0, l)$ . Эта среднеинтегральная температура

$$\theta_{1f} = \frac{1}{l - x^0} \int_{x^0}^l \theta_1(p, x) dx. \quad (26)$$

Соответствующие среднеинтегральные передаточные функции при этом будут выражаться следующим образом:

$$K_{11f}(p, x^0) = \frac{1}{1-x^0} \int_{x^0}^1 K_{11}(p, x) dx = \frac{1}{1-x^0} \left[ \frac{a_2}{\lambda_1} \cdot \frac{e^{\lambda_1} - e^{\lambda_1 x^0}}{a_2 - a_1 e^{\lambda_1 - \lambda_2}} + \frac{a_1}{\lambda_2} \cdot \frac{e^{\lambda_2} - e^{\lambda_2 x^0}}{a_1 - a_2 e^{\lambda_2 - \lambda_1}} \right], \quad (27)$$

$$K_{12f}(p, x^0) = \frac{1}{1-x^0} \int_{x^0}^1 K_{12}(p, x) dx = \frac{1}{1-x^0} \left[ \frac{1}{\lambda_2} \cdot \frac{1 - e^{\lambda_2(x^0-1)}}{a_2 - a_1 e^{\lambda_1 - \lambda_2}} + \frac{1}{\lambda_1} \cdot \frac{1 - e^{\lambda_1(x^0-1)}}{a_1 - a_2 e^{\lambda_2 - \lambda_1}} \right]. \quad (28)$$

Скелетная схема системы регулирования для этого случая представлена на рис. 7. Передаточная функция этой системы в замкнутом состоянии будет иметь вид

$$\frac{\theta_{1\text{вых}}}{\theta_{1\text{вх}}}(p) = K_{11} - \frac{K_{11f}(p, x^0) - \frac{e^{-p\tau_1 x^0} - e^{-p\tau_1}}{p\tau_1(1-x^0)} E_0}{Tp + K_{12f}(p, x^0)} \cdot K_{12}. \quad (29)$$

Как видно из (29), в данном случае мы имеем новый переменный параметр  $x^0$  и выбор оптимального его значения сможет, очевидно, обеспечить более высокое качество регулирования, чем в рассмотрен-

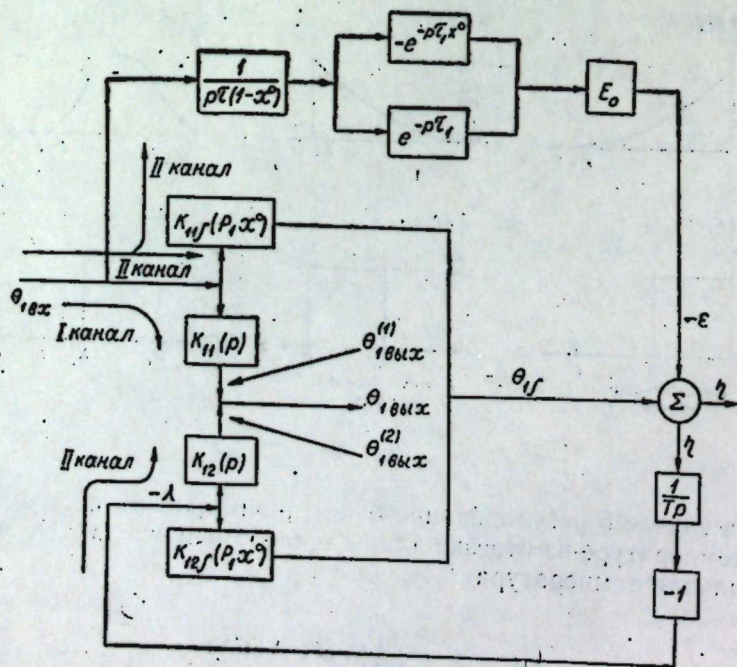


Рис. 7.

ном ранее случае равномерного контроля. Разумеется, еще большие перспективы представляет собой использование соответствующей весовой функции в ее общем виде (верхний ряд графиков рис. 6). Однако как выбор координаты  $x^0$ , так и выбор требуемой весовой функции представляет собой специальную задачу, которую мы здесь не рассматриваем. В результате проведенного анализа можно отметить, что распределенный контроль обеспечивает достижение более высоких качественных показателей переходных процессов, а также обладает большей гибкостью в отношении выбора оптимальных параметров системы, чем сосредоточенный. Поэтому его нужно широко использовать в системах управления.

## 2. ПРИМЕНЕНИЕ ПРИНЦИПА ИНВАРИАНТНОСТИ.

Покажем теперь, что использование интегрального контроля в системе с распределенными параметрами позволяет применить к ней принцип инвариантности [5—7] и создать слабо возмущаемую систему объект — регулятор. Из скелетной схемы рис. 7 видно, что в нашей системе имеются два канала воздействия на выходную величину  $\theta_{1\text{вых}}$ . Один из этих каналов составляется только передаточной функцией  $K_{11}(p)$ , второй — всеми остальными передаточными функциями. Таким образом, принцип двухканальности [8] обеспечен, стало быть условия инвариантности в этой системе могут быть реализованы. Полная инвариантность  $\theta_{1\text{вых}}$  относительно  $\theta_{1\text{вх}}$  будет иметь место тогда, когда воздействия с выходов обоих каналов  $\theta_{1\text{вых}}^{(1)}$  и  $\theta_{1\text{вых}}^{(2)}$  складываясь, дают ноль. По первому каналу

$$\theta_{1\text{вых}}^{(1)} = \theta_{1\text{вх}} K_{11}(p). \quad (30)$$

По второму каналу

$$\theta_{1\text{вых}}^{(2)} = \frac{e^{-p\tau_1 x^0} - e^{-p\tau_1}}{p\tau_1(1-x^0)} \cdot E_0 - K_{11f}(p, x^0) \cdot K_{12}(p) K_p. \quad (31)$$

Для инвариантности необходимо

$$\theta_{1\text{вых}}^{(1)} + \theta_{1\text{вых}}^{(2)} = \theta_{1\text{вых}} \equiv 0. \quad (32)$$

Подставив сюда (30) и (31), получим

$$K_{11}(p) - \frac{K_{11f}(p, x^0) - \frac{e^{-p\tau_1 x^0} - e^{-p\tau_1}}{p\tau_1(1-x^0)} \cdot E_0}{1 + K_{12f}(p, x^0) K_p} \cdot K_{12}(p) K_p \equiv 0. \quad (33)$$

Тождество (33) представляет собой условие, которое необходимо выполнять для обеспечения инвариантности в системе. Практически это общее условие должно привести к необходимости выполнения соотношений между параметрами объекта и регулятора. Однако выявить эти соотношения при подстановке в (33) точных выражений передаточных функций (из (3) и (4) при  $x=1$  и из (27) и (28)) весьма слож-

но, поскольку эти передаточные функции трансцендентны. Поэтому наиболее приемлемым в данном случае будет использование приближенных представлений передаточных функций рациональными выражениями.

В работах [9, 10] изложены способы аппроксимации рассматриваемых передаточных функций с помощью разложения их в ряд. Мы воспользуемся полученным в работе [9] разложением в ряд Бурмана — Лагранжа. При выборе элемента приближения в виде  $\frac{p}{p+\lambda'}$  разложение передаточной функции  $K_{11}(p)$  (из (5) при  $x=1$ ) в ряд Бурмана — Лагранжа имеет вид

$$K_{11}(p) = e^{-p\tau_1} \sum_{n=0}^{\infty} d_n \left( \frac{p}{p+\lambda'} \right)^n, \quad (34)$$

где

$$d_0 = K_{11}(0),$$

$$d_n = \sum_{m=0}^{n-1} (-1)^{m-n} C_{n-1}^m S'_{n-m}, \quad (n=1, 2, \dots)$$

$$C_{n-1}^m = \frac{(n-1)!}{m!(n-m-1)!},$$

$S'_i$  — инерционность  $i$ -того порядка на выходе первой среды при воздействии по этой же среде (далее будем называть выходной инерционностью объекта по первому каналу  $i$ -того порядка);

$\lambda'$  — постоянное число, выбираемое из условия наилучшей сходимости.

Ограничимся двумя членами разложения (34), вводя тем самым в рассмотрение лишь две инерционности  $S'_0$  и  $S'_1$  ( $S'_0$  — инерционность нулевого порядка, соответствует установившемуся значению выходной величины). При этом получим следующее приближение передаточной функции  $K_{11}(p)$ :

$$K_{11}(p) \approx \left[ S'_0 - S'_1 \frac{\lambda' p}{p+\lambda'} \right] e^{-p\tau_1}. \quad (35)$$

Анализ показывает, что достаточно быструю сходимость ряда (34) обеспечивает выбор  $\lambda' = \frac{S'_{n-1}}{S'_n}$  при наибольшем значении  $n$ . Поскольку мы ограничились лишь двумя членами разложения, то следует выбрать  $\lambda' = \frac{S'_0}{S'_1}$ . Подставив это значение  $\lambda'$  в (35), а также приняв за единицу измерения  $S'_1$  величину  $S'_0$ , получим окончательно

$$K_{11}(p) \approx \frac{S'_0}{S'_1 p + 1} e^{-p\tau_1}. \quad (36)$$

Найдем соответствующее приближение для среднеинтегральной передаточной функции  $K_{11f}(p, x^0)$ . Разложение передаточной функции  $K_{11}(p, x)$  в ряд Бурмана — Лагранжа имеет вид:

$$K_{11}(p, x) = \sum_{n=0}^{\infty} d'_n(x) \left( \frac{p}{p+\lambda'} \right)^n e^{-p\tau_1 x}, \quad (37)$$

где

$$d'_n(x) = \sum_{m=0}^{n-1} (-1)^{m-n} C_{n-1}^m S'_{n-m}(x),$$

$S'_i(x)$  —  $i$ -тая инерционность объекта по первому каналу в произвольной точке  $x$  аппарата.

Ограничившись двумя членами разложения, получим

$$K_{11}(p, x) \approx S'_0(x) e^{-p\tau_1 x} - \lambda' S'_1(x) \frac{p}{p+\lambda'} e^{-p\tau_1 x}. \quad (38)$$

Отсюда приближенное выражение среднеинтегральной передаточной функции на отрезке  $(x^0, 1)$  будет

$$K_{11f}(p, x^0) \approx \frac{1}{1-x^0} \int_{x^0}^1 S'_0(x) e^{-p\tau_1 x} dx - \frac{1}{1-x^0} \cdot \frac{\lambda' p}{p+\lambda'} \int_{x^0}^1 S'_1(x) e^{-p\tau_1 x} dx. \quad (39)$$

Как видно из (39), в передаточную функцию  $K_{11f}(p, x^0)$  входят выражения, представляющие собой среднеинтегральные значения произведения двух функций, т. е.

$$\frac{1}{1-x^0} \int_{x^0}^1 S'_0(x) e^{-p\tau_1 x} dx \text{ и } \frac{1}{1-x^0} \int_{x^0}^1 S'_1(x) e^{-p\tau_1 x} dx.$$

Эти выражения неудобны для анализа, так как они не позволяют выразить среднеинтегральную передаточную функцию непосредственно через инерционность  $S'_0$  и  $S'_1$ . В связи с этим мы заменим выражение

$$\frac{1}{1-x^0} \int_{x^0}^1 S'_0(x) e^{-p\tau_1 x} dx \text{ выражением } \frac{1}{1-x^0} \int_{x^0}^1 S'_0(x) dx \cdot \frac{1}{1-x^0} \int_{x^0}^1 e^{-p\tau_1 x} dx$$

(аналогично поступим и со вторым интегралом), представляя тем самым среднеинтегральное значение произведения двух функций как произведение их среднеинтегральных значений. При этом, разумеется, мы сделаем ошибку, поскольку вместо (39) получим несколько иную передаточную функцию. Однако можно предполагать, что величина этой ошибки в данном случае незначительна и в принципиальном смысле с ней можно не считаться. При указанной замене получим следующее выражение для  $K_{11f}$ :

$$K_{11f}(p, x^0) \approx \left[ S'_{0f} - \frac{\lambda' p}{p+\lambda'} S'_{1f} \right] \cdot \frac{e^{-p\tau_1} - e^{-p\tau_1 x^0}}{p\tau_1 (1-x^0)}. \quad (40)$$

где

$$S'_{0f} = \frac{1}{1-x^0} \int_{x^0}^1 S'_0(x) dx, \quad S'_{1f} = \frac{1}{1-x^0} \int_{x^0}^1 S'_1(x) dx$$

— среднеинтегральные инерционности соответственно нулевого и первого порядков. Далее среднеинтегральные инерционности  $S'_{0f}$  и  $S'_{1f}$  можно выразить через выходные инерционности таким образом:

$$S'_{0f} = \frac{1}{\gamma_0} S'_0, \quad (41)$$

где  $\gamma_0$  при данном  $x^0$  есть постоянное число. Очевидно, что  $0 < \gamma_0 \leq 1$ , так как на выходе аппарата всегда устанавливается наименьшее значение регулируемой величины. Соответственно  $S'_{1f}$  можно представить как

$$S'_{1f} = \gamma_1 S'_1, \quad (42)$$

здесь также  $0 < \gamma_1 \leq 1$ , поскольку можно показать, что  $S'_1(x)$  есть функция, монотонно возрастающая. Подставляя (41) и (42) в выражение передаточной функции (40), получим

$$K_{11f}(p, x^0) \approx \frac{S'_0 [S'_1 (1 - \gamma_1) p + 1]}{\gamma_0 (S'_1 p + 1)} \cdot \frac{e^{-p \tau_1 x^0} - e^{-p \tau_1}}{p \tau_1 (1 - x^0)}. \quad (43)$$

При этом за единицу измерения  $S'_1$  принято, как и раньше,  $S'_0$ .

Аналогично представляются передаточные функции и по второму каналу. Получим

$$K_{12} \approx \frac{S'_0}{S'_1 p + 1}, \quad (44)$$

$$K_{12f} \approx \frac{S'_0 [S'_1 (\gamma_0 - \gamma_1) p + \gamma_0]}{S'_1 p + 1} \cdot \frac{1 - e^{-p \tau_2 (1 - x^0)}}{p \tau_2 (1 - x^0)}. \quad (45)$$

Здесь  $S'_0$  и  $S'_1$  — соответственно нулевая и первая инерционности по второму каналу, причем  $S'_1$  измеряется в единицах  $S'_0$ ;  $\gamma_0 = \frac{S'_{0f}}{S'_0} < 1$ ,

$\gamma_1 = \frac{S'_{1f}}{S'_1}$  — некоторое положительное число. (Можно показать, что

характер функции  $S'_1(x)$  на интервале  $(x^0, 1)$  может быть различным и определяться соотношениями между параметрами объекта).

Таким образом, мы имеем приближенные рациональные выражения для всех передаточных функций (36, 43, 44 и 45), входящих в общее условие инвариантности (33). Подставляя в (33) эти выражения передаточных функций, получим

$$S'_0 \gamma_0 - \frac{k \tau_2 (e^{p \tau_2 (1 - x^0)} - 1) \{S'_0 [S'_1 p (1 - \gamma_1) + 1] - E_0 \gamma_0 (S'_1 p + 1)\} S'_0}{\tau_1 \tau_2 (1 - x^0) (S'_1 p + 1) p^2 + k S'_0 (1 - e^{-p \tau_2 (1 - x^0)}) [S'_1 p (\gamma_0 - \gamma_1) + \gamma_0]} = 0. \quad (46)$$

Экспоненциальные функции  $e^{p \tau_1 (1 - x^0)}$  и  $e^{-p \tau_2 (1 - x^0)}$ , входящие в выражение (46), можно разложить в ряд Тэйлора. При этом допустимо ограничиться тремя членами разложения, поскольку мы имеем дело с низкочастотным объектом и, кроме того,  $\tau_1 (1 - x^0)$  и  $\tau_2 (1 - x^0)$  всегда меньше единицы. Числитель левой части равенства (46) после приведения к общему знаменателю будет представлять собой многочлен третьей степени относительно  $p$  без свободного члена.

Для тождественного удовлетворения равенства (46) необходимо обращение в ноль коэффициентов при всех степенях этого многочлена. Таким образом, получится три уравнения, удовлетворение которых обеспечит инвариантность системы. Эти уравнения имеют вид:

$$E_0 \gamma_0 + S'_0 (\gamma_0 \gamma_0 - 1) = 0, \\ S'_1 S'_0 \gamma_0 [1 - 0,5 k \tau_2 S'_0 (1 - x^0) (\gamma_0 - \gamma_1)] - \\ - 0,5 k S'_0 S'_1 [S'_0 (1 - \gamma_1) - E_0 \gamma_0] = 0, \quad (47)$$

$$S'_0 \gamma_0 [1 + k \tau_2 S'_0 [S'_1 (\gamma_0 - \gamma_1) - 0,5 \gamma_0 (1 - x^0)] - \\ - k S'_0 [S'_0 S'_1 (1 - \gamma_1) - E_0 \gamma_0 S'_1 + 0,5 \tau_1 (1 - x^0) (S'_0 - E_0 \gamma_0)] = 0.$$

Надо иметь в виду, что выполнение условий (47) будет обеспечивать полную инвариантность системы лишь в определенном смысле эквивалентной исходной. Это будет такая система, объект регулирования которой описывается приближенными передаточными функциями (36, 43—45) и для которой справедливы сделанные нами допущения. По отношению к исходной системе регулирования с передаточными функциями (3, 4 и 27, 28) можно говорить только об инвариантности до  $\epsilon$ . При этом значение  $\epsilon$  можно оценивать величиной интеграла (19), так как для исходной системы переходный процесс все же будет иметь место\*.

Условия инвариантности (47) можно рассматривать как систему алгебраических уравнений относительно трех неизвестных  $E_0$ ,  $x^0$  и  $k$ . Из первого уравнения имеем

$$E_0 = S'_0 \left( \frac{1}{\gamma_0} - \gamma_0 \right). \quad (48)$$

Из второго уравнения при подстановке вместо  $E_0$  его выражения (48) получим

$$k = \frac{2 \gamma_0}{S'_0 \left[ \frac{S'_1}{S'_1} (\gamma_0 \gamma_0 - \gamma_1) + \gamma_0 \tau_2 (1 - x^0) (\gamma_0 - \gamma_1) \right]}. \quad (49)$$

\* Погрешности приближений передаточных функций сводятся в основном к сглаживанию скачков в соответствующих характеристиках. Однако на практике эти скачки также сглаживаются за счет факторов, которыми пренебрегали при выводе уравнений (1) (теплопроводность стенки и смещение среды в продольном направлении), так что реальная система будет ближе к приближенной, нежели к исходной — точной.

Из третьего уравнения при подстановке (48) имеем

$$1 - x^0 = \frac{S_1'(\gamma_0' \gamma_0 - \gamma_1) - 2S_1' S_1' [1 - \gamma_1 - S_0'(1 - \gamma_0' \gamma_0)] + 2S_1'^2 \gamma_0' \tau_2 (\gamma_0 - \gamma_1)}{S_1' \gamma_0' [\gamma_0' \tau_1 + (\gamma_1 - 2\gamma_0') \tau_2]} \quad (50)$$

Интересно отметить, что при регулировании по выходу (это соответствует  $x^0 = 1$ ,  $\gamma_0 = \gamma_1 = \gamma_0' = \gamma_1' = 1$ ) коэффициент усиления регулятора  $k$ , как это видно из (49), становится равным бесконечности. Таким образом, здесь подтверждается характерная для любой системы управления невозможность создания инвариантной системы при регулировании только по отклонению.

Судя по выражению (49), можно ожидать, что увеличение инерционности  $S_1'$  (по первому каналу) будет снижать требуемое значение коэффициента усиления регулятора, необходимое для обеспечения инвариантности. В частности, при бесконечно большой инерционности  $S_1'$  регулятор вообще не требуется, поскольку при этом  $k=0$ . В то же время инерционность по второму каналу  $S_1'$  оказывает противоположное влияние. Все это подтверждается и физическими соображениями о влиянии инерционности объекта на динамические свойства системы.

Соотношения (48—50) дают возможность рассчитать те значения параметров объекта и регулятора, которые обеспечивают получение невозмущаемой системы объект — регулятор. Эти расчеты вполне выполняются с помощью цифровой вычислительной машины. Программа для расчета может строиться следующим образом.

1. Задается область существования параметров объекта  $P(a_1, a_2, \tau_1)^*$ . В каждом конкретном случае это будет вполне определенная замкнутая область, граница которой может быть задана из технологических соображений.

2. Для каждой возможной комбинации параметров  $a_1, a_2$  и  $\tau_1$  вычисляются инерционности обоих порядков по каждому из каналов, т. е.  $S_0', S_1', S_0, S_1$ .

3. Задаются значения  $x^0$  с некоторым достаточно малым шагом, и для каждого из этих значений вычисляются  $\gamma_0, \gamma_1, \gamma_0'$  и  $\gamma_1'$ .

4. Для каждого значения  $x^0$  проверяются на соответствие левая и правая части уравнения (50). Находится то значение  $x^0$ , которое при данной комбинации параметров объекта удовлетворяет уравнению (50).

5. По уравнениям (49) и (48) вычисляются значения параметров  $k$  и  $E_0$ , соответствующие найденному значению  $x^0$ .

Таким образом, для каждой конкретной комбинации параметров объекта ( $a_1, a_2$  и  $\tau_1$ ) находятся соответствующие параметры системы управления  $k, E_0$  и  $x^0$ , обеспечивающие выполнение условий инвариантности. Далее по точным передаточным функциям системы можно найти качественные показатели переходного процесса и тем самым оценить эффективность выбора параметров системы из условий инвариантности.

Институт автоматики и электрометрии  
Сибирского отделения АН СССР,  
Новосибирск

Поступила в редакцию  
18/VII 1962

\* Параметр  $\tau_2$  можно не принимать здесь во внимание, так как всегда за единицу измерения времени можно выбрать  $\tau_1 + \tau_2$  и тогда  $\tau_2 = 1 - \tau_1$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Н. Девятков, Переходные режимы работы непрерывно-действующих теплообменников. ДАН СССР, т. 90, № 5, 1953.
2. А. А. Арманд, Расчет переходных процессов в теплообменниках. Сб. «Теплообмен при высоких тепловых нагрузках и других специальных условиях». Под ред. А. А. Арманд. М.—Л., Госэнергоиздат, 1959.
3. В. А. Диткин, П. И. Кузнецов, Справочник по операционному исчислению. М.—Л., Гостехиздат, 1951.
4. В. В. Солодовников, Ю. И. Топчиев, Г. В. Круткова, Частотный метод построения переходных процессов. М., Гостехиздат, 1955.
5. В. С. Кулебакин, О применимости принципа абсолютной инвариантности в физически реальных системах. ДАН СССР, т. 60, № 2, 1948.
6. В. С. Кулебакин, Высококачественные инвариантные системы регулирования. Теория инвариантности и ее применение в автоматических устройствах. М., 1959.
7. В. С. Кулебакин, Теория инвариантности автоматически регулируемых и управляемых систем. Тр. I конгресса ИФАК. М., Изд-во АН СССР, 1961.
8. Б. Н. Петров, Принцип инвариантности и условия его применения при расчете линейных и нелинейных систем. Тр. I конгресса ИФАК. М., Изд-во АН СССР, 1961.
9. Б. Н. Девятков, Ю. Н. Корнев, Применение рядов Бурмана—Лагранжа к анализу переходных процессов в химико-технологических аппаратах. Изв. СО АН СССР, № 5, 1962.
10. Б. Н. Девятков, Ю. Н. Корнев, Приближение передаточных функций объектов с ограниченными монотонными характеристиками. Изв. АН СССР, ОТН, серия «Энергетика и автоматика», № 1, 1962.



В. С. СОБОЛЕВ

К ТЕОРИИ МЕТОДА НАКЛАДНОЙ КАТУШКИ  
ПРИ КОНТРОЛЕ ВИХРЕВЫМИ ТОКАМИ

В настоящее время для неразрушающего контроля качества изделий, измерения толщины покрытий, бесконтактного измерения проводимости металлов и полупроводников применяется метод вихревых токов. Имеется полная теория этого метода применительно к контролю материалов и изделий цилиндрической формы [1—3]. Для изделий, имеющих плоские поверхности и значительную толщину, полной и удобной для пользования теории этого метода нет, и пока при конструировании приборов с так называемыми накладными катушками приходится проводить длительные экспериментальные работы.

Основой теории метода накладной катушки является задача о ее поле над проводящей областью. Решение этой задачи приведено в ряде фундаментальных работ, например [4, 5]. К сожалению, в данном случае полученные результаты невозможно непосредственно применить к инженерным расчетам.

В настоящей работе сделана попытка дать удобное для пользования решение задачи о реакции проводящего полупространства на катушку с током и указать на основные закономерности рассматриваемого случая. Приведенные материалы полностью применимы к маловитковым и тонкостенным цилиндрическим катушкам, а при введении эквивалентного радиуса с некоторым приближением и к катушкам произвольного поперечного сечения.

РЕАКЦИЯ ПРОВОДЯЩЕГО ПОЛУПРОСТРАНСТВА НА ВИТОК С ТОКОМ

Пусть виток радиуса  $a$ , по которому течет переменный ток  $I$ , расположен на высоте  $h$  над проводящим полупространством так, что его плоскость параллельна плоскости раздела сред. Выберем цилиндрическую систему координат с началом в центре витка и осью  $z$ , направленной в сторону проводящего полупространства. Верхнее непроводящее пространство обозначим цифрой 1, нижнее проводящее — цифрой 2.

Задача решается в предположении квазистационарного поля, так как результаты решения используются для металлов и полупроводников при относительно низких частотах. Достаточно сказать, что для германия с собственной проводимостью при комнатной температуре и частоте 10 мГц отношение тока смещения к току проводимости составляет всего  $5 \cdot 10^{-3}$ .

Для полупространства 2 уравнение, определяющее магнитный вектор-потенциал, запишется следующим образом:

$$\nabla^2 A + k^2 A = 0, \quad (1)$$

где  $k = \sqrt{-j\omega\mu}$ ;

$\omega$  — круговая частота,

$\mu, \sigma$  — магнитная проницаемость и проводимость материала нижнего полупространства.

Поскольку токи в данном случае текут по концентрическим окружностям, вектор-потенциал имеет только  $\phi$ -ю составляющую и от угла  $\phi$  не зависит.

Перепишем уравнение (1) в цилиндрических координатах

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left( \rho \frac{\partial A}{\partial \rho} \right) - \frac{A}{\rho^2} + k^2 A + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} = 0. \quad (2)$$

Применяя метод разделения переменных и учитывая при этом, что поле должно обратиться в нуль при  $\rho$  и  $z$ , стремящихся в бесконечность, общее решение уравнения (1) получим в виде

$$A_2 = \int_0^\infty f_2(\lambda) J_1(\lambda \rho) e^{-\sqrt{\lambda^2 - k^2} z} d\lambda, \quad (3)$$

где  $\lambda$  — величина, получившаяся в результате разделения переменных, а  $f_2(\lambda)$  — функция, вид которой определяется из условий на границе областей.

Для области 1 уравнение для вектор-потенциала запишется в виде

$$\nabla^2 A = -\mu j^{(e)}, \quad (4)$$

так как проводимость, а следовательно, и величина  $k$  равны нулю. Здесь  $j^{(e)}$  — плотность сторонних токов. Пренебрегая в данном случае размерами поперечного сечения витка, в дальнейшем будем считать, что весь ток течет вдоль оси витка, т. е.

$$j^{(e)} = I. \quad (5)$$

Решение уравнения (4) можно представить как сумму решения однородного уравнения  $A_1$  и частного решения неоднородного уравнения  $A_1$ . Решение однородного уравнения вида

$$\nabla^2 A = 0 \quad (6)$$

получается точно так же, как и уравнения (1):

$$A_1 = \int_0^\infty f_1(\lambda) J_1(\lambda \rho) e^{\lambda z} d\lambda, \quad (7)$$

здесь  $f_1(\lambda)$  — величина, аналогичная  $f_2(\lambda)$ . Положительный показатель при  $e$  получился потому, что среда не ограничена в сторону  $-z$ , а поле при  $z$ , стремящемся к  $-\infty$ , должно равняться нулю.

Частным решением, удовлетворяющим в данном случае уравнению (6), будет вектор-потенциал магнитного поля витка с током в отсутствии проводящего полупространства. Он равен [6]

$$A_1 = 0,5 \mu_0 a I \int_0^\infty J_1(\lambda a) J_1(\lambda \rho) e^{-\lambda |z|} d\lambda. \quad (8)$$

Таким образом, общее решение уравнения (1) для области 1 запишется так:

$$A_1 = \int_0^{\infty} f_1(\lambda) J_1(\lambda \rho) e^{\lambda z} d\lambda + 0,5 \mu_0 a I \int_0^{\infty} J_1(\lambda a) J_1(\lambda \rho) e^{-\lambda z} d\lambda. \quad (9)$$

Учитывая граничные условия при  $z=h$

$$A_1 = A_2, \quad \frac{\partial A_1}{\mu_0 \partial z} = \frac{\partial A_2}{\mu \partial z} \quad (10)$$

и применяя интеграл Фурье — Бесселя, найдем

$$f_1(\lambda) = 0,5 a I J_1(a \lambda) e^{-2h \lambda} \cdot \mu_0 \frac{\lambda \mu' - \sqrt{\lambda^2 - k^2}}{\lambda \mu' + \sqrt{\lambda^2 - k^2}}, \quad (11)$$

где  $\mu'$  — относительная магнитная проницаемость проводящей среды. Подставляя (11) в (7), получим

$$A_1' = 0,5 \mu_0 a I \int_0^{\infty} J_1(a \lambda) J_1(\rho \lambda) e^{\lambda(z-2h)} \frac{\lambda \mu' - \sqrt{\lambda^2 - k^2}}{\lambda \mu' + \sqrt{\lambda^2 - k^2}} d\lambda. \quad (12)$$

Поскольку  $A_1$  есть вектор-потенциал суммарного поля в области 1, а  $A_1'$  — вектор-потенциал витка в отсутствие проводящего полупространства, то, следовательно,  $A_1$  есть вектор-потенциал поля в области 1, наведенного вихревыми токами области 2. В монографии М. А. Гринберга [5] дано решение этой задачи для случая, когда катушка лежит на поверхности раздела сред. Исходные уравнения при этом решены методом интегральных преобразований. Если в выражении (12) положить  $h=0$ , легко прийти к тем же результатам.

Имея теперь выражение (12), можно найти вносимый в виток импеданс. Магнитный поток, пронизывающий виток, определится как циркуляция наведенного вектор-потенциала по контуру витка

$$\Phi = \int A_1' dl, \quad z=0. \quad (13)$$

Наводимая в витке э.д.с. равна

$$E = -\frac{\partial \Phi}{\partial t} = -j \omega \int A_1' dl, \quad (14)$$

и искомый импеданс определится как

$$Z_{\text{вн}} = -\frac{E}{I} = j \omega \pi \mu_0 a^2 \int_0^{\infty} J_1^2(a \lambda) e^{-2h \lambda} \frac{\lambda \mu' - \sqrt{\lambda^2 - k^2}}{\lambda \mu' + \sqrt{\lambda^2 - k^2}} d\lambda. \quad (15)$$

Преобразуем полученное выражение для случая парамагнитной проводящей среды ( $\mu = \mu_0$ ).

Вводя новую переменную

$$y = \frac{a \lambda}{\beta} \quad (16)$$

и обобщенные параметры

$$\beta = a \sqrt{\omega \mu_0} \quad \text{и} \quad \alpha = \frac{2h}{a}. \quad (17)$$

а также разделяя действительную и мнимую части, получим окончательные выражения для вносимого активного и реактивного сопротивления:

$$R_{\text{вн}} = \sqrt{2} \pi \omega \mu_0 a \beta \int_0^{\infty} J_1^2(\beta y) e^{-\alpha^2 y} y^2 \left( \sqrt{\sqrt{1 + \frac{1}{y^4}} + 1} - \sqrt{2} \right) dy, \quad (18)$$

$$X_{\text{вн}} = -\sqrt{2} \pi \omega \mu_0 a \beta \int_0^{\infty} J_1^2(\beta y) e^{-\alpha^2 y} y^2 \left( \frac{1}{\sqrt{2}} - y^2 \sqrt{\sqrt{1 + \frac{1}{y^4}} - 1} \right) dy. \quad (19)$$

К сожалению, приведенные несобственные интегралы не выражаются через известные функции, однако они могут быть найдены численными методами. В табл. 1 и 2 приведены значения этих интегралов от параметров  $\alpha$  и  $\beta$ , полученные по методу Симпсона на электронной вычислительной машине с относительной погрешностью не более  $2 \cdot 10^{-3}$ .

Таблица 1

$$r_{\text{н}} = \beta \int_0^{\infty} J_1^2(\beta y) e^{-\alpha^2 y} y^2 \left( \sqrt{\sqrt{1 + \frac{1}{y^4}} + 1} - \sqrt{2} \right) dy$$

$\beta \backslash \alpha$	0,01	0,03	0,08	0,1	0,3	0,5	0,8	1	2
0,8	0,03153	0,03061	0,02846	0,02767	0,02123	0,01665	0,01191	0,0*9676	0,0*3948
1	0,04401	0,04269	0,03952	0,03835	0,02899	0,02240	0,01567	0,01255	0,0*4722
2	—	0,09570	0,08702	0,08388	0,05951	0,04344	0,02807	0,02138	0,0*6526
3	0,1308	0,1248	0,1117	0,1070	0,07243	0,05097	0,03143	0,02328	0,0*6340
8	0,1596	0,1464	0,1209	0,1129	0,06401	0,04077	0,02289	0,01620	0,0*3763
10	0,1604	0,1448	0,1161	0,1074	0,05768	0,03585	0,01975	0,01391	0,0*3171
30	0,1490	0,1179	0,07629	0,06654	0,02711	0,01542	0,0*8060	0,0*5561	0,0*1210
80	0,1222	0,07739	0,03942	0,03274	0,01138	0,0*6253	0,0*3211	0,0*2202	0,0*4721
100	0,1140	0,06789	0,03291	0,02714	0,0*9228	0,0*5049	0,0*2587	0,0*1773	0,0*3795

Таким образом, зная удельную проводимость материала, над которым помещен виток, радиус витка и высоту, легко рассчитать вносимый в него импеданс. В качестве примера, иллюстрирующего зависимость вносимого импеданса от параметров  $\alpha$  и  $\beta$  при данном отношении  $a/r$ , где  $r$  — радиус провода витка, на рис. 1 приведены кривые, полученные

Таблица 2

$$x_n = \beta \int_0^{\infty} J_1^2(\beta y) e^{-\alpha^2 y} \left( \frac{1}{\sqrt{2}} - y^2 \sqrt{\sqrt{1 + \frac{1}{y^4}} - 1} \right) dy$$

$\beta \backslash \alpha$	0,01	0,03	0,08	0,1	0,3	0,5	0,8	1	2
0,8	0,01029	0,01013	0,009729	0,009576	0,008209	0,007094	0,005773	0,005070	0,002844
1	0,01768	0,01736	0,1658	0,01629	0,01338	0,01159	0,009172	0,007920	0,004124
2	0,07499	0,07306	0,06851	0,06679	0,05221	0,04137	0,02983	0,02431	0,009978
3	0,1401	0,1359	0,1260	0,1223	0,09180	0,07011	0,04811	0,03805	0,01387
8	0,3414	0,3265	0,2935	0,2817	0,1931	0,1380	0,08770	0,06644	0,02065
10	0,3885	0,3700	0,3294	0,3150	0,2112	0,1492	0,09375	0,07066	0,02158
30	0,6141	0,5636	0,4703	0,4413	0,2680	0,1819	0,1108	0,08244	0,02412
80	0,7887	0,6871	0,5385	0,4986	0,2878	0,1927	0,1164	0,08622	0,02492
100	0,8227	0,7075	0,5476	0,5061	0,2902	0,1940	0,1170	0,08668	0,02502

по формулам (18) и (19) и табл. 1, 2. По осям отложены относительные импедансы  $R_{\text{вн}}/\omega L_0$  и  $\omega L/\omega L_0$ .  $L$  — полная индуктивность витка, равная  $L_0 - L_{\text{вн}}$ . Собственная индуктивность витка  $L_0$  рассчитана по формуле [7]

$$L_0 = \mu_0 a \left( \ln \frac{8a}{r} - 1,75 \right)$$

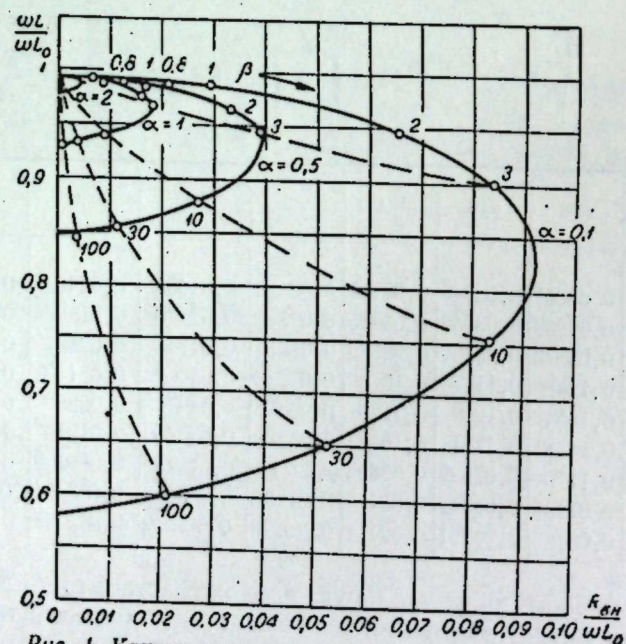


Рис. 1. Кривые вносимого импеданса для единичного витка при  $\frac{a}{r} = 200$ ,

Вид приведенных кривых совпадает с хорошо известными экспериментальными кривыми для катушек над проводящими телами. При увеличении  $\beta$  относительное активное сопротивление растет, достигает максимума при значениях  $\beta$  от 2 до 8 и затем падает до нуля. При этом, чем дальше виток от проводящего материала, тем раньше наступает максимум. Вносимая индуктивность отрицательна и с увеличением  $\beta$  непрерывно растет, достигая максимума при  $\beta$ , стремящемся в бесконечность. Эту величину максимального вносимого реактивного сопротивления можно рассчитать по формуле

$$X_{\text{вн}\infty} = -j\omega\mu_0 a \sqrt{a^2 + 4} \left[ \frac{a^2 + 2}{a^2 + 4} K - E \right],$$

полученной из выражения (15) при  $\kappa \rightarrow \infty$ . Здесь  $K$  и  $E$  — полные эллиптические интегралы от  $\sqrt{1 - \frac{a}{4}}$ .

Из кривых также можно сделать следующий вывод: проводимость и частота одинаково влияют на относительный вносимый импеданс, величина же радиуса витка при  $\alpha = \text{const}$  влияет так же как квадрат частоты или проводимости. Линии отвода, т. е. линии на комплексной плоскости, по которым изменяется вносимый импеданс при изменении высоты (пунктир), не прямые, как предполагали ранее [1], а несколько изогнутые.

#### РЕАКЦИЯ ПРОВОДЯЩЕГО ПОЛУПРОСТРАНСТВА НА МАЛОВИТКОВУЮ КАТУШКУ

В целях упрощения задачи заменим катушку системой коаксиальных витков, как показано на рис. 2. Вектор-потенциал на контуре  $i$ -го витка от вихревых токов, наводимых в области 2 током  $m$ -го витка, в соответствии с (12) для парамагнитных тел будет равен

$$A_{im} = 0,5\mu_0 a_i I_m \int_0^{\infty} J_1(a_m \lambda) J_1(a_i \lambda) e^{-(h_m + h_i)\lambda} \cdot \frac{\lambda - \sqrt{\lambda^2 - k^2}}{\lambda + \sqrt{\lambda^2 - k^2}} d\lambda.$$

Вектор-потенциал на этом же контуре от всех остальных  $N$  витков будет

$$A_i = \sum_{m=1}^N A_{im}.$$

Вносимый в  $i$ -тый виток импеданс определится так:

$$Z_{\text{вн}i} = \frac{j\omega\mu_0 a_i}{I_i} \sum_{m=1}^N I_m \int_0^{\infty} J_1(a_m \lambda) J_1(a_i \lambda) e^{-(h_m + h_i)\lambda} \cdot \frac{\lambda - \sqrt{\lambda^2 - k^2}}{\lambda + \sqrt{\lambda^2 - k^2}} d\lambda.$$

Если все витки включены последовательно и согласованно и если радиу-

сы их равны между собой, то полное вносимое в катушку сопротивление в этом случае

$$Z_{\text{вн}} = j \omega \pi \mu_0 a^2 \int_0^{\infty} J_1^2(a\lambda) \frac{\lambda - \sqrt{\lambda^2 - k^2}}{\lambda + \sqrt{\lambda^2 - k^2}} \left( \sum_{i=1}^N e^{-h_i \lambda} \right)^2 d\lambda.$$

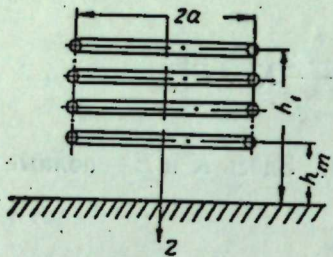


Рис. 2. Система круговых витков над проводящим полупространством.

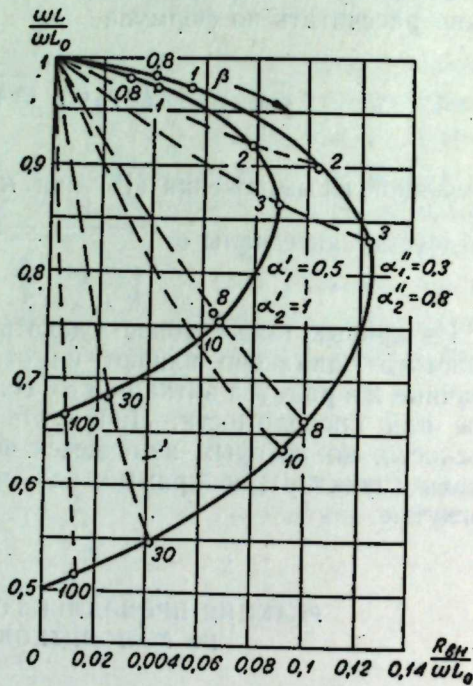


Рис. 3. Кривые вносимого импеданса для двухвитковой катушки при  $\frac{a}{r} = 16$ .

Действуя дальше аналогично случаю витка, получим выражения для вносимого активного и реактивного сопротивлений:

$$R_{\text{вн}} = \sqrt{2} \pi \omega \mu_0 a \beta \int_0^{\infty} J_1^2(\beta y) y^2 \left( \sqrt{\sqrt{1 + \frac{1}{y^4}} + 1} - 2 \right) \left( \sum_{i=1}^N e^{-\alpha_i \beta y} \right)^2 dy, \quad (20)$$

$$X_{\text{вн}} = -\sqrt{2} \pi \omega \mu_0 a \beta \int_0^{\infty} J_1^2(\beta y) \left( \frac{1}{\sqrt{2}} - y^2 \sqrt{\sqrt{1 + \frac{1}{y^4}} - 1} \right) \left( \sum_{i=1}^N e^{-\alpha_i \beta y} \right)^2 dy. \quad (21)$$

Замечательно то, что численные значения этих выражений можно получить, используя значения интегралов, приведенные в табл. 1 и 2. На рис. 3 приведены кривые относительного импеданса для двухвитковой катушки с отношением  $\frac{a}{r} = 16$  и расстоянием между витками  $0,25 a$  при двух расстояниях нижнего витка от проводящей области, равных  $0,25 a$  и  $0,15 a$ , полученные с помощью формул (20) и (21).

### РЕАКЦИЯ ПРОВОДЯЩЕГО ПОЛУПРОСТРАНСТВА НА ТОНКОСТЕННУЮ КАТУШКУ

Выведем выражения для вносимого импеданса в случае тонкостенной катушки радиуса  $a$ , длиной  $l$ , расположенной на высоте  $h$  над проводящим полупространством (рис. 4). Рассмотрим при этом только случай, когда магнитная проницаемость проводника равна проницаемости вакуума.

Выделим участок катушки в виде кольца шириной  $dz$  на расстоянии  $z_m$  от проводящей области и такой же участок на расстоянии  $z_n$ . Если пренебречь толщиной катушки или ввести эквивалентный радиус, то на основании (7) и (12) можно записать магнитный вектор-потенциал на контуре  $m$ -го кольца от вихревых токов области 2, наведенных токами в  $n$ -ом кольце, следующим образом:

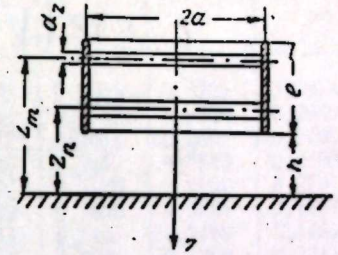


Рис. 4. Цилиндрическая тонкостенная катушка над проводящим полупространством.

$$A_{mn} = 0,5 \mu_0 a l W \frac{dz}{l} \int_0^{\infty} J_1^2(a\lambda) e^{-(z_m + z_n)\lambda} \frac{\lambda - \sqrt{\lambda^2 - k^2}}{\lambda + \sqrt{\lambda^2 - k^2}} d\lambda. \quad (22)$$

Здесь  $\frac{W dz}{l}$  — число витков на участке  $dz$ .

Вектор-потенциал на контуре  $m$ -го кольца от вихревых токов, наведенных током всей катушки, будет равен интегралу от выражения (22) по  $z_n$  от  $h$  до  $h+l$ . Меняя порядок интегрирования по  $\lambda$  и  $z$  и интегрируя, получим

$$A_m = -0,5 \mu_0 a l \frac{W}{l} \int_0^{\infty} J_1^2(a\lambda) e^{-(z_m + h)\lambda} (e^{-l\lambda} - 1) \frac{\lambda - \sqrt{\lambda^2 - k^2}}{\lambda (\lambda + \sqrt{\lambda^2 - k^2})} d\lambda.$$

Э.д.с., наводимая в  $m$ -ном кольце,

$$E_m = -j \omega 2\pi a A_m. \quad (23)$$

Деля на ток э.д.с. (23) и интегрируя полученное выражение по длине катушки, получим полный вносимый в катушку вихревыми токами области 2 импеданс

$$Z_{\text{вн}} = j \omega \pi a^2 \frac{W^2}{l^2} \int_0^{\infty} J_1^2(a\lambda) e^{-2h\lambda} (e^{-l\lambda} - 1)^2 \frac{\lambda - \sqrt{\lambda^2 - k^2}}{\lambda^2 (\lambda + \sqrt{\lambda^2 - k^2})} d\lambda. \quad (24)$$

Разделяя действительную и мнимую части и производя замену переменных аналогично случаю витка, получим активное и реактивное вносимые сопротивления.

$$R_{\text{вн}} = \frac{\sqrt{2} \pi \omega \mu_0 a W^2}{\gamma^2 \beta} \int_0^{\infty} J_1^2(\beta y) e^{-\alpha y} (e^{-\gamma y} - 1)^2 \times \left( \sqrt{\sqrt{1 + \frac{1}{y^4}} + 1} - \sqrt{2} \right) dy, \quad (25)$$

$$X_{\text{вн}} = -\frac{\sqrt{2} \pi \omega \mu_0 a W^2}{\gamma^2 \beta} \int_0^{\infty} J_1^2(\beta y) e^{-\alpha y} (e^{-\gamma y} - 1)^2 \times \left( \frac{1}{\sqrt{2} y^2} - \sqrt{\sqrt{1 + \frac{1}{y^4}} - 1} \right) dy. \quad (26)$$

Здесь  $\gamma = \frac{l}{a}$  — отношение длины катушки к ее радиусу.

Как и в предыдущем случае, полученные интегралы не удалось выразить через известные функции. Однако с помощью электронной вычислительной машины получены значения родственных интегралов, пользуясь которыми легко рассчитать вносимый в катушку импеданс. Значения этих интегралов приведены в табл. 3 и 4 с относительной погреш-

Таблица 3

$$r_{\text{к}} = \frac{1}{\beta} \int_0^{\infty} J_1^2(\beta y) e^{-\alpha y} \left( \sqrt{\sqrt{1 + \frac{1}{y^4}} + 1} - \sqrt{2} \right) dy$$

$\beta$	0,8	1	2	3	5	10	30	80	100
0,01	0,04488	0,05088	0,06372	0,06280	0,04044	0,03469	0,0416	0,05707	0,04610
0,03	0,04428	0,05011	0,06237	0,06128	0,03917	0,03357	0,01359	0,05451	0,04396
0,08	0,04282	0,04825	0,05768	0,05768	0,03629	0,03098	0,01237	0,04918	0,03962
0,1	0,04226	0,04754	0,05797	0,05632	0,03522	0,03004	0,01164	0,04733	0,03814
0,3	0,03721	0,04116	0,04750	0,04481	0,02663	0,02252	0,02860	0,03409	0,02742
0,5	0,03300	0,03595	0,03943	0,03623	0,02068	0,01739	0,02660	0,02576	0,02071
0,8	0,02791	0,02976	0,03048	0,02705	0,01468	0,01227	0,02458	0,02177	0,01429
1	0,02514	0,02645	0,02600	0,02261	0,01193	0,00993	0,02367	0,02142	0,01143
2	0,01591	0,01587	0,01326	0,01069	0,00508	0,00418	0,01503	0,01576	0,00465
5	0,005988	0,005457	0,003588	0,002624	0,001103	0,000895	0,003093	0,001173	0,0009395
8	0,003062	0,002676	0,001600	0,001132	0,0004569	0,0003687	0,001258	0,0004751	0,0003804

ностью не более  $2 \cdot 10^{-3}$ . Вычисление импедансов производится следующим образом. Выражения (25), (26) разбиваются на сумму трех интегралов, и их значения находятся по таблицам отдельно. При этом под величиной  $\gamma$  следует понимать  $\alpha + 2\gamma$ ,  $\alpha + \gamma$  и просто  $\alpha$  в зависимости от того, какой из трех интегралов суммы ищется. Полученные значения затем суммируются.

Удобно анализировать относительные безразмерные величины импедансов. Используя формулу

$$L_0 = \frac{\pi}{4} \mu_0 W^2 \frac{a^2}{l} K_a \quad (27)$$

Таблица 4

$$r_{\text{к}} = \frac{1}{\beta} \int_0^{\infty} J_1^2(\beta y) e^{-\alpha y} \left( \frac{1}{\sqrt{2} y^2} - \sqrt{\sqrt{1 + \frac{1}{y^4}} - 1} \right) dy$$

$\beta$	0,8	1	2	3	5	10	30	80	100
0,01	0,06327	0,07722	0,1336	0,1707	0,2407	0,2510	0,2804	0,2902	0,2914
0,03	0,06282	0,07668	0,1321	0,1683	0,2363	0,2463	0,2747	0,2838	0,2849
0,08	0,06198	0,07534	0,1284	0,1626	0,2259	0,2351	0,2611	0,2695	0,2705
0,1	0,06162	0,07482	0,1269	0,1604	0,2220	0,2309	0,2559	0,2640	0,2650
0,3	0,05823	0,06993	0,1140	0,1409	0,1880	0,1946	0,2129	0,2187	0,2194
0,5	0,05516	0,06562	0,1032	0,1251	0,1619	0,1669	0,1808	0,1851	0,1857
0,8	0,05102	0,05997	0,09008	0,1064	0,1327	0,1363	0,1457	0,1488	0,1491
1	0,04867	0,05667	0,08296	0,09654	0,1179	0,1208	0,1284	0,1308	0,1311
2	0,03920	0,04418	0,05843	0,05484	0,07391	0,07506	0,07816	0,07913	0,07925
5	0,02432	0,02601	0,03005	0,03155	0,03348	0,03372	0,03433	0,03453	0,03455
8	0,01743	0,01825	0,02002	0,02064	0,02143	0,02153	0,02178	0,02186	0,02187

для расчета собственной индуктивности катушки (значения  $K_a$  находятся по таблице 6—2 [7] как функция  $\frac{\gamma}{2}$ ), получим следующие выражения для относительных вносимых сопротивлений:

$$\frac{R_{\text{вн}}}{\omega L_0} = \frac{4\sqrt{2}}{K_a \gamma^2} \int_0^{\infty} J_1^2(\beta y) e^{-\alpha y} (e^{-\gamma y} - 1)^2 \times \left( \sqrt{\sqrt{1 + \frac{1}{y^4}} + 1} - \sqrt{2} \right) dy, \quad (28)$$

$$\frac{X_{\text{вн}}}{\omega L_0} = -\frac{4\sqrt{2}}{K_a \gamma^2} \int_0^{\infty} J_1^2(\beta y) e^{-\alpha y} (e^{-\gamma y} - 1)^2 \times \left( \frac{1}{\sqrt{2} y^2} - \sqrt{\sqrt{1 + \frac{1}{y^4}} - 1} \right) dy. \quad (29)$$

На рис. 5 приведены рассчитанные по этим формулам кривые изменения относительных импедансов в зависимости от параметров  $\alpha$  и  $\beta$  для случаев  $\gamma = 0,5$  и  $\gamma = 2$ . По оси ординат отложено отношение полного индуктивного сопротивления к начальному, равное  $\frac{\omega L_0 + X_{\text{вн}}}{\omega L_0}$ . Ход кривых

аналогичен случаю витка. Максимум активного вносимого сопротивления получается при  $\beta$ , равном приблизительно 3. При сравнении кривых для катушек разной длины видно, что, чем длиннее катушка, тем меньше относительный вносимый импеданс. Это естественно, так как верхняя часть катушки слабо связана с проводящей областью.

При конструировании приборов, основанных на применении вихревых токов, часто необходимо знать лишь область комплексной плоскости, в которой предполагается работать. В этом случае можно не строить

всю кривую вносимого импеданса, а рассчитать лишь величину  $\beta$ . В зависимости от того, насколько она отличается от  $\beta_{\max}$ , определяется ориентировочно рабочая область на плоскости импедансов. При этом можно выделить три участка на кривых вносимых импедансов. Первый участок, характеризующийся тем, что при изменении проводимости, частоты или

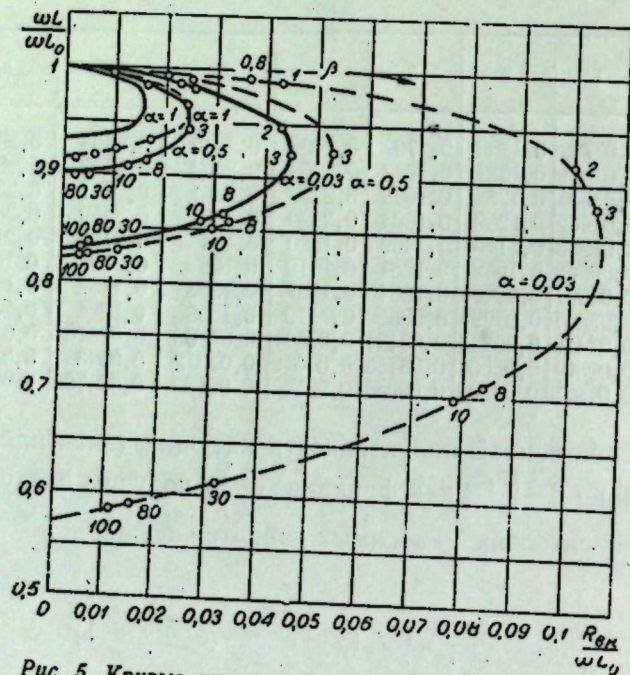


Рис. 5. Кривые вносимого импеданса для цилиндрической катушки при  $\gamma = 2$  (штриховая линия) и  $\gamma = 0.5$ .

радиуса катушки изменяется в основном активное сопротивление, определяется значениями  $\beta$  от 0 до 2. Второй участок, на котором изменяется в основном вносимая реактивность, лежит в области  $\beta$ , равных 2—5. Третий участок, позволяющий при работе на нем исключить влияние зазора между катушкой и образцом, занимает область  $\beta > 5$ .

Институт автоматики и электрометрии  
Сибирского отделения АН СССР,  
Новосибирск

Поступила в редакцию  
27/X 1962

#### ЛИТЕРАТУРА

1. F. Förster, K. Stambke, Theoretische und experimentelle Grundlagen der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung mit Wirbelstromverfahren. Z. f. Metallkunde, Bd. 45, S. 166, 1954.
2. Н. М. Родигин, И. Е. Коробейникова, Контроль качества изделий методом вихревых токов. Машгиз, 1958.
3. А. Л. Дорофеев, Неразрушающие испытания методом вихревых токов. Оборонгиз, 1960.
4. Г. А. Гринберг, Избранные вопросы математической теории электрических и магнитных явлений. Изд-во АН СССР, 1948.
5. Н. С. Кошляков, Э. Б. Глинер, М. М. Смирнов, Основные дифференциальные уравнения математической физики. М., Физматгиз, 1962.
6. В. Смайт, Электростатика и электродинамика. ИЛ, 1954.
7. П. Л. Калантаров, Л. А. Цейтлин, Расчет индуктивностей. Госэнергоиздат, 1955.

С. Т. ВАСЬКОВ

### ОБ ОДНОМ СПОСОБЕ ИЗМЕРЕНИЯ ПЕРЕМЕННЫХ НАПРЯЖЕНИЙ ПО ДЕЙСТВУЮЩЕМУ ЗНАЧЕНИЮ

Известные в настоящее время способы измерения переменных напряжений по действующему значению не обеспечивают одновременно высокой точности, большого входного сопротивления, достаточного быстродействия и независимости показаний от формы кривой в значительном частотном диапазоне.

Приборы с непосредственным отсчетом электромагнитной и электродинамической системы, по принципу действия измеряющие действующее значение напряжения, пригодны для работы в узком частотном диапазоне и потребляют значительную мощность от измеряемой цепи. Приборы электростатической системы, свободные от этих двух недостатков, не дают возможности измерения малых значений напряжений — порядка единиц вольт и менее.

Способ измерения действующего значения переменного тока, основанный на сравнении с известным постоянным током по одинаковому тепловому воздействию на идентичные элементы схемы — компарирование, также обеспечивает низкое входное сопротивление при непосредственном измерении. Измерение же малых напряжений требует предварительного усиления, и в этом случае предъявляются высокие требования к стабильности коэффициента усиления, его линейности, качеству делителей в тракте усиления и т. д., погрешность которых прямо входит в погрешность измерения.

Часто используют косвенные методы измерения действующего значения напряжения, которые сводятся к предварительному выпрямлению с последующим измерением постоянной составляющей известными способами: либо приборами магнитоэлектрической системы, либо компенсаторами постоянного тока. Однако здесь может быть измерено среднее значение напряжения или амплитудное, в зависимости от использованного типа преобразователя. И только в случае синусоидального сигнала можно говорить о точном измерении действующего значения, связанного с упомянутыми выше известными соотношениями. Если учесть, что строго синусоидальные напряжения практически не встречаются, то указанный способ с предварительным выпрямлением всегда будет иметь погрешность метода при измерении действующего значения напряжения.

Использование квадратичного детектирования дает возможность исключить погрешность метода, но выполнение точного квадратора представляет в настоящее время большие технические трудности.

Современные компенсаторы переменного тока обеспечивают сравнение напряжений на фиксированных частотах по величине первых гармоник, а не по действующему значению в непрерывном диапазоне ча-

стот и, кроме того, из-за отсутствия опорных источников имеют невысокую точность измерения.

И. Ф. Клисториным\* предложен принцип построения приборов, измеряющих действующее значение напряжения, основанный, как и в компенсаторах, на сравнении измеряемого напряжения с опорным. Однако опорное напряжение формируется из измеряемого в самом приборе так, что остается постоянным по действующему значению независимо от уровня входного напряжения в границах данного предела измерения, а форма его близка к форме измеряемого. Полученное таким образом опорное напряжение используется далее для сравнения с измеряемым. Использование принципа формирования для построения компенсационных вольтметров может обеспечить измерение напряжений по действующему значению в диапазоне частот при большом входном сопротивлении, независимость показаний от формы кривой, а также возможность автоматизации процесса измерения. Однако при уравновешивании измеряемого напряжения компенсационным, которое является частью опорного, разность мгновенных значений их не может быть сведена к нулю, поскольку в тракте формирования опорного напряжения появляются искажения. Необходимо выяснить, какого типа схемы могут быть использованы в таком случае в качестве нулевых индикаторов, обеспечивающих независимость показаний от частоты.

Не касаясь подробно вопроса получения переменного опорного напряжения, сравним два напряжения по действующему значению, одно из которых принято за опорное.

Пусть  $u_x$  — измеряемое напряжение с действующим значением  $U_x$ ,  $u_{оп}$  — опорное напряжение с действующим значением  $U_{оп}$ . Оба напряжения периодические с произвольной формой кривой. Исходя из определения действующего значения переменного напряжения, можно считать, что  $U_x$  и  $U_{оп}$  равны только тогда, когда выполняется равенство

$$\sqrt{\frac{1}{T_1} \int_0^{T_1} u_x^2 dt} = \sqrt{\frac{1}{T_2} \int_0^{T_2} u_{оп}^2 dt} \quad (1)$$

Очевидно, что индикатор, фиксирующий момент равенства (1), должен выполнять следующие функции. Напряжения  $u_x$  и  $u_{оп}$ , каждое отдельно, возводятся в квадрат, затем полученные результаты усредняются и средние значения сравниваются между собой. Эти операции соответствуют равенству:

$$\frac{1}{T_1} \int_0^{T_1} u_x^2 dt = \frac{1}{T_2} \int_0^{T_2} u_{оп}^2 dt \quad (2)$$

Такой способ сравнения, однако, практически не может дать высокой точности, поскольку требует наличия точных квадраторов, выполнение которых, как упоминалось выше, сложно.

\* И. Ф. Клисторин, Компенсатор переменного тока на диапазон частот. Автор. свид. № 685314/24, 1961

Из выражения (2), предполагая, что  $T_1 = T_2 = T$ , можно записать следующее условие равенства действующих значений  $U_x$  и  $U_{оп}$ :

$$\frac{1}{T} \int_0^T (u_x - u_{оп})(u_x + u_{оп}) dt = 0, \quad (3)$$

т. е. момент равенства (1) фиксируется по нулевому значению постоянной составляющей на выходе устройства, которое производит перемножение  $(u_x - u_{оп})(u_x + u_{оп})$  и затем усредняет результат. Следует заметить, что в случае идеального умножения можно сравнивать  $u_x$  и  $u_{оп}$  произвольных форм, поскольку при записи выражения (3) не накладывалось никаких ограничений, кроме равенства периодов первых гармоник. В предельном случае  $u_{оп}$  может быть напряжением постоянного тока. Практически при использовании нулевого индикатора, работающего по принципу, описываемому выражением (3), получен в отношении точности примерно тот же результат, что и в случае (2), поскольку построение точного умножителя также связано с значительными техническими трудностями.

Наложим ограничение на  $u_{оп}$ , а именно пусть в момент выполнения равенства (1) справедливо условие

$$u_{оп} = u_x - \alpha(t), \quad (4)$$

где  $\alpha(t)$  — величина малая. Иными словами, опорное напряжение близко по форме к измеряемому. Тогда, подставляя (4) в (3), после преобразований получим

$$\frac{1}{T} \int_0^T \alpha(t) [2u_x - \alpha(t)] dt = 0 \quad (5)$$

или

$$\frac{1}{T} \int_0^T \alpha(t) [2u_{оп} + \alpha(t)] dt = 0. \quad (6)$$

Рассматривая приведенные выражения, можно отметить одну особенность нулевого индикатора, выполненного по принципу, описываемому равенством (5) или (6), при выполнении условия (4). Выражение  $\alpha(t) [2u_{оп} + \alpha(t)]$ , стоящее под знаком интеграла в равенстве (6), оказывается величиной малой. Это позволяет допустить при операции умножения существенные погрешности, что незначительно изменит равенство (5) или (6) в момент выполнения (1). Замена в равенстве (6) выражения в скобках  $2u_{оп} + \alpha(t)$  на некоторую ограниченную функцию  $f[2u_{оп} + \alpha(t)]$  в интервале интегрирования приведет, как показывает анализ, к появлению малой постоянной составляющей на выходе индикатора, которая может быть компенсирована незначительным изменением  $u_{оп}$ . Таким образом, появляется возможность использовать реальные, довольно простые умножители, обладающие погрешностями, для построения индикаторов, фиксирующих момент равенства (1) напряжений  $u_x$  и  $u_{оп}$ , близких по форме.

В предельном случае выражение  $[2u_{оп} + \alpha(t)]$  в равенстве (6) может быть заменено на  $+1$  и  $-1$  соответственно в моменты, когда оно положительно и отрицательно в течение периода  $T$ . Подынтегральное выражение в (6) по-прежнему остается малой величиной, давая после

интегрирования незначительную погрешность в определении момента равенства (1). Величина погрешности уменьшается с приближением формы  $u_{оп}$  к  $u_x$ . При полном совпадении форм напряжений погрешность метода при использовании такого индикатора равна нулю. Действительно, функционально работа индикатора в этом случае запишется таким образом:

$$\frac{1}{T} \left[ \sum_{k=1}^n (-1)^{k+1} \int_{\varphi_k}^{\varphi_{k+1}} \alpha(t) dt \right] = 0, \quad (7)$$

где  $\varphi_1, \dots, \varphi_k, \dots, \varphi_n$  — моменты перехода через нуль функции  $[2u_{оп} + \alpha(t)]$  в равенстве (6) в течение периода  $T$ .

Из (7) видно, что индикатор реагирует на сумму средних значений за положительные и отрицательные полуволны напряжения  $\alpha(t) = u_x - u_{оп}$ , поскольку моменты перехода через нуль выражения  $2u_{оп} + \alpha(t)$  в данном случае совпадают с нулевыми значениями напряжений  $u_x, u_{оп}$ , а также  $u_x - u_{оп}$ . Выражение (7) может быть равно нулю только в случае равенства средних значений  $u_x$  и  $u_{оп}$  за соответствующие промежутки времени. Но поскольку формы кривых  $u_x$  и  $u_{оп}$  одинаковы, то в этот момент будут равны и действующие значения напряжений.

Изложенный выше вывод может быть подтвержден простым примером, когда  $u_x$  и  $u_{оп}$  — функции синусоидальные, отличающиеся начальными фазами. Пусть  $u_x = U_x \sin \omega t$ ,  $u_{оп} = U_{оп} \sin(\omega t + \varphi)$ . Моменты перехода через нуль приняты совпадающими с нулевыми значениями  $u_{оп}$ .

Тогда, согласно равенству (7), можно записать

$$\begin{aligned} & \frac{1}{T} \left[ \int_0^{\pi} (u_x - u_{оп}) dt - \int_{\pi}^{2\pi} (u_x - u_{оп}) dt \right] = \\ & = \frac{1}{T} \left\{ \int_{-\varphi}^{\pi-\varphi} [U_x \sin \omega t - U_{оп} \sin(\omega t + \varphi)] d(\omega t) - \right. \\ & \left. - \int_{\pi-\varphi}^{2\pi-\varphi} [U_x \sin \omega t - U_{оп} \sin(\omega t + \varphi)] d(\omega t) \right\}. \end{aligned}$$

Интегрирование приводит к такому результату:

$$U_x \cos \varphi = U_{оп}$$

После преобразований можно получить

$$U_x = \frac{U_{оп}}{1 - \frac{\varphi^2}{2}}$$

Погрешность  $\delta$  в определении действующего значения напряжения  $u_x$  при достаточно малых углах сдвига по фазе  $\varphi$  выражается следующим образом:

$$\delta \cong -\frac{\varphi^2}{2}$$

При  $\varphi \rightarrow 0 \delta \rightarrow 0$ .

Как показывает анализ, амплитудные и нелинейные искажения в тракте формирования опорного напряжения оказывают меньшее влияние на погрешность измерения, чем фазовые.

Нулевой индикатор, работающий по принципу, описываемому равенством (7), технически может быть выполнен в виде двухполупериодного синхронного детектора.

Следует отметить, что с увеличением различия в формах кривых  $u_x$  и  $u_{оп}$  нулевой индикатор должен быть взят таким, чтобы он возможно точнее выполнял функцию (3).

Таким образом, использование довольно простых умножителей в качестве нулевых индикаторов компенсационных вольтметров действующего значения напряжения позволит воспользоваться всеми достоинствами, которые имеет принцип формирования опорного напряжения.

Институт автоматики и электроники  
Сибирского отделения АН СССР,  
Новосибирск

Поступила в редакцию  
27/Х 1962



С. Г. СОКОЛОВ

## О ВЛИЯНИИ МЕТЕЛЕЙ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ ПРОЧНОСТЬ ВОЗДУШНОГО ПРОМЕЖУТКА

Воздух как изолирующая среда играет большую роль в высоковольтных электрических установках и линиях электропередач. Электрическая прочность воздушного промежутка определяет габаритные размеры высоковольтных линий электропередач, многих высоковольтных аппаратов, а также стоимость их строительства и изготовления.

В литературе мало говорится о влиянии на внешнюю высоковольтную изоляцию зимних атмосферных условий и совершенно нет никаких сведений о влиянии снежных метелей. Однако известно [1], что осадки во всех их разнообразных формах — дождь, снег, град и т. д., несут на себе электрические заряды. Токи, обусловленные ими, составляют: при обложных дождях  $10^{-15}$  а/см<sup>3</sup>, при грозовых —  $10^{-12}$ , ливневых —  $10^{-14}$ , при снежных осадках  $10^{-13}$  —  $10^{-14}$  а/см<sup>3</sup>. Суммарные заряды, переносимые дождями и снежными осадками, оказываются положительными. Таким образом, электрические свойства всех атмосферных осадков являются сравнимыми.

Приведем некоторые литературные данные о влиянии на электрическую прочность воздушного промежутка влажности и дождя.

Л. И. Сиротинский [2] отмечает, что при увеличении влажности в слабонервномерных полях пробивное напряжение практически не снижается, а в сильнонервномерных полях оно даже повышается.

Каффель и Хасбанд [3] показывают, что повышение влажности воздуха ведет к повышению пробивного напряжения, объясняя это тем, что водяной пар захватывает больше свободных электронов, чем воздух. То же отмечает А. И. Долгинов [4].

Дождь также не оказывает заметного влияния на электрическую прочность воздушного промежутка. Л. И. Сиротинский [2] указывает, что разрядное напряжение воздушного промежутка на постоянном и переменном напряжениях при дожде снижается всего на 3—5%.

В литературе нет данных о влиянии на электрическую прочность воздушного промежутка снегопада и метелей. Учитывая сходство электрических свойств дождевой воды и осадков в виде снега, можно предположить, что и снег не должен оказывать существенного влияния на электрическую прочность воздушного промежутка.

В то же время известно, что снежные метели могут создавать большие объемные заряды. На мысе Челюскинцев во время электризации при метелях значения максимального градиента потенциала электрического поля достигают 6000 в/м [5], на склонах Эльбруса — 3000 в/м [6]. Наблюдения, проведенные в Антарктике [1], показали, что во время пурги и метелей на снежинках появляются большие заряды. Отмечается, что летящие снежинки, встречаясь с телеграфными проводами, заряжа-

ют их настолько сильно, что подключенные к телеграфной линии электрические лампочки светятся полным накалом.

Приведенные данные наблюдений из области атмосферного электричества, свидетельствующие о каких-то особенностях, свойственных метелевым осадкам, послужили основанием для проведения исследований влияния на электрическую прочность воздушного промежутка метелей в Сибири. Внести ясность в этот вопрос необходимо еще и потому, что в настоящее время имеется тенденция к снижению уровней высоковольтной изоляции линий электропередач и электрическая прочность воздушного промежутка при этом будет иметь важное значение.

Исследование влияния метелей на электрическую прочность воздушного промежутка производилось с декабря 1961 по март 1962 г. на постоянном и переменном напряжениях промышленной частоты. Использовались источники высокого напряжения, имеющие несимметричную схему питания. Электроды брались различные: шар — шар, плоскость — плоскость, острие — острие, а также цилиндрические электроды при максимальном расстоянии 34 см. Электроды (кроме шаровых, диаметром 125 мм) располагались вертикально на высоте 0,5 м от снежного покрова. В момент исследований межэлектродное пространство постоянно находилось под воздействием приземной метели.

Методика исследований сводилась к следующему. В зимнее время при различных климатических условиях, различных электродах и расстояниях между ними измерялись пробивные напряжения воздушного промежутка.

В результате исследований установлено, что обычные зимние условия — осадки в виде снега, небольшие метели, изморозь, туман — не оказывают заметного отрицательного влияния на электрическую прочность воздушного промежутка, но во время сильных метелей с ветром 12—20 м/сек она резко понижается.

Интенсивность метели, измеренная стандартным метелемером, например, I/III 1961 г. составила  $10,1$  г/см<sup>2</sup> · ч. Зимой 1960/61 г. такие метели наблюдались неоднократно. Так как по интенсивности снегопереноса они были различными, графики зависимости пробивного напряжения от расстояния между электродами строились по одной конкретной метели, но для различных электродов.

В настоящей статье приводятся данные, характеризующие максимальное снижение электрической прочности воздушного промежутка, которое нам удалось зафиксировать в течение зимы. Чтобы оценить влияние сильных метелей на пробивное напряжение воздушного промежутка, опытные данные сравниваются с расчетными, нанесенными на один график. Расчетные кривые строились путем приведения опытных данных, снятых при нормальных летних условиях, к плотности воздуха, наблюдавшейся в зимний период. Величины плотности ( $\delta$ ) указаны на графиках.

Кривые зависимости пробивного напряжения от расстояния между электродами построены по средним данным трех измерений.

На рис. 1, 2, 3 представлены графики зависимости пробивных напряжений от расстояний между электродами шар — шар, построенные по данным измерений в период метелей при постоянном и переменном напряжениях. Из графиков видно, что при шаровых электродах диаметром 50 и 125 мм в период сильных метелей наблюдается резкое снижение электрической прочности воздушного промежутка, достигающее при постоянном напряжении более чем 50% от расчетного, а при переменном — до 40% от расчетного. Рис. 1 и 2 показывают, что пробивные

напряжения зависят от интенсивности метели. 1/III 1961 г. разрядный промежуток в 5 см пробивался при напряжении 43 кВ при шарах диаметром 50 мм, а 10/1 такой промежуток пробивался при 80 кВ при шарах диаметром 125 мм. На рис. 3 приведена также опытная кривая, снятая 3/III 1961 г. не в период метели, а в ясную погоду при  $-11^{\circ}\text{C}$ .

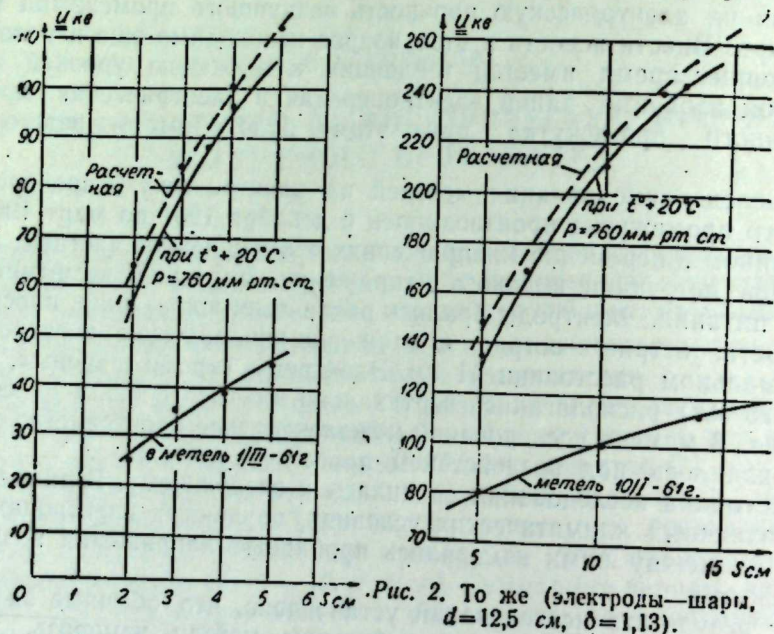


Рис. 1. Зависимость пробивного напряжения от расстояния между электродами во время метели (электроды—шары,  $d=5$  см,  $\delta=1.11$ ).

Как видно из графика, кривая идет выше не только опытной, снятой 2/III 1961 г. во время метели, но и выше расчетной. Это также подтверждает наш вывод о том, что сильные метели резко снижают электрическую прочность воздушного промежутка.

На рис. 4 приведен график зависимости пробивного напряжения от расстояния для электродов плоскость—плоскость, снятый при постоянном напряжении. Из графика видно, что снижение электрической прочности достигает 40—45% от расчетного.

С электродами в виде горизонтального и вертикального цилиндров при переменном напряжении пробивное напряжение промежутка в период средней метели снизилось на 24—30%.

В сильно неравномерном поле электроды острие—острие также дают снижение напряжения, но в меньшей степени; при постоянном напряжении оно достигает примерно 20%, а при переменном—около 10%.

При электродах острие—плоскость метели еще меньше влияют на пробивное напряжение.

Приведенные опытные данные для различных электродов свидетельствуют, что влияние сильных метелей на электрическую прочность воздушного промежутка несравнимо с другими видами атмосферных осадков. Исследования показали, что чем равномернее электрическое поле, тем больше снижается электрическая прочность промежутка.

Эксперимент был проведен на относительно небольших промежутках между электродами, и накопленный материал пока невелик. Полученные данные еще не позволяют установить количественную зависимость, но показывают необходимость учета метелей при определении уровней высоковольтной изоляции, чего ранее не делалось.

Выше уже отмечалось, что на электрическую прочность воздушного промежутка влияют не снегопады или метели вообще, а только сильные метели. Поэтому наблюдаемый процесс нельзя объяснить электризацией снежинок за счет присоединения свободных ионов воздуха, а также электризацией за счет соударений, так как эти явления обычны и в тихую погоду и при умеренных метелях.

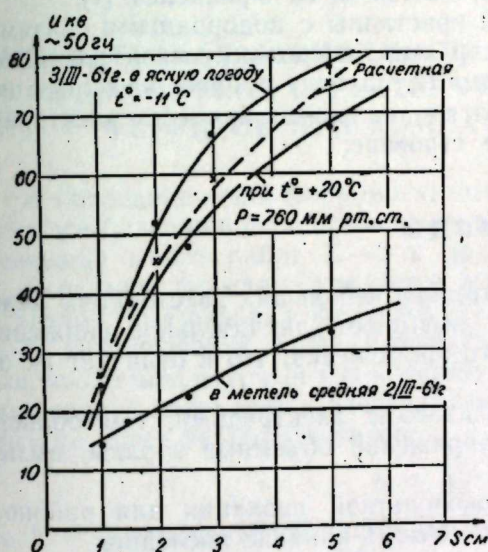


Рис. 3. То же (электроды—шары,  $d=5$  см,  $\delta=1.08$ ).

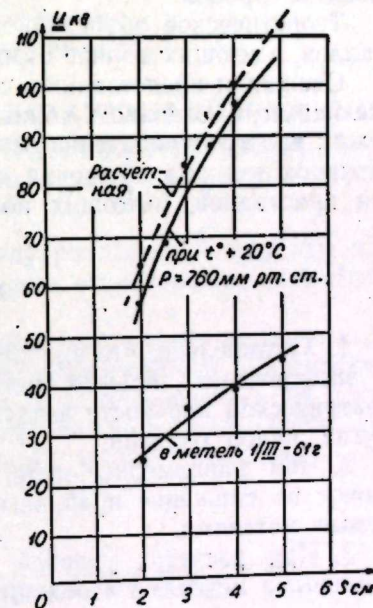


Рис. 4. То же (электроды—плоскости).

Дело, по-видимому, в том, что сильные метели наблюдаются в Сибири при ветре 12—20 и более метров в секунду, при этом разрушаются как выпадающие, так и отрывающиеся от земли снежинки. Известно, что в степных районах Сибири при ветрах снег, отложившийся на полях, полностью уносится, оголяя большие площади земли. Полевая лаборатория, на которой производились исследования, расположена именно в таком степном районе. Многие специалисты отмечают, что при сильных ветрах происходит механическое разрушение твердых частиц. В процессе отделения мельчайшие частички электризуются. В данном случае действует механизм «внутренней» электризации, т. е. электризацией при измельчении частиц. Образующиеся при этом более крупные частицы и отделившиеся мельчайшие частицы имеют заряды противоположного знака. Опытами [1], проведенными как со снегом, так и с пылью в сильно завихренном воздушном потоке, установлено, что при этом всегда возникают заряды, быстро увеличивающиеся с усилением завихрения потока и с увеличением скорости распыления.

В ходе исследований влияния метелей на электрическую прочность воздушного промежутка выяснилось, что толчки тока, отмечаемые микроамперметром, и пробой промежутка происходили в тот момент, когда вихрь метели попадал в межэлектродное пространство. Сюда главным образом за счет тяжелых заряженных снежинок вторгаются локальные объемные заряды, усиливающие неравномерность основного электрического поля и облегчающие пробой воздушного промежутка.

В случае совпадения полярности объемного заряда и электрода эффективное расстояние между электродами уменьшается. При постоянной разности потенциалов увеличится напряженность поля и усилится процесс ионизации, возникнет частичный, а затем и полный пробой воздушного промежутка. При несорпадении полярности объемного заряда и электрода между ними возникнет частичный разряд, облегчающий развитие пробоя.

Теоретическое объяснение баллоэлектрического эффекта для кристаллов, имеющих ионное строение, дается Я. И. Френкелем [7].

Снежинки представляют собой кристаллы с водородными связями, имеющими в основном ионный характер, поскольку связь возникает между электроотрицательными атомами, поэтому процесс электризации снежинок при их разрушении, вероятно, аналогичен процессу электризации кристаллов, имеющих ионное строение.

### ВЫВОДЫ

1. Установлено, что при относительно небольших расстояниях между электродами сильные метели вызывают значительное снижение электрической прочности воздушного промежутка, что и отличает их от других видов осадков.

2. Чем равномернее поле, создаваемое электродами, тем больше влияют на снижение пробивных напряжений объемные заряды, вызываемые метелями.

3. При расчетах уровней высоковольтной изоляции для районов с сильными метелями необходимо учитывать влияние последних.

Транспортно-энергетический институт  
Сибирского отделения Академии наук СССР,  
Новосибирск

Поступила в редакцию  
9/IV 1962

### ЛИТЕРАТУРА

1. П. Н. Тверской, Атмосферное электричество, Гидрометиздат, 1949.
2. Л. И. Сиротинский, Техника высоких напряжений, Госэнергоиздат, 1951.
3. Е. Кафель, А. С. Хасбанд, Пробой сферических искровых промежутков. Экспресс-информация, реферат, май 1961.
4. А. И. Долгинов, Грозозащита электроустановок, Госэнергоиздат, 1954.
5. В. И. Герасименко, Атмосферно-электрические исследования на мысе Челюскина в 1934/1935 гг. Сб. «Тр. по земному магнетизму и атмосферному электричеству», вып. 2, Аркт. ин-та, Т-97, 1937.
6. И. Б. Пудовкин, Электризация при поземке, II Междуведомственное координационное совещание по изучению снега и снежного покрова, Нальчик, 1956.
7. Я. И. Френкель, Теория явлений атмосферного электричества, Гостехтеориздат, 1949.
8. А. К. Дюнин, Основы теории метелей. Изв. СО АН СССР, № 2, 1959.

А. И. ДРОКИН, В. Д. ДЫЛГЕРОВ,  
Н. И. СУДАКОВ, Е. К. ЗАГИРОВА

### ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КОНСТАНТЫ АНИЗОТРОПИИ И МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА МАГНИЙ-МАРГАНЦЕВЫХ ФЕРРИТОВ ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

В последние годы ферромагнитные полупроводники — ферриты находят все более широкое применение в технике, исследованию их свойств посвящено много работ [1—3 и др.].

Серьезное внимание уделяется изучению энергетической константы магнитной анизотропии ферритов [4] и ее температурной зависимости [5—7]. Исследования Т. М. Перекалиной и А. А. Аскоченского [5] показали, что температурный ход константы анизотропии в железо-кобальтовом феррите подчиняется экспериментальному закону Брюхатова — Киренского для ферромагнетиков:

$$K = K_0 e^{-\alpha T^2}, \quad (1)$$

где  $K$  — значение первой константы анизотропии при  $T^\circ \text{K}$ ;

$K_0$  — ее значение при  $0^\circ \text{K}$ ;

$\alpha$  — постоянная;

$T$  — температура.

Теория температурной зависимости констант анизотропии для ферритов разработана Е. А. Туровым и А. И. Мицеком [6].

Л. В. Киренским и авторами настоящей работы [7] установлено, что температурная зависимость первой константы анизотропии в железо-марганцевых ферритах также подчиняется закону Брюхатова — Киренского (1).

На биферритах таких исследований не проводилось. Особый интерес представляют магний-марганцевые биферриты, так как они обладают спонтанной прямоугольностью петли гистерезиса и находят наиболее широкое применение в технике.

В настоящей работе проведено исследование температурной зависимости первой константы анизотропии монокристалла магний-марганцевого феррита, а также проведено наблюдение динамики доменной структуры в меняющемся по величине магнитном поле.

### ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Монокристаллы ферритов  $\text{MgO}$ ,  $\text{MnO}$ ,  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  состава шихты, близкого к стехиометрическому, были выращены А. Г. Титовой на аппарате Вернейля в Институте полупроводников АН СССР. Из монокристаллических булаек с помощью стальных заточенных трубок вытачивались шарики диаметром 6 мм. Из этой же бульки было вырезано кольцо. Снятие петли гистерезиса с кольца показало высокую степень прямоугольности ( $B_r/B_s = 98\%$ ). Коэрцитивная сила равна 0,9 э.

Направления легкого намагничивания (оси типа [111]) определялись по ориентации образца, укрепленного в легком кордановом подвесе, в однородном магнитном поле.

Измерения константы анизотропии и ее температурной зависимости проводились методом определения вращательных моментов, действующих на образец, помещенный в однородное магнитное поле медленно вращающегося электромагнита. Однородность поля в межполюсном пространстве определялась баллистическим методом. Углы поворота электромагнита фиксировались с точностью до 0,5 мин.

Механические моменты измерялись с помощью анисометра системы Акулова с усовершенствованным чувствительным тензометром [8]. Относительная погрешность при измерениях механических моментов не превышала 2%.

Образец нагревался печью с бифиллярной обмоткой из константановой проволоки. Для охлаждения образца использовался сосуд Дьюара, наполненный жидким кислородом. Температура измерялась с помощью медь-константановой термпары. Погрешность при измерениях температуры равнялась  $\pm 2^\circ$ .

Кривые механических моментов снимались в плоскостях (100) и (110) в разных полях и при различных температурах ( $-183 \div -100^\circ \text{C}$ ).

Для наблюдения порошковых фигур на шариках стачивались и гшательно отшлифовывались кристаллографические поверхности типа (100) и (110), после чего образцы кипятились в 30-процентном растворе серной кислоты постоянной концентрации.

Наблюдение и фотографирование порошковых фигур проводилось с помощью микроскопа МБИ-6 по обычному методу магнитной суспензии. Намагничивание образцов осуществлялось с помощью специального мощного электромагнита с малым межполюсным расстоянием.

Так как размагничивающий фактор в ферритах зависит не только от размеров и формы образца, но и от неоднородностей, пористости и т. д. и не поддается учету, то в дальнейшем в работе приводятся внешние магнитные поля.

### РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ИХ АНАЛИЗ.

В плоскости (100) в полях до 700 э кривые механических моментов имеют период  $\pi$ . В полях от 700 до 900 э форма кривых меняется, что соответствует изменению периода от  $\pi$  до  $\pi/2$ . В полях от 900 до 4000 э кривые имеют правильную форму с периодом  $\pi/2$ . Кривые прямого и обратного хода за цикл перемагничивания не совпадают между собой в полях до 1500 э. В более высоких полях в интервале температур  $-183 \div -100^\circ \text{C}$  эти кривые совпадают, что говорит о наличии потерь на вращательный гистерезис лишь в полях, меньших 1500 э.

Изменение максимального вращательного момента в плоскости (100) от напряженности внешнего магнитного поля при температурах  $-183$ ,  $22$  и  $100^\circ \text{C}$  показывает рис. 1, на котором видно, что при температурах от  $100$  до  $22^\circ \text{C}$  величина механического момента практически равна 0 вплоть до полей порядка 600—800 э. При температуре  $-183^\circ \text{C}$  механические моменты равны 0 вплоть до 1000 э. Эти поля недостаточны для выявления анизотропии кристалла. С дальнейшим ростом поля при соответствующих температурах максимальный механический момент резко возрастает, достигая наибольшей величины при  $100^\circ \text{C}$  в поле 820 э, при  $22^\circ \text{C}$  — в поле 1460 э; при  $-183^\circ \text{C}$  — в поле 3000 э. Дальнейший рост поля не вызывает увеличения максимального момента.

Отсюда видно, что наибольшие максимальные моменты тем больше, чем ниже температура образца.

В плоскости (110) в слабых полях до 700 э кривые механических моментов имеют период  $\pi$ , но в этих полях еще не наблюдаются малые экстремумы. В поле 900 э и выше кривые приобретают правильную симметричную форму с явно выраженными малыми и большими экстремумами. В этом случае кривые механических моментов хорошо описываются уравнением

$$M = \frac{K}{8} (2\sin 2\psi + 3\sin 4\psi), \quad (2)$$

где  $M$  — величина момента,  $\psi$  — угол между направлением [001] и полем,

$K$  — первая константа анизотропии.

Пользуясь уравнением (2), легко вычислить константу анизотропии. Кривые механических моментов прямого и обратного хода при температурах  $100$  и  $22^\circ \text{C}$  не совпадают между собой во всем исследуемом интервале вплоть до 4000 э. И только при температуре  $-183^\circ \text{C}$  расхо-

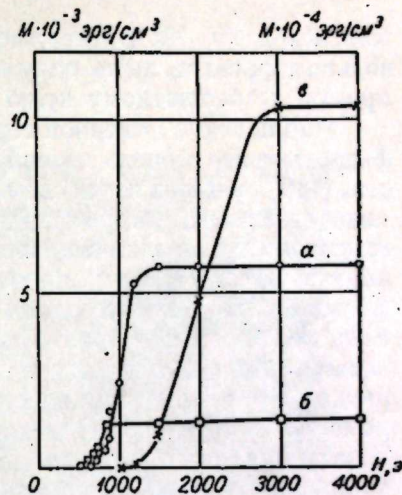


Рис. 1. Изменение максимального вращательного момента ( $22 \div 30^\circ$ ) в зависимости от поля в плоскости (100).

а — при комнатной температуре, б — при  $100^\circ \text{C}$ , в — при  $-183^\circ \text{C}$ . (Масштаб кривой в дан справа).

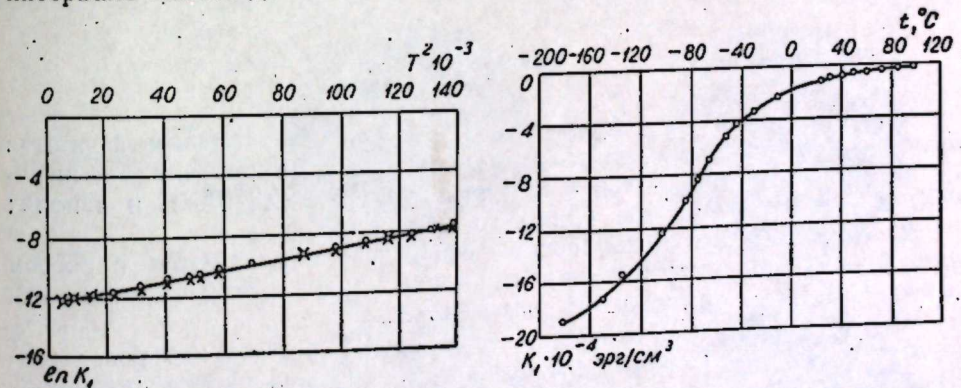


Рис. 2. Зависимость первой константы анизотропии магний-марганцевого феррита от температуры.

Рис. 3. Зависимость  $\ln K_1$  от  $T^2$  для монокристалла магний-марганцевого феррита (O — в плоскости (110), X — в плоскости (100)).

ждения между кривыми механических моментов прямого и обратного хода наблюдаются лишь в полях до 1500 э. В более высоких полях такого расхождения не замечено.

Температурный ход первой константы анизотропии представлен на рис. 2. Из этого рисунка видно, что первая константа анизотропии магний-марганцевого феррита отрицательна во всем интервале исследуемых температур. С ростом температуры она монотонно убывает по абсолютной величине.

На рис. 3 показана зависимость  $\ln K_1$  от  $T^2$  для плоскостей (100) и (110), имеющая линейный характер, следовательно, и для монокристаллов магний-марганцевых ферритов справедлив закон Брюхатова —

Киренского [9, 10]. Экспериментальные точки для обеих плоскостей довольно хорошо легли на одну прямую. Экстраполяция экспериментальной прямой к абсолютному нулю дает значение  $K_0 = 19,3 \cdot 10^4 \text{ эрг/см}^3$ .

Наблюдение доменной структуры показало, что магний-марганцевые ферриты имеют очень своеобразную и сложную структуру. На плоскости (110) наблюдаются домены с сильно искривленными границами, подобными тем, которые видели И. Е. Старцева и Я. С. Шур [11] на кристаллитах магний-марганцевых ферритов. На плоскости (100) обнаружена еще более причудливая структура папоротникообразной формы (рис. 4). При нарастании поля наблюдаются процессы смещения. Если поле направлено параллельно оси [010], то с ростом поля коренное скачкообразное изменение в доменной структуре происходит в поле порядка 860 э. При направлении поля параллельно оси [011] коренное изменение структуры происходит в поле 880 э (см. рис. 4, б и в, е и ж). Наибольшие изменения в доменной структуре при нарастании поля наблюдаются в полях порядка 900—1000 э. В полях порядка 1250—1260 э доменная структура исчезает и на поверхностях появляется магнитный спектр (см. рис. 4, з и э).

Сопоставление изменений механических моментов при комнатной температуре и динамики доменной структуры в нарастающем поле показывает, что более резкая перестройка доменной структуры соответствует полям, в которых анизотропия кристалла возрастает более резко (см. рис. 1).

Своеобразность доменной структуры, вероятно, объясняется большими внутренними напряжениями в монокристалле и различными неоднородностями.

#### ВЫВОДЫ

1. Анизотропия в монокристаллах магний-марганцевых ферритов исследованного состава проявляется лишь в достаточно сильных внешних полях порядка 600—800 э при температурах 22—100°С и в полях 1200 э — при температуре кипящего кислорода.

2. Максимальные механические моменты увеличиваются с ростом поля. Наибольшие значения максимальных механических моментов тем выше, чем ниже температура образца.

Первая константа анизотропии отрицательна во всем интервале температур. С ростом температуры она убывает по абсолютной величине. При 0° абсолютной температуры ее значение равно  $19,3 \cdot 10^4 \text{ эрг/см}^3$ .

3. Потери на вращательный гистерезис в магний-марганцевых ферритах в плоскости (100) наблюдаются в полях, не превосходящих 1500 э. В этих же полях существуют потери в плоскости (110) при температуре жидкого кислорода. При положительных температурах потери в плоскости (110) возможны и в более высоких полях вплоть до 4000 э.

4. Температурная зависимость константы анизотропии магний-марганцевых ферритов удовлетворяет экспериментальному закону Брюхатова — Киренского.

5. Наибольшие изменения в доменной структуре (процессы перестройки) соответствуют тем же полям, в которых наблюдается резкое возрастание максимальных механических моментов.

Красноярский институт физики  
Сибирского отделения АН СССР,  
Институт цветных металлов им. М. И. Калинина,  
Красноярский пединститут

Поступила в редакцию  
27/IV 1962

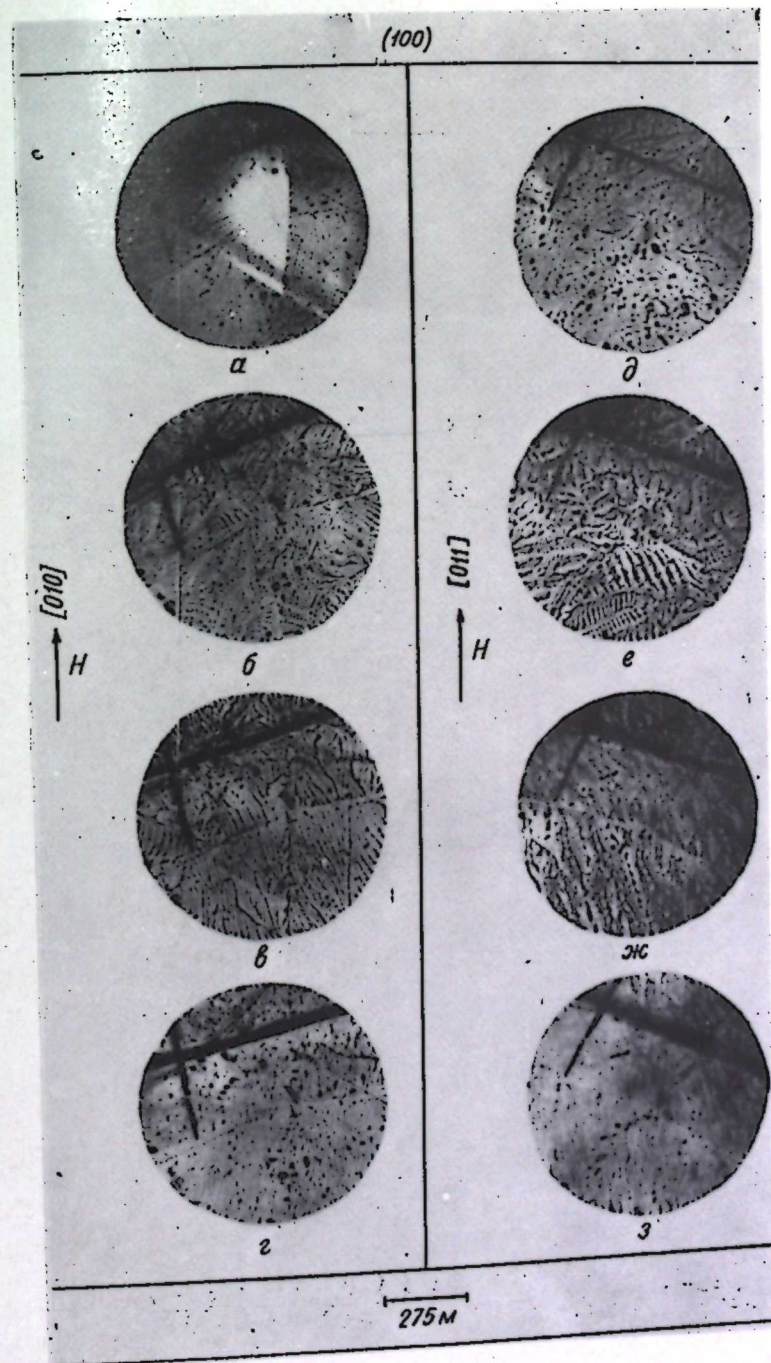


Рис. 4. Доменная структура на плоскости (100) в полях. а — 0 э, б — 700, в — 1000, г — 1260, д — 0, е — 750, ж — 960, з — 1250 э. Направление поля показано стрелками.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сб. «Ферриты». Минск, Изд-во АН БССР, 1960.
2. Л. И. Рабкин, Высокочастотные ферромагнетики. М., Физматгиз, 1960.
3. Сб. «Ферриты в нелинейных сверхвысокочастотных устройствах». ИЛ, М., 1961.
4. R. M. Bozorth, E. F. Tilden, A. J. Williams, Anisotropy and Magnetostriction of some Ferrites. J. Phys. Rev., 99, 6, 1788 (1955).
5. Т. М. Перекалина, А. А. Аскоченский, Магнитная анизотропия монокристаллов железо-кобальтовых ферритов. Сб. «Ферриты». Минск, Изд-во АН БССР, 1960, стр. 95.
6. Е. А. Туров, А. И. Мицек, К теории температурной зависимости констант магнитной анизотропии ферромагнетиков и ферритов. Сб. «Ферриты». Минск, Изд-во АН БССР, 1960, стр. 28.
7. Л. В. Киренский, А. И. Дрокин, В. Д. Дылгеров, Н. И. Судаков, Е. К. Загирова, Температурная зависимость первой константы анизотропии и магнитная структура железо-марганцевых ферритов. Изв. АН СССР, сер. физ., 12, 1472, 1961.
8. Н. И. Втюрин, В. Ю. Ендржиевский, Высокочувствительный тензомер. Уч. зап. МГУ, 162, 4, 191, 1952.
9. Н. Л. Брюхатов, Л. В. Киренский, Температурная зависимость энергетической константы магнитной анизотропии ферромагнитных кристаллов. ЖЭТФ, 8, 198, 1938.
10. Л. В. Киренский, К вопросу об изменении знака констант магнитной анизотропии с повышением температуры. Уч. зап. МГУ, 162, 4, 9, 1952.
11. И. Е. Старцева, Я. С. Шур, Особенности доменной структуры магний-марганцевых ферритов с прямоугольной петлей гистерезиса. ФММ, 2, 1, 158, 1961.

В. Ф. ЛОЗОВСКАЯ, П. О. ПАШКОВ

## КИНЕТИКА РАЗРУШЕНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ТОНКИХ ЛИСТОВ

Скорость пробегания трещины в металлах может служить мерой опасности разрушения, определяя размеры и последствия возможной аварии. С другой стороны, скорость роста трещины, измеренная в достаточно строго определенных условиях, может характеризовать склонность металла к опасным хрупким разрушениям, ибо хрупкость по существу определяется именно скоростью разрушения, скоростью пробегания трещины в разрушающемся теле. Поэтому изучение кинетики разрыва металлов представляет интерес для практики.

### ПЛАСТИЧЕСКИЕ ДЕФОРМАЦИИ ПРИ ПРОБЕГАНИИ ТРЕЩИНЫ

В качестве основного метода наблюдений принималось испытание тонкой пластинки достаточно большой ширины, снабженной надрезом, односторонним или центральным, на одноосное растяжение. Растяжение осуществлялось в обычных испытательных машинах с постоянной скоростью движения нижнего захвата. Методика испытания была описана в работах [1, 2].

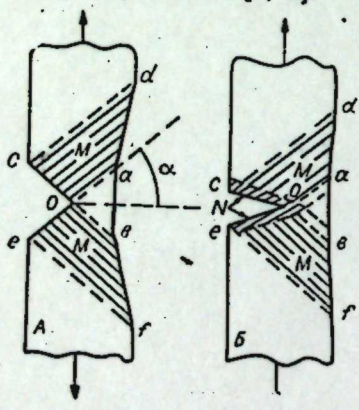


Рис. 1. Виды деформации образцов.  
А — идеально пластичное разрушение монокристаллов железа; Б — пластичные поликристаллические образцы; В — поликристаллические сильно наклепанные металлы.

живое сечение образца не превратится в точку, тогда происходит разделение образца на две части. Площадь очень слабо деформирующегося треугольника  $ao\bar{b}$  постепенно уменьшается до нуля. Поверхности подрастающей трещины  $so$  и  $eo$  получают очень правильными, почти зеркальными, а поверхности  $da$  и  $bf$  — зубчатыми, со следами ступенек

Результаты наблюдений над ходом пластической деформации различных по свойствам и структуре металлов могут быть сведены к трем схемам, изображенным на рис. 1.

На рис. 1, А представлен ход пластической деформации в отожженных монокристаллах трансформаторного железа. Трещина подрастает исключительно за счет сдвигов по направлениям  $oa$  и  $ob$ , а в остальных зонах образца пластическая деформация практически отсутствует. Острие трещины (точка  $o$ ) постепенно сближается с противоположной кромкой образца  $ab$ , пока

происходивших сдвигов. Разрыв образца с центральным надрезом не изменял принципиальной картины — налево и направо от надреза развивались симметричные процессы, аналогичные описанному.

Как видно, случай разрушения, показанный на рис. 1, А, как бы не содержит в себе собственно элементов разрушения, а представляет собой пример своеобразной «идеальной пластичности». Однако, как показали опыты и расчеты, величина относительного пластического сдвига, требующегося для такого разрушения, не бесконечно велика. Процесс идет при относительном сдвиге величиной около единицы.

На рис. 1, Б представлена картина развития пластических деформаций в обычных пластических поликристаллических металлах и сплавах. Она постоянно наблюдалась на отожженных образцах алюминия, меди, свинца, олова, мягкой стали, латуни, бронзы, нержавеющей стали типа 18—8 и др. (отношение толщины образца к ширине было от 0,02 до 0,07). Для этой картины характерно следующее: а) наличие таких же зон сдвига по ширине образца, как и в случае А, но с той разницей, что величина относительного сдвига в полосе  $cdoa$  была значительно меньше единицы и в испытанных металлах колебалась от 0,16 до 0,30; б) угол раскрытия трещины был меньше, чем в случае А, и соответствовал углу сдвига в упомянутой полосе; в) кроме сдвига по плоскостям  $oa$ , наблюдалось небольшое, но вполне определенное остаточное продольное удлинение и соответствующее уменьшение толщины в зонах  $M$ , чего не было в случае А; г) если, как и в случае А, в зонах образца вне зон  $M$  пластической заметной деформации не было, то треугольник  $ao\bar{b}$  оказывался заметно деформирован; д) наблюдалась четко выраженная зона  $N$  локальной пластической деформации возле поверхностей образующейся трещины, которая, охватывая острие трещины, двигалась вместе с ней.

Если металл сильно наклепан (в работе [2] исследован случай холоднокатаной медной ленты), то возникает разрушение, представленное на рис. 1, В. Пластическая деформация полностью локализована в узкой зоне  $N$  возле трещины. В наклепанной холодным прокатом меди относительное сужение в зоне было около 20%. Общего остаточного удлинения образца не наблюдалось.

В соответствии с изменением деформаций изменялись и скорости пробегания трещин. В случае рис. 1, А скорость роста трещины полностью определялась геометрией деформаций и могла быть вычислена из скорости машины как независимая от свойств материала величина.

В случае рис. 1, Б скорость роста трещины тоже пропорциональна скорости раздвижения захватов разрывной машины, как и в случае А (рис. 2). Однако коэффициент пропорциональности зависит от свойств металла, в частности от пластичности его. На рис. 3 показана зависимость скорости разрушения от относительного сужения площади поперечного сечения гладких образцов.

В случае рис. 1, В скорость роста трещины не зависит от скорости деформирования [2]. Однако увеличение запаса упругой энергии в системе образец — машина, например увеличение длины образца, приводило к общему повышению уровня этой постоянной скорости. При некоторой достаточно большой длине образца прирост скорости прекращался.

Очевидно, степень пластической деформации в зоне (см. рис. 1, В) может сильно отличаться для разных материалов. Если пластическая деформация вообще отсутствует, то будет иметь место идеально хрупкое разрушение. Теоретические аспекты скорости трещины при хрупком разрушении были рассмотрены еще в 1948 г. Моттом [3] и дополнительно развиты в более поздних работах. Мотт пришел к выводу, что скорость

такого разрушения должна приближаться к скорости звука в разрушаемом материале. Согласно [4], для стекол значение максимальной скорости составляет  $\sim 0,38$  от скорости звука. По смыслу полученных соотношений скорость идеально хрупкого разрушения зависит только от упругих свойств материала. Но по анализу, приведенному в работе [5], где были сопоставлены данные по скоростям роста трещин в органических, силикатных и кварцевых стеклах, наблюдалось некоторое систематическое отклонение в величинах скоростей против ожидаемых из теоретических представлений, что могло быть приписано небольшой зависимости их от индивидуальных свойств испытанных стекол, помимо свойств упругости. В области столь высоких скоростей процессов трудно получить вполне достоверные результаты. Поэтому их нельзя считать окончательными.

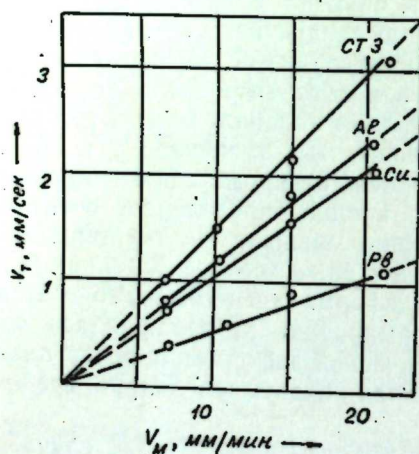


Рис. 2. Изменение скорости роста трещины в зависимости от скорости разрывной машины для пластичных металлов.

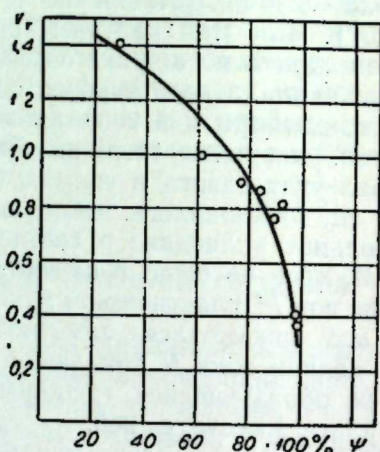


Рис. 3. Зависимость скорости роста трещин пластичных металлов от пластичности (относительного сужения), определенной на гладких образцах.

Важно отметить, что пластическую деформацию, развивающуюся при разрушении по схемам рис. 1, нельзя существенно изменить или тем более подавить искусственным увеличением скорости движения трещины. В табл. 1 приведены данные по ширине зоны пластической деформации возле трещины и пластическому сужению материала возле поверхности разрыва наклепанной меди (зона *N* на рис. 1, В).

Скорость трещины изменялась от 0,02 до 200 м/сек путем увеличения длины образца. Отчетливо наблюдается постоянство и сужения и ширины пластической зоны. Элементы пластической зоны измерялись во многих местах излома с помощью интерференционного микроскопа с последующим усреднением данных.

Такой же вывод получен и при исследовании величины пластической деформации при разных скоростях разрушения пластичной отожженной меди, деформирующейся по схеме рис. 1, Б. Измерялось относительное удлинение в различных участках по ширине разрушаемого образца. Скорость разрушения изменялась включением в цепь образец — захваты машин податливой кольцевой пружины. При жесткой машине (отсутствие пружины) скорость трещины была  $1,8 \cdot 10^{-3}$  м/сек. Включение в цепь пружины Г ускоряло разрушение до 11,6 м/сек, т. е. на 4 порядка величины. В табл. 2 приведены соответствующие сравнительные данные.

Данные таблицы показывают, что пластическое удлинение образца, происходящее за время разрушения, т. е. сопровождающее трещину, не подавляется увеличивающейся скоростью разрушения. Пластические зоны *M* и *N* очень устойчивы. Очевидно, это может быть связано с возрастающими скоростями пластических сдвигов или движения дислокаций в деформируемой зоне. Согласно [6], скорости движения дислокаций, определяющие в конечном счете скорости сдвигов в зонах *M* и *N*, могут достигать в пределе скорости звука в данном материале. Очевидно, существенного влияния скорости движения трещин на развитие пластической зоны и степени деформации в ней можно ожидать только при приближении к звуковым скоростям процессов.

Таблица 1

Размеры зоны пластической деформации возле трещины в наклепанной технической меди при различных скоростях разрушения

Скорость движения трещины, м/сек	Полуширина зоны, мк	Уменьшение толщины образца возле трещины, мк
0,02	90,4	17,0
20	91,9	15,4
60	114,8	12,6
115	115,0	12,6
100	106,7	13,2

Таблица 2

Сопоставление скоростей разрушения и пластического удлинения образцов отожженной медной фольги толщиной 0,2 мм ( $\delta_0 = 21,4$  кг/мм<sup>2</sup>) при испытании с пружинами различной жесткости

Условия испытания	Характеристики пружины		Пластическое удлинение образца, мм	Скорость трещины, м/сек
	жесткость <i>K</i> , кг/мм	упругое удлинение, мм		
Без пружины	$\sim 400$	0,2	2,3	$1,8 \cdot 10^{-3}$
Пружина А	106,5	0,75	1,9	$3,5 \cdot 10^{-3}$
Пружина Б	50,0	1,6	2,2	—
Пружина В	23,0	3,5	1,8	6,4
Пружина Г	16,0	5,0	2,3	11,6

Если толщина образца очень мала, то картина деформации отожженного металла изменяется по сравнению с изображенной на рис. 1, Б. Области *M* сдвига по ширине не выявляются. Общее удлинение такого металла, даже хорошо отожженного, обычно невелико — 1—3% и сопровождается образованием отдельных локальных очагов пластической деформации по длине образца с сильной деформацией в зоне возле трещины. Деформация осуществляется сдвигами по толщине, причем следы сдвигов, выходящие на широкие поверхности иллюстрации были параллельны пробегающей трещине. Соответствующие иллюстрации были опубликованы в работе [7]. Очевидно, в этом случае малая толщина образца не обеспечивает его поперечной устойчивости; в самом деле, по ширине разрушенных образцов из тонких фольг, как правило, наблюдаются волнистые складки, затрудняющие одновременные сдвиги на всю ширину образца по схеме рис. 1, Б.

Увеличение толщины выше некоторых пределов также приводит к существенному изменению пластической деформации плоского образца. Этот вопрос был исследован в работе [8]. По мере увеличения толщины надрезанного образца все в большей степени затрудняются пластические деформации вдоль дна надреза (трещины), их распределение становится очень неоднородным — в центральной части по толщине поперечные деформации могут вообще отсутствовать, а в зонах, прилегающих к боковым поверхностям, могут быть очень большими. Затруднение деформации по толщине в более толстых образцах приводит к возникновению сильно выраженного объемно-растягивающего напряженного состояния в подкорковых слоях центральной части надреза.

Таким образом, выводы, вытекающие из рассмотрения схем деформирования, обобщенных на рис. 1, относятся к области толщины, когда



такого разрушения должна приближаться к скорости звука в разрушаемом материале. Согласно [4], для стекол значение максимальной скорости составляет  $\sim 0,38$  от скорости звука. По смыслу полученных соотношений скорость идеально хрупкого разрушения зависит только от упругих свойств материала. Но по анализу, приведенному в работе [5], где были сопоставлены данные по скоростям роста трещин в органических, силикатных и кварцевых стеклах, наблюдалось некоторое систематическое отклонение в величинах скоростей против ожидаемых из теоретических представлений, что могло быть приписано небольшой зависимости их от индивидуальных свойств испытанных стекол, помимо свойств упругости. В области столь высоких скоростей процессов трудно получить вполне достоверные результаты. Поэтому их нельзя считать окончательными.

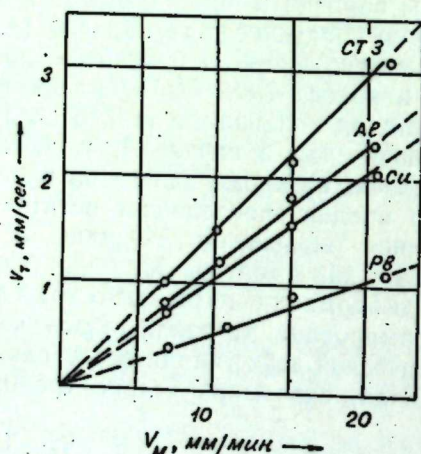


Рис. 2. Изменение скорости роста трещины в зависимости от скорости разрывной машины для пластичных металлов.

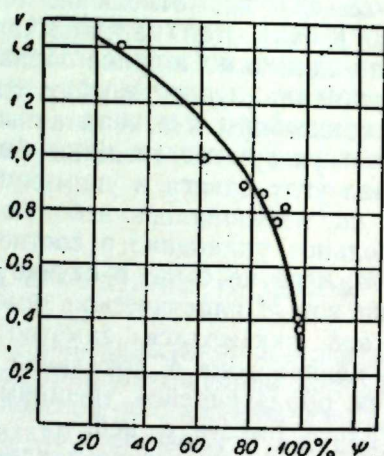


Рис. 3. Зависимость скорости роста трещин пластичных металлов от пластичности (относительного сужения), определенной на гладких образцах.

Важно отметить, что пластическую деформацию, развивающуюся при разрушении по схемам рис. 1, нельзя существенно изменить или тем более подавить искусственным увеличением скорости движения трещины. В табл. 1 приведены данные по ширине зоны пластической деформации возле трещины и пластическому сужению материала возле поверхности разрыва наклепанной меди (зона *N* на рис. 1, *B*).

Скорость трещины изменялась от 0,02 до 200 м/сек путем увеличения длины образца. Отчетливо наблюдается постоянство и сужения и ширины пластической зоны. Элементы пластической зоны измерялись во многих местах излома с помощью интерференционного микроскопа с последующим усреднением данных.

Такой же вывод получен и при исследовании величины пластической деформации при разных скоростях разрушения пластичной отожженной меди, деформирующейся по схеме рис. 1, *B*. Изменялось относительное удлинение в различных участках по ширине разрушаемого образца. Скорость разрушения изменялась включением в цепь образец — захваты машин податливой кольцевой пружины. При жесткой машине (отсутствие пружины) скорость трещины была  $1,8 \cdot 10^{-3}$  м/сек. Включение в цепь пружины *Г* ускорило разрушение до 11,6 м/сек, т. е. на 4 порядка величины. В табл. 2 приведены соответствующие сравнительные данные.

Данные таблицы показывают, что пластическое удлинение образца, происходящее за время разрушения, т. е. сопровождающее трещину, не подавляется увеличивающейся скоростью разрушения. Пластические зоны *M* и *N* очень устойчивы. Очевидно, это может быть связано с возрастающими скоростями пластических сдвигов или движения дислокаций в деформируемой зоне. Согласно [6], скорости движения дислокаций, определяющие в конечном счете скорости сдвигов в зонах *M* и *N*, могут достигать в пределе скорости звука в данном материале. Очевидно, существенного влияния скорости движения трещины на развитие пластической зоны и степени деформации в ней можно ожидать только при приближении к звуковым скоростям процессов.

Таблица 1

Размеры зоны пластической деформации возле трещины в наклепанной технической меди при различных скоростях разрушения

Скорость движения трещины, м/сек	Полуширина зоны, мк	Уменьшение толщины образца возле трещины, мк
0,02	90,4	17,0
20	91,9	15,4
60	114,8	12,6
115	115,0	12,6
100	106,7	13,2

Таблица 2

Сопоставление скоростей разрушения и пластического удлинения образцов отожженной медной фольги толщиной 0,2 мм ( $\delta_b = 21,4$  кг/мм<sup>2</sup>) при испытании с пружинами различной жесткости

Условия испытания	Характеристики пружины		Пластическое удлинение образца, мм	Скорость трещины, м/сек
	жидкость <i>K</i> , кг/мм	упругое удлинение, мм		
Без пружины	$\sim 400$	0,2	2,3	$1,8 \cdot 10^{-3}$
Пружина А	106,5	0,75	1,9	$3,5 \cdot 10^{-3}$
Пружина Б	50,0	1,6	2,2	—
Пружина В	23,0	3,5	1,8	6,4
Пружина Г	16,0	5,0	2,3	11,6

Если толщина образца очень мала, то картина деформации отожженного металла изменяется по сравнению с изображенной на рис. 1, *B*. Области *M* сдвига по ширине не выявляются. Общее удлинение такого металла, даже хорошо отожженного, обычно невелико — 1—3% и сопровождается образованием отдельных локальных очагов пластической деформации по длине образца с сильной деформацией в зоне возле трещины. Деформация осуществляется сдвигами по толщине, причем следы сдвигов, выходящие на широкие поверхности образца, приблизительно параллельны пробегающей трещине. Соответствующие иллюстрации были опубликованы в работе [7]. Очевидно, в этом случае малая толщина образца не обеспечивает его поперечной устойчивости; в самом деле, по ширине разрушенных образцов из тонких фольг, как правило, наблюдаются волнистые складки, затрудняющие одновременные сдвиги на всю ширину образца по схеме рис. 1, *B*.

Увеличение толщины выше некоторых пределов также приводит к существенному изменению пластической деформации плоского образца. Этот вопрос был исследован в работе [8]. По мере увеличения толщины надрезанного образца все в большей степени затрудняются пластические деформации вдоль дна надреза (трещины), их распределение становится очень неоднородным — в центральной части по толщине поперечные деформации могут вообще отсутствовать, а в зонах, прилегающих к боковым поверхностям, могут быть очень большими. Затруднение деформации по толщине в более толстых образцах приводит к возникновению сильно выраженного объемно-растягивающего напряженного состояния в подкорковых слоях центральной части надреза.

Таким образом, выводы, вытекающие из рассмотрения схем деформирования, обобщенных на рис. 1, относятся к области толщины, когда

поперечные силы вдоль острия трещины невелики и толщина не настолько мала, чтобы могла проявиться упомянутая выше недостаточная устойчивость по ширине образца.

Как показали опыты, относительные сдвиги по ширине образца в области  $M$  и относительные сдвиги по толщине в области  $N$  (см. рис. 1)

Таблица 3  
Средние данные по измеренным деформациям и скоростям разрушения для некоторых отожженных пластичных материалов (по данным К. К. Зилинга и П. О. Пашкова)

Материал	Механические свойства			Сдвиг в зоне $M$ $\lg \gamma$	Сужение разорванной кромки $d_k / d_n$	Скорость трещины, мм/сек
	$\sigma_s$ , кг/мм <sup>2</sup>	$\sigma_B$ , кг/мм <sup>2</sup>	$\phi$ , %			
Олово техническое	0,35	0,7	100	—	0	0,38
Свинец (марка С-1)	0,36	0,7	100	—	0	0,40
Медь (марка М-1)	6,6	21,6	90,2	0,30	0,13	0,76
Алюминий (АЛ-1)	6,4	8,0	93,0	0,21	0,10	0,81
Сплав АМГцМ	6,8	11,2	84,0	—	0,17	0,87
Латунь	11,4	33,5	78,4	0,28	0,30	0,90
Сталь Ст3	21,9	37,0	62,2	0,27	0,41	1,0
Бронза бериллиевая	21,6	58,9	29,4	0,16	0,78	1,4
Нержавеющая сталь 1Х18Н9Т	16,1	59,0	68,0	—	0,35	1,6

имеют отличающиеся предельные величины. Могут быть случаи малого сдвига в области  $M$  и больших деформаций в области  $N$  и наоборот (табл. 3). Следовательно, деформация образца по схеме рис. 1, Б определяется двумя характеристиками пластичности, а не одной.

### О МЕХАНИЗМЕ РАЗРУШЕНИЯ

При деформациях образца по схеме рис. 1, Б и продвижении трещины на  $\Delta Z$  наблюдаются два вида основных затрат времени: а) на непрерывное подтягивание образца разрывной машиной для поддержания на необходимом уровне действующих напряжений; это время определяется приростом абсолютного удлинения образца и линейной скоростью  $V_m$  движения захвата машины; б) на протекание пластических сдвигов в областях  $M$  и  $N$ ; длительность этих сдвигов определяется абсолютным пластическим удлинением образца и средней линейной скоростью пластических сдвигов  $V_c$ .

В случае, если общее удлинение образца велико, вторым процессом можно пренебречь, так как  $V_c$ , как правило, много больше  $V_m$ . Этот случай соответствует схеме рис. 1, Б.

Опыт полностью подтверждает сказанное: скорость пластического разрушения пропорциональна скорости машины (см. рис. 2), а скорость квазихрупкого разрушения по схеме рис. 1, В не зависит от скорости машины [2].

Опыты с наклепанными образцами подтверждают сделанные выводы. Если плоский образец пластически растянуть в пределах равномерной деформации, а затем надрезать и разрушить, то наблюдается картина, представленная на рис. 4. Крайний левый образец не подвергался предварительной деформации после отжига, крайний правый был после отжига наклепан до остаточной деформации, близкой к предельному равномерному удлинению, промежуточные образцы наклепыва-

лись до промежуточных между этими крайними значениями величин деформаций.

Если наклепанный образец разрывался в соответствии со схемой рис. 1, Б, то при предварительном наклепе этот медленный процесс сменялся на некоторой стадии пробегания трещины быстрым (скоростным) разрушением по косоугольной плоскости. При предельно большом наклепе скоростное разрушение имело место с самого начала и образец практически не удлинялся. Следовательно, предварительное пластическое удлинение плоского образца в пределах его равномерной деформации переводило разрушение от вида рис. 1, Б к квазихрупкому разрушению вида рис. 1, В.

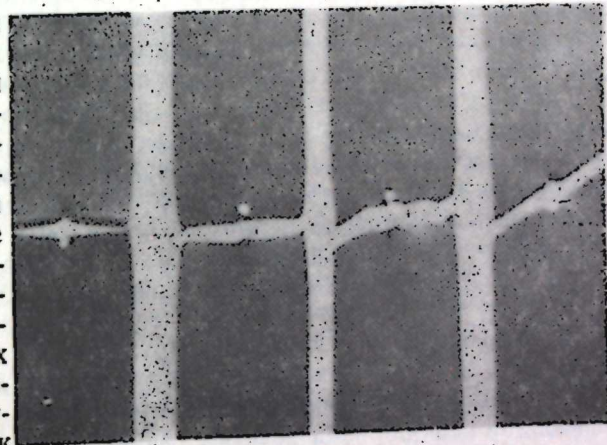


Рис. 4. Вид разрушенных образцов из предварительно наклепанного железа. Слева направо степень предварительной деформации возрастает.

Вообще любые причины, способствующие локализации деформации, могут переводить разрушение из медленного пластического в квазихрупкое скоростное. В наших опытах неоднократно наблюдалось разрушение, схема которого изображена на рис. 5. Трещина по типу рис. 1, Б медленно продвигалась слева направо, сопровождаемая сдвигами по области  $M$ . На противоположной кромке образца в точке  $A$  имелся небольшой надрыв. Когда трещина доходила до точки  $C$  и плоскость сдвига  $cd$  касалась впервые надрыва, процесс мгновенно менялся — сдвиг сосредоточивался в этой плоскости, что приводило к быстрому исчерпанию пластичности металла и к скоростному разрушению в плоскости  $cd$ . Переход к локализации в этом случае произошел потому, что плоскость сдвига  $cd$  короче парной ей плоскости  $ce$  и сдвиг не смог переключиться на свежий участок образца. Деформационное упрочнение укороченной надрывом плоскости  $cd$  было недостаточным, чтобы сдвигающая сила достигала значения, необходимого для сдвига по плоскости  $ce$ , — разрушение произошло раньше.

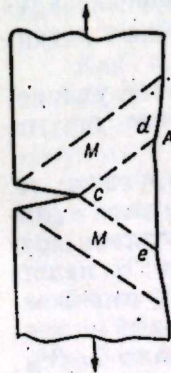


Рис. 5. Наличие надрыва  $A$  на противоположной надрезу кромке образца приводит к локализации сдвига по плоскости и скоростному разрушению по этой плоскости.

### САМОПРОИЗВОЛЬНОЕ ПЛАСТИЧЕСКОЕ РАЗРУШЕНИЕ

На предыдущем материале мы проследили за некоторыми условиями перехода от медленного пластического разрушения к скоростному или самопроизвольному, которое мы понимаем в смысле не зависящего от скорости растяжения образца разрывной машиной. Скоростной раз-

рыв особенно легко осуществляется на предварительно наклепанном металле, но при определенных условиях он может иметь место и на пластичных металлах, например, при увеличении запаса упругой энергии в системе, разрывающей образец [9].

При большой величине упругого удлинения (в цепь образец — машина, например, включена податливая пружина) разрушение, сопровождаемое даже значительным удлинением образца (по схеме рис. 1, Б), будет скоростным благодаря быстрому продвижению трещины.

При деформировании образца в разрывной машине обычного типа пластичные медленные разрушения определяются скоростями движения нижнего захвата машины, т. е. скоростями машины, ее конструкцией (обычно нижний захват машины жестко соединен с тянущим винтом). Скоростное разрушение в противоположность этому определяется скоростью движения верхнего захвата, которая регулируется главным образом упругой податливостью машины (маятник, включенная в цепь пружина и т. д.). Этим по сути дела и определяется наблюдающийся факт независимости скоростного разрушения от скорости растяжения машиной [2].

Упрощая без серьезных погрешностей задачу, предположим, что верхний конец образца жестко соединен с податливой пружиной, закрепленной другим концом (рис. 6). На пружину в предельно растянутом положении в момент начала движения трещины действует сила  $P_m$ , растягивающая образец, которую можно принять максимальной, и постоянный вес движущихся частей пружины и образца  $P_0$ . При подрастании трещины сила будет уменьшаться, проходя значения от  $P_m$  до нуля, когда трещина пересекает всю ширину образца. При этом образец успеет



Рис. 6. Схема разрушения образца с включенной податливой пружиной.

пластически удлинить на величину  $\Delta L$ , а пружина соответственно сократить свою длину на эту величину. Если начальное удлинение пружины  $x_0$  больше  $\Delta L$ , то после разрыва пружина с грузом  $P_0$  будет совершать свободные колебания.

Самопроизвольное разрушение наступит, если пластичное удлинение образца в процессе его разрушения будет меньше, чем упругое удлинение пружины в момент начала разрыва.

Если в цепь образец — машина включена податливая пружина, то, как правило, упругое удлинение пружины много больше упругого удлинения образца и деталей разрывной машины. Но и при отсутствии пружины быстрое разрушение часто становится неизбежным. В наших опытах это наблюдалось при разрыве очень тонких (0,015 мм) отожженных алюминиевых фольг. Несмотря на высокотемпературный отжиг, общее пластическое удлинение таких фольг редко превышало 2—3%, или 1—1,5 мм при длине образца 50 мм. Образцы рвались с высокой скоростью пробегания трещины (быстрее  $1/24$  сек), когда разрыв происходил с включенным маятником, и с медленной скоростью, за 4—6 сек, когда верхний захват машины закреплялся намертво (выключен маятник), т. е. когда существенно уменьшено упругое удлинение системы образец — машина. Опыт производился без пружины. Величина пластического удлинения и на быстро и на медленно разорванных образцах сохранялась одной и той же.

Прямые опыты, подтверждающие вывод, приведены в табл. 2.

Измерение скоростей пробегания трещины на отожженной меди с включением в цепь образец — машина кольцевой пружины различной жесткости ( $K$  — усилие, чтобы деформировать пружину на 1 мм) по схеме рис. 6 показало, что даже с включенной пружиной (пружина А в табл. 2), если ее удлинение под нагрузкой меньше пластического удлинения образца во время разрушения, скорость разрушения очень мала. Однако стоит уменьшить жесткость пружины (пружина В и Г) так, чтобы ее удлинение превысило пластическое удлинение образца, как скорость трещины скачком возрастает почти на 4 порядка величины. Рассчитанное значение максимальной скорости движения верхнего захвата составит для пружины Г величину, приблизительно равную 10 м/сек.

Эта скорость находится в хорошем соответствии с наблюдавшейся скоростью трещины (11,6 м/сек).

### КВАЗИХРУПКОЕ РАЗРУШЕНИЕ

При квазихрупком разрушении пластическое общее удлинение образца во время разрушения равно нулю (см. рис. 1, В). Пластическая деформация локализована на небольшом участке перед трещиной, а остальная часть еще неразрушенного сечения образца перед трещиной деформирована только упруго. Интересными деталями такого разрушения, обнаруженными в наших опытах с нагартованной медью [2], являются: а) независимость скорости разрушения от скорости разрывной машины; б) сильная зависимость скорости разрушения от длины образца (рис. 7); при некоторой длине образца рост скорости прекращается и при дальнейшем увеличении длины скорость сохраняется постоянной; в) отсутствие изменений в размерах деформированной зоны  $N$  и в величине деформаций в ней при изменении скорости движения трещины во всем исследованном интервале (от 0,02 до 200 м/сек, т. е. на 4 порядка величины).

Как и в только что рассмотренном случае пластического скоростного разрыва, квазихрупкое разрушение происходит в результате упругой деформации образца и машины (разрыв осуществлялся без пружины). Опыт проходили при жестком закреплении верхнего захвата машины, т. е. с включенным маятником. Главную долю упругого удлинения всей системы составляло упругое удлинение самого образца. Увеличение длины образца приводило к увеличению абсолютного удлинения его, что сопровождалось ростом трещины (рис. 7) до насыщения при очень высоких скоростях ( $\sim 200$  м/сек).

В отличие от предыдущего случая в этих опытах можно принимать неподвижными оба захвата машины — и верхний и нижний. Геометрическое условие возможности самопроизвольного разрушения будет иметь вид:

$$\Delta L_c \leq L_y.$$

Здесь  $\Delta L_c$  — пластическое удлинение в зоне  $N$  образца возле трещины,  $\Delta L_y$  — общее упругое удлинение образца. Это условие вытекает из

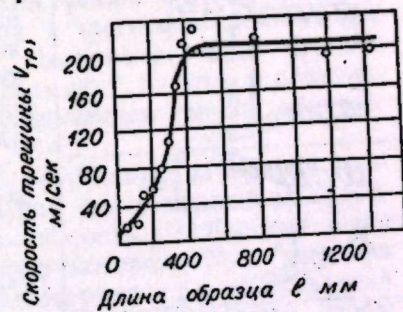


Рис. 7. Изменение скорости трещины в наклепанной меди при увеличении длины образца.

естественного требования, чтобы очередное разрываемое продольное волокно образца при пересечении его трещиной могло пластически удлиниться до предела.

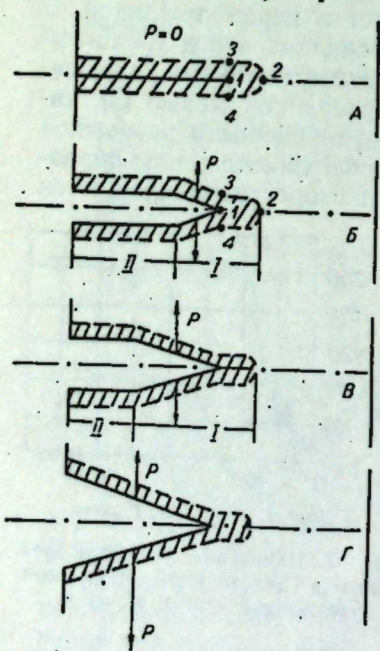
Попытаемся исследовать подробнее этот вид разрушения. Чтобы получить представление о скоростях движения разорванных концов образца по направлению к зажимам машины под действием упругих сил самого растянутого образца, рассмотрим несколько упрощенную модель разрушения. Представим себе, что пластической зоны не образуется и образец разрушается мгновенно. Тогда, следуя [10], можно решить задачу для скорости движения разорванного конца образца под действием сил его упругости. Пружиной служит сам образец, имеющий равномерно распределенную массу по длине.

Не приводя выкладок, укажем, что максимальное значение скорости перемещения разорванного конца образца  $x$  не превышает  $10^{-3}$ — $10^{-4}$  от скорости звука в то время, как максимальная скорость трещины на наклепанной меди приближается к 0,1 от нее. Длина образца не влияет на  $x$ . Следовательно, график рис. 7 нельзя объяснить только изменением скорости  $x$  движения половинок разорванного образца за счет упругих сил, накопленных в нем при растяжении, без уточнения механизма, которым трещина ускоряется по сравнению со скоростями  $x$ .

Рассмотрим детально процессы при подрастании трещины (рис. 8, А). Пусть заштрихованная область  $N$  есть зона локальной пластической деформации. Впереди трещины она распространяется до точки 2, правее этой точки металл растянут упруго, тогда как в точке 1 только что произошел разрыв. Расположенные выше точки 1 и ниже ее границы пластической области (точки 3 и 4 соответственно) переместились к захватам на величину  $\Delta L_c$  (пластическое удлинение).

Материал образца выше точки 3 и ниже точки 4 находится в момент разрыва

Рис. 8. Схема процесса расклинивания движущейся трещины.  
Зона I — участок кромки трещины, на который действуют дополнительные силы расклинивания; зона II — свободная от напряжений разорванная кромка образца.



в упруго деформированном состоянии, если абсолютное упругое удлинение всего образца  $\Delta L_y$  больше, чем пластическое удлинение  $\Delta L_c$ . Избыток упругого удлинения вызывает движение металла к захватам, чему препятствуют силы двух видов: инерция самого разорванного волокна (что мы рассматривали выше) и сопротивление соседних, еще неразорванных волокон, расположенных правее точки 1.

Наличие дополнительного сопротивления еще не разорванных волокон впереди трещины, препятствуя свободному движению уже разделенных частей образца левее точки 1, приводит к появлению зон I и II. В зоне II образец разгружен от упругой деформации полностью, здесь закончено перемещение материала по направлению к захватам (про-

дольные упругие колебания его мы не рассматриваем). В зоне I перемещение материала еще происходит. Оно началось при первых пластических сдвигах в точке 2 и закончилось на границе перехода между зонами I и II. Это неизбежно приводит к образованию упруго деформированной клиновидной полости в головной части трещины. Стенки полости претерпевают упругую деформацию сдвига, вызванную смещением зоны I относительно неразрушенной части образца. Происходит расклинивание трещины, непосредственно воздействующее на скорость разрушения. Появляются добавочные расклинивающие силы  $P$ , действующие в зоне разрушения.

Появление расклинивания не вызвано пластической деформацией, оно имеет место и при хрупком разрушении. Зона пластической деформации, движущаяся вместе с головной частью трещины, приводит к частичной или полной релаксации упругой деформации сдвига в клиновидной полости трещины. При  $\Delta L_c = \Delta L_y$  расклинивания не должно быть вовсе и  $P=0$  (см. рис. 8, А), так как все упругое удлинение образца затрачивается на образование пластической зоны возле трещины и к моменту разрыва очередного волокна образца его упругое удлинение полностью релаксировано. Наоборот, чем меньшую долю от общего упругого удлинения образца составляет пластическое удлинение в области  $N$ , тем сильнее выражен процесс расклинивания, тем ближе поведение разрушаемого материала к поведению хрупких тел в аналогичных условиях разрушения.

Эти выводы полностью соответствуют опыту. Увеличение длины разрушаемого квазихрупкого образца (см. рис. 7) систематически увеличивает скорость разрушения, одновременно уменьшается доля  $\Delta L_c$  от  $\Delta L_y$  ( $\Delta L_c$  не зависит от скорости разрушения, см. табл. 1), а степень расклинивания и  $P$  возрастают (см. рис. 8, А, Б, В).

Чем больше добавочное расклинивающее усилие  $P$ , тем быстрее пойдут процессы в зоне разрушения образца, в частности пластическая деформация в области впереди трещины. Поскольку можно принять пластичность не зависящей от скорости деформации, то этим и объясняется увеличение скорости разрушения с увеличением длины образца, разрушающегося квазихрупко (см. рис. 7).

Показательны приведенные в табл. 1 результаты измерения пластической зоны квазихрупкого разрушения при очень медленной скорости разрушения ( $V_T = 0,02$  м/сек). Такая скорость разрушения была достигнута на длинном образце, оба конца которого были мягкими ( $\sigma_b = 20$  кг/мм<sup>2</sup>) после отжига, а узкая зона посередине длины оставлена твердой, наклепанной. Надрез наносился в этой узкой зоне так, чтобы трещина пробегала по «хрупкому» наклепанному материалу. Скорость пробегания трещины в таком образце уменьшилась почти в 10 000 раз по сравнению с однородно наклепанным образцом. Развитие зоны пластической деформации и величина деформации в ней не изменились (см. табл. 1). Следовательно, результат не связан с изменениями в пластической зоне около трещины. В таком образце расклинивание трещины становится невозможным из-за податливости мягких концов образца и релаксации упругого сдвига в зоне расклинивания; скорость разрушения зависит от скорости растяжения разрывной машиной.

В заключение следует обсудить вопрос, есть ли предел возрастанию скорости квазихрупкого разрушения и не окажется ли она в подходящих условиях той же самой, что и скорость хрупкого разрушения. Опыт показывает, что увеличением длины образца при постоянной его ширине достигается насыщение скорости трещины для наклепанной меди на уровне около 0,1 от скорости звука, т. е. ниже, чем для хрупкого

разрушения [4]. Обратимся снова к схемам зоны разрушения на рис. 8.

При больших длинах образцов величина пластического удлинения  $\Delta L_c$  в зоне разрушения составляет лишь малую долю от общего упругого удлинения образца и влияние пластичности на величину зоны расклинивания и на  $P$  становится незначительным. С этой точки зрения как будто бы нет препятствий для нарастания скорости трещины, если только удастся увеличить зону расклинивания и  $P$ , например, увеличением ширины длинного образца. Тогда разрушение по схеме Г (см. рис. 8) будет начинаться при большей величине абсолютного упругого удлинения образца (и  $P$ ), что приведет к дополнительному росту предельной скорости на длинных образцах. Верхняя точка перегиба на рис. 7 передвинется выше.

Все же пока есть пластическое удлинение в зоне разрушения, скорость увеличения трещины будет всегда, хотя и немного, меньше скорости разрушения хрупкого тела, асимптотически к ней приближаясь. Этот вопрос имеет скорее принципиальный интерес, чем практический, так как достигаемые скорости и так чрезвычайно высоки. Кроме того, следует учитывать, что если до скорости порядка 0,1 от скорости звука данного материала пластическую деформацию возле трещины подавить не удалось (см. табл. 1), то это не означает, что подавления пластичности не произойдет, когда скорость движения трещины еще теснее приблизится к скорости звука.

### Заключение

1. Выполненные исследования позволили выяснить некоторые закономерности кинетики разрушения тонких металлических листов при изменении пластичности от «идеально пластичного» монокристалла до хрупкого тела. Основное внимание было уделено связи пластической деформации, сопровождающей разрушение, со скоростями пробегания трещин.

2. Показано, что разрушение и кинетика процесса определяются двумя характеристиками пластичности. Первая из них определяет предельное общее пластическое удлинение образца и кинетику разрушения, вторая — предельную пластичность, локализованную в зоне разрушения. Она равна сосредоточенной деформации при растяжении. Однако при наличии дефектов в испытуемом образце возможна преждевременная локализация пластической деформации, заканчивающаяся преждевременным разрушением. Примеры такого разрушения приведены в работе.

3. Показано, что разрушение становится самопроизвольным, т. е. развивающимся без дополнительной затраты работы внешних сил, если абсолютная упругая деформация всей системы испытуемый образец — промежуточные устройства — разрывная машина превосходит возможное абсолютное пластическое удлинение разрушаемого образца. Это же условие соблюдается и в так называемых хрупких (или квазихрупких) изломах, сопровождаемых сильно локализованной возле трещины пластической деформацией. Переход к самопроизвольному разрушению, как правило, означает увеличение скорости разрушения на 4—5 порядков величины.

4. Экспериментально доказано, что пластичность отожженной (мягкой) и наклепанной (твердой) меди сохраняется неизменной при увеличении скорости разрушения почти на 5 порядков величины, вплоть до предельно большой наблюдавшейся скорости (немного менее 0,1 от скорости звука для наклепанной меди). Однако можно ожидать подав-

ления пластичности при приближении скорости вплотную к скорости звука.

5. Разработана модель скоростного квазихрупкого и хрупкого разрушения, объясняющая механизм, связывающий запас упругой энергии в системе и скорость разрушения. Показано, что освобождающаяся при разрушении упругая энергия приводит к появлению эффекта расклинивания трещины и к дополнительному увеличению скорости пластических сдвигов, подготавливающих разрушение. Эффект расклинивания трещины возрастает при увеличении освобождающейся упругой энергии и уменьшается при увеличении локализованной пластической деформации, сопровождающей пробегание трещины.

6. Представляется целесообразной следующая классификация по типам разрушения, требующим специфических решений в теории разрушения твердых тел:

а) пластичное разрушение, кинетика которого полностью определяется внешними силами и не зависит от свойств материала (случай «идеально пластичного» разрушения монокристаллов железа в нашей работе);

б) самотормозящееся пластичное разрушение, кинетика которого определяется внешними силами и пластичностью материала; скорости такого разрушения пропорциональна скорости растяжения, развиваемой разрывной машиной, а коэффициент пропорциональности является функцией пластичности материала;

в) самопроизвольное пластичное разрушение, кинетика которого определяется упругими свойствами деформирующейся системы и соотношением между абсолютным упругим удлинением системы машина — промежуточные устройства — образец и абсолютным пластическим удлинением образца; самопроизвольное разрушение этого типа может происходить и как заключительная фаза самотормозящегося разрушения, если в процессе последнего достигаются необходимые условия;

г) самопроизвольное квазихрупкое разрушение, кинетика которого определяется упругими свойствами материала и соотношением между абсолютным упругим удлинением системы и абсолютным локализованным пластическим удлинением возле трещины;

д) хрупкое разрушение, кинетика которого определяется только упругими свойствами материала; к этому типу разрушения могут быть отнесены также материалы, пластическая деформация которых возле трещины пренебрежимо мала и не может существенно влиять на скорость разрушения.

Предложенная классификация полностью оправдывается для тонколистовых материалов и, вероятно, может быть распространена без существенных погрешностей на более общий случай разрушения твердых тел. Случаи замедленного самопроизвольного разрушения, разрушения при ползучести, усталости и т. п. в данной работе не рассматривались.

Институт гидродинамики  
Сибирского отделения АН СССР,  
Новосибирск

Поступила в редакцию  
17/IV 1962

### ЛИТЕРАТУРА

1. В. Ф. Лозовская, П. О. Пашков, А. В. Серебряков, О скорости роста трещин при пластическом разрушении металлов, ПМТФ, № 1, 103, 1960.
2. В. Ф. Лозовская, П. О. Пашков, А. В. Серебряков, О кинетике роста трещин при разрушении медной фольги, ПМТФ, № 5, 1961.
3. N. F. Mott, Brittle fracture in mild-steel plates. Engineering, 165, 16, 1948.

4. E. N. Delaney, W. F. Brace, Velocity behavior of a growing crack. Journ. of Appl. Phys., vol. 31, N 12, 2233, 1960.
5. H. Shardin, Velocity effects in fracture. «Fracture», The Technol. Press of Massachusetts Inst. of Technology, New-York, 1959.
6. А. Х. Коттрелл, Дислокация и пластическое течение в кристаллах. М., Металлургиздат, 1958.
7. П. О. Пашков, Разрыв металлов. Л., Судпромгиз, 1960.
8. П. О. Пашков, Пластичность и разрушение металлов. Л., Судпромгиз, 1959.
9. П. О. Пашков, О скоростном пластическом разрушении под действием энергии упругой деформации. В сб. «Металловедение», № 2, Л., Судпромгиз, 1958.
10. С. П. Тимошенко, Д. Ж. Лессельс, Прикладная теория упругости. Л., Гостехиздат, 1930.

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Ю. Д. КОЛОМНИКОВ, Г. В. КРИВОШЕКОВ, Ю. В. ТРОИЦКИЙ,  
В. П. ЧЕБОТАЕВ

### НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАЗОРАЗРЯДНОГО ОПТИЧЕСКОГО КВАНТОВОГО ГЕНЕРАТОРА

В настоящее время отмечается значительный рост числа работ, посвященных оптическим квантовым генераторам (ОКГ). Один из возможных путей реализации таких генераторов основан на том, что в газовом разряде в смеси гелия и неона может иметь место инверсия населенности уровней  $2s$  и  $2p$  неона (в обозначениях Па-шенна) в результате резонансных столкновений атомов неона с метастабильными атомами гелия [1, 2]. Получающийся при этом эффект усиления света на ряде длин волн в инфракрасном диапазоне может быть использован (при применении соответствующего резонатора из высокоотражающих зеркал) для создания генератора когерентного инфракрасного излучения, отличающегося хорошей коллимированностью и монохроматичностью.

В настоящем сообщении описывается один из вариантов реализации этого генератора. Внешний вид прибора показан на рис. 1. Он представляет собой трубку из молибденового стекла или из пирекса длиной 90 см с внутренним диаметром от 1,6

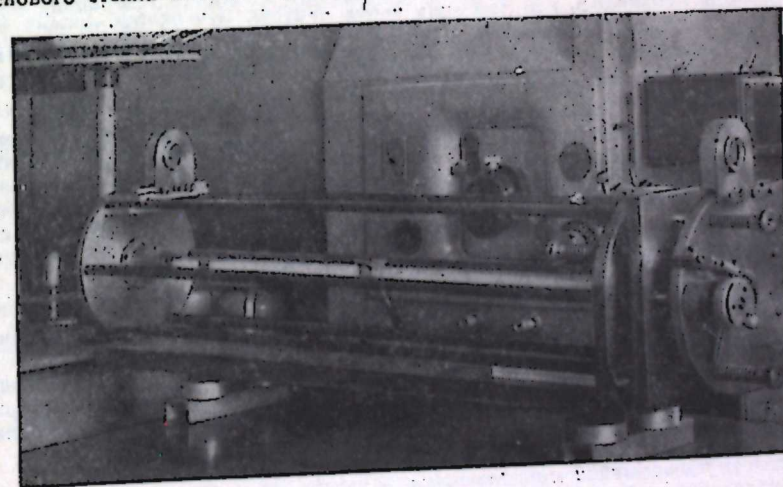


Рис. 1.

до 1,9 см. На концах трубки через коваровые переходы и сифоны установлены плоские зеркала, образующие резонатор, аналогичный интерферометру Фабри—Перо. Стеклоподложка зеркал обработана с точностью до  $0,01-0,03$  мк, отражающее покрытие состоит из 15 чередующихся слоев фтористого магния и сернистого цинка, нанесенных в вакуумной распылительной установке. Коэффициент пропускания зеркал на длине волны  $1,15$  мк равен  $0,1-0,15\%$ . Одно зеркало укреплено неподвижно, другое может слегка поворачиваться микрометрическими винтами вокруг двух взаимно перпендикулярных осей. Головки винтов снабжены верньерным механизмом, позволяющим плавно поворачивать их на очень малый угол. Предварительная параллельная установка зеркал достигалась при помощи автоколлиматора, а окончатель-

ная — по максимуму мощности излучения, выходящего из генератора. Так как при работе требуется стабильность установки зеркал, то зеркала и микрометрические винты закрепляются в массивных фляках, соединенных при помощи стержней из инвара.

Труба генератора откачивалась при помощи специальной вакуумной установки и наполнялась неонем и гелием в различных соотношениях при помощи порционного устройства. В трубе возбуждался высокочастотный безэлектронный разряд (мощность около 50 вт на частоте 7 МГц).

Отмечена генерация прибора на длине волны 1,153 мк и значительно более слабая генерация на длине волны 1,162 мк. Длина волны измерялась при помощи монохроматора ИКС-12, в котором индикатором служил фотоумножитель ФЭУ-22, а также спектрографом с дифракционной решеткой и электронно-оптическим преобразователем.

Луч, выходящий через оптические окна на обоих торцах трубки, имел диаметр 1—1,3 см и угловое расхождение порядка 1 мин. Угловое расхождение луча было измерено при помощи электронно-оптического преобразователя по размерам изображения в фокусе увеличительной оптической системы, на которую падал луч ОКГ.

Когерентность луча была подтверждена рядом интерференционных опытов. В частности, получена четкая интерференционная картина от экрана с двумя отверстиями диаметром 0,5 мм, отстоящими на 3 мм.

До получения генерации была проведена значительная работа по измерению усиления света в трубке со смесью гелия и неона. Эта работа позволила найти оптимальные условия разряда (давление компонентов смеси, высокочастотную мощность и т. д.), при которых получается максимальный коэффициент усиления. В дальней-

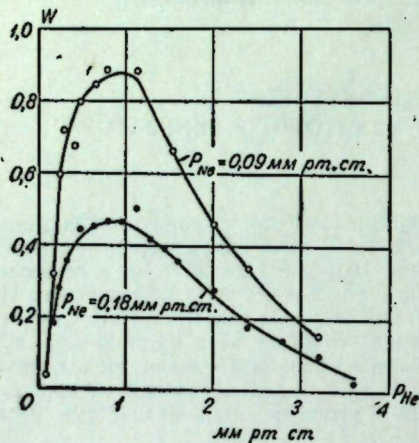


Рис. 2.

шем при этих же условиях получена и наибольшая мощность генерации.

Генерация отмечалась при давлении неона от 0,025 до 0,25 мм рт. ст.

На рис. 2 показана мощность  $W$  генерируемого инфракрасного излучения, измеренная в относительных единицах, в зависимости от парциального давления гелия  $P_{He}$  при двух значениях давления неона:  $P_{Ne} = 0,09$  мм рт. ст. и  $P_{Ne} = 0,18$  мм рт. ст. Измерения производились для трубки с внутренним диаметром 1,9 см. В каждой точке этих кривых мощность разряда подбиралась по максимуму инфракрасного излучения.

Была исследована возможность использования примеси аргона для разрушения уровней 1 s неона [3], с которых происходит заброс атомов на уровни 2 p, уменьшающий инверсию населенностей уровней 2 s и 2 p. При введении в рабочую смесь небольшого количества аргона мощность излучения уменьшалась (например, при парциальном давлении аргона  $4 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст. в три раза).

Кроме генерации на смеси неона и гелия, получена также генерация на чистом неоне при давлении от  $7 \cdot 10^{-2}$  до  $4 \cdot 10^{-2}$  мм рт. ст. Длина волны генерации также равнялась 1,153 мк, мощность была в 20—30 раз меньше, чем на смеси гелий — неон.

Авторы выражают благодарность сотрудникам лаборатории, принимавшим участие в работе: М. Ф. Крышталю, В. В. Решетникову и И. Ф. Бурматову. Авторы также благодарят В. К. Соловьева и В. А. Лазарева, участвовавших в изготовлении интерференционных зеркал.

Институт радиофизики и электроники  
Сибирского отделения АН СССР,  
Новосибирск

Поступила в редакцию  
16/XI 1962

#### ЛИТЕРАТУРА

1. A. Javan, W. R. Bennett, D. R. Herriot. Population inversion and continuous optical maser oscillation in a gas discharge containing a He—Ne mixture. Phys. Rev. Lett., v. 6, 106, 1961.
2. Н. Г. Басов, Е. П. Маркин, Д. И. Маш, Некоторые характеристики генератора на смеси гелия и неона. ЖЭТФ, т. 43, вып. 3, стр. 1116 (1962).
3. A. Javan. Possibility of production of negative temperature in gas discharge. Phys. Rev. Lett., v. 3, 87, 1959.

А. Г. КОЗЛОК

## ФАЗОВОЕ РАЗДЕЛЕНИЕ СИГНАЛОВ В МНОГОКАНАЛЬНЫХ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ УСИЛИТЕЛЯХ

Разделение сигналов является основной задачей при построении многоканальных измерительных усилителей. Для этой цели наиболее эффективно, по нашему мнению, применение частотного и фазового способов разделения [1]. Анализ частотного способа разделения сигналов в многоканальных измерительных усилителях показал его применимость и достаточную точность [2]. Но при этом необходимо, чтобы преобразователи в каждом канале работали на разных частотах и, следовательно, для каждого канала был свой генератор.

Разделение сигналов на выходе усилителя возможно и в том случае, когда частоты колебаний одинаковы, но колебания сдвинуты по фазе относительно друг друга. Рассмотрим этот случай. Примем за основу усилитель по блок-схеме рис. 1. Будем считать, что частота работы преобразователей одинакова для всех каналов, а включение и отключение измеряемых сигналов происходит с соответствующим фазовым сдвигом. Так как мы имеем дело с преобразованным сигналом, то этот сдвиг удобно выражать фазовым углом первой гармонической составляющей напряжения, образующегося в результате преобразования.

Для упрощения расчетов рассмотрим случай идеального преобразования: скважность работы преобразователей равна двум, время пролета якоря равно нулю. Ограничимся рассмотрением усиления постоянного тока. Однако проведенный для этого случая анализ может быть распространен и на усиление переменных сигналов.

Пусть сигнал, поданный на первый вход преобразователя, имеет вид [3]:

$$U_{вх1} = U_{01}.$$

Функция преобразования идеального модулятора имеет вид [3]:

$$u_m(t) = \begin{cases} 1 & \text{при } t = \left(0 \div \frac{T}{2}\right) + nT, \\ 0 & \text{при } t = \left(\frac{T}{2} \div T\right) + nT. \end{cases}$$

Представляя эту функцию в виде ряда Фурье, получаем

$$u_m(t) = 0,5 + \frac{1}{\pi} \sum_{l=1}^{\infty} [1 - (-1)^l] \sin l \Omega t.$$

Учитывая, что функция  $u_m(t)$  определена только при нечетных значениях  $l$ , можно записать

$$u_m(t) = 0,5 + \frac{2}{\pi} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{\sin(2l-1)\Omega t}{2l-1}.$$

Умножив входной сигнал первого канала на функцию преобразования модулятора, находим

$$U'_1 = U_{вх1} \cdot u_m(t) = U_{01} \cdot 0,5 + U_{01} \cdot \frac{2}{\pi} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{\sin(2l-1)\Omega t}{2l-1}. \quad (1)$$

Низкочастотная составляющая (1) не проходит через резистивный усилитель. В результате сигнал на выходе усилителя, а значит, и на входе демодуляторов имеет вид

$$U_1' = K \cdot U_{01} \cdot \frac{2}{\pi} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{\sin(2l-1)\Omega t}{2l-1} \quad (2)$$

Так как  $U_1'$  поступает не только на демодулятор первого канала, но и на демодуляторы соседних каналов, определим его влияние на выходной сигнал второго канала.

Считая, что временной сдвиг в работе преобразователей этих каналов равен  $\Delta t$ , найдем напряжение на выходе второго демодулятора, вызванное входным сигналом первого канала, с учетом интегрирующего действия фильтра нижних частот. Операция детектирования учитывается соответствующей подстановкой пределов интегрирования

$$\begin{aligned} U_2 &= \frac{1}{T} \int_{\frac{T}{2} + \Delta t}^{T + \Delta t} U_1' \cdot dt = KU_{01} \frac{2}{\pi(2l-1)T} \int_{\frac{T}{2} + \Delta t}^{T + \Delta t} \sum_{l=1}^{\infty} (\sin(2l-1)\Omega t) \cdot dt = \\ &= -KU_{01} \frac{2}{\pi(2l-1)^2 T \Omega} \sum_{l=1}^{\infty} \cos(2l-1)\Omega t \Big|_{\frac{T}{2} + \Delta t}^{T + \Delta t} = \\ &= -\frac{2KU_{01}}{(2l-1)^2 \pi^2} \sum_{l=1}^{\infty} \cos(2l-1)\Omega \Delta t. \end{aligned}$$

Условие отсутствия взаимного влияния каналов соответствует  $U_2 = 0$ , что выполняется при

$$\cos(2l-1)\Omega \Delta t = 0. \quad (3)$$

Равенство (3) справедливо при  $(2l-1)\Omega \Delta t = (2l-1) \frac{\pi}{2}$ , откуда находим

$$\Delta t = \frac{\pi}{2\Omega} = \frac{T}{4}. \quad (4)$$

Таким образом, разделение сигналов возможно в том случае, если сдвиг в работе преобразователей соседних каналов равен четверти периода или фазовому углу  $90^\circ$ . Это значит, что при фазовом разделении можно осуществить только два независимых канала. Однако и двухканальные усилители могут широко применяться при измерении и взаимном сравнении двух величин. Кроме того, возможно применение фазового разделения в комбинации с другими способами [4].

Найдем погрешность, возникающую при отклонении сдвига в работе преобразователей от  $\frac{T}{4}$ . Пусть это отклонение равно  $\tau$ . Тогда

$$\begin{aligned} \Delta U_2' &= \frac{1}{T} \int_{\frac{T}{2} + \frac{T}{4} + \tau}^{T + \frac{T}{4} + \tau} U_1' \cdot dt = \frac{2KU_{01}}{\pi(2l-1)T} \int_{\frac{T}{2} + \frac{T}{4} + \tau}^{T + \frac{T}{4} + \tau} \sum_{l=1}^{\infty} \sin(2l-1)\Omega t = \\ &= -\frac{2KU_{01}}{\pi(2l-1)T\Omega} \sum_{l=1}^{\infty} \cos(2l-1)\Omega t \Big|_{\frac{T}{2} + \frac{T}{4} + \tau}^{T + \frac{T}{4} + \tau} = \\ &= -\frac{2KU_{01}}{\pi^2(2l-1)^2} \sum_{l=1}^{\infty} \sin(2l-1)\Omega \tau, \end{aligned}$$

где  $\Delta U_2'$  — напряжение на выходе второго канала, обусловленное влиянием соседнего канала в результате отклонения сдвига в работе преобразователей от  $\frac{T}{4}$ .

Для определения относительной погрешности этого влияния найдем напряжение на выходе первого канала при идеальном преобразовании и сдвиге  $90^\circ$  в работе преобразователей:

$$\begin{aligned} U_{\text{вх1}} &= KU_{01} \frac{2}{\pi} \frac{1}{T} \int_{\frac{T}{2}}^T \sum_{l=1}^{\infty} \frac{\sin(2l-1)\Omega t}{2l-1} = \\ &= -\frac{KU_{01}}{\pi(2l-1)^2} \sum_{l=1}^{\infty} \cos(2l-1)\Omega t \Big|_{\frac{T}{2}}^T = -\frac{2KU_{01}}{\pi^2(2l-1)^2}. \end{aligned}$$

Относительная погрешность

$$\delta = \frac{\Delta U_2'}{U_{\text{вх1}}} = -\sin(2l-1)\Omega \tau.$$

Как и следовало ожидать, эта погрешность прямо пропорциональна погрешности установления квадратуры управляющих напряжений.

Мы рассматривали случай идеального преобразования. Оценим погрешность, возникающую при отклонении работы преобразователей от идеальной. Это можно сделать, определив функцию преобразования модулятора с учетом этого отклонения. Она имеет вид [2]:

$$\begin{aligned} u_m(t) &= \frac{1}{2} + \delta T + \sum_{l=1}^{\infty} \left\{ \frac{1}{l\pi} [1 - (-1)^l \cdot \cos 2\pi l \delta T] \cdot \sin l \Omega t - \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{l\pi} (-1)^l \cdot \sin 2\pi l \delta T \cdot \cos l \Omega t \right\}, \quad (5) \end{aligned}$$

где  $\delta T$  — относительное отклонение скважности работы вибропреобразователей от двух. Первое слагаемое внутри знака суммы выражения (5) характеризует идеальную работу преобразователя и при выполнении условия (4) не дает погрешности. Второй член определит погрешность, которая будет равна

$$\begin{aligned} \Delta U_2' &= K \cdot U_{01} \cdot \frac{1}{T} \int_{\frac{T}{4}}^{\frac{3}{4}T} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{1}{l\pi} (-1)^l \cdot \sin 2\pi l \delta T \cdot \cos l \Omega t = \\ &= -KU_{01} \frac{1}{\pi T \Omega} \sum_{l=1}^{\infty} (-1)^l \frac{\sin 2\pi l \delta T}{l^2} \cdot \sin l \Omega t \Big|_{\frac{T}{4}}^{\frac{3}{4}T} = \\ &= -K \cdot U_{01} \frac{1}{2\pi^2} \sum_{l=1}^{\infty} (-1)^l \frac{\sin 2\pi l \delta T}{l^2} \left( \sin \frac{3}{2} \pi l - \sin \frac{1}{2} \pi l \right). \quad (6) \end{aligned}$$



При небольших значениях  $\delta T$ , когда  $\sin 2\pi l \delta T$  мало отличается от  $2\pi l \delta T$ ; учитывая, что выражение (6) определено только при нечетных значениях  $l$ , можно записать

$$\Delta U_2^* = -\frac{K \cdot U_{01} \delta T}{\pi} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{1}{l} \left( \sin \frac{3}{2} \pi l - \sin \frac{1}{2} \pi l \right). \quad (7)$$

Подставляя в (7) значения  $l$ , получим

$$\Delta U_2^* \approx -\frac{2KU_{01} \delta T}{\pi} \left( 1 - \frac{1}{3} + \frac{1}{5} - \frac{1}{7} + \dots \right).$$

Относительная погрешность взаимного влияния при неидеальном преобразовании

$$\gamma = \frac{\Delta U_2^*}{U_{\text{вых1}}} = \delta T \cdot \pi \left( 1 - \frac{1}{3} + \frac{1}{5} - \frac{1}{7} + \dots \right).$$

В реальных схемах с электромеханическими преобразователями величина  $\delta T$  может достигать нескольких процентов, поэтому возможность проникновения сигналов из одного канала в другой нужно всегда учитывать. При практической работе с такими усилителями необходимо проводить периодический контроль взаимного влияния каналов и осуществлять с целью уменьшения этого влияния подрегулировку фазы одного из токов, питающих обмотки возбуждения преобразователей.

Институт автоматики и электрометрии  
Сибирского отделения АН СССР,  
Новосибирск

Поступила в редакцию  
27/X 1962

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Козачок, Многоканальные измерительные усилители. Измерительная техника, № 11, 1962.
2. А. Г. Козачок, Об одном способе разделения сигналов в многоканальных измерительных усилителях. Изв. Сиб. отд. АН СССР, сер. техн., вып. 1, 1963.
3. К. Б. Карандеев, Л. Я. Мизюк, Л. Д. Гик, О частотной полосе усилителей постоянного тока с преобразованием, ДАН СССР, т. 132, № 2, 1960.
4. А. А. Харкевич, Очерки общей теории связи. ГИИТЛ, 1955.

В. М. ГЮРДЖИАН, Ю. Н. ПЛОТТУХ

#### ВЛИЯНИЕ НЕКОТОРЫХ ФАКТОРОВ НА АЭРОДИНАМИКУ И ТЕПЛОБМЕН В ТРЕХКОМПОНЕНТНОМ ПОТОКЕ

Методам нагрева мелкозернистых материалов посвящено в настоящее время большое количество исследований. Для интенсификации этого процесса часто используют двухкомпонентные теплообменники с кипящим слоем, с нагревом твердым или газовым теплоносителем. В лаборатории энерготехнологического использования топлива ТЭИ СО АН СССР предложен и исследуется оригинальный трехкомпонентный теплообменник [1], в котором нагреваемый мелкозернистый материал получает тепло от твердого теплоносителя в процессе их совместного пневмотранспорта. Например, применительно к разрабатываемой энерготехнологической схеме [2] твердое топливо в виде пыли и раскаленный кварцевый песок, который используется в качестве теплоносителя, непрерывно подаются в реактор, где подхватываются рециркулирующим газом термиче-

ского разложения топлива и транспортируется вертикально вверх, в результате чего и происходит нагрев топлива и его термическое разложение.

Для определения скорости частиц такого трехкомпонентного потока были выведены формулы, проведен расчет температур теплоносителя, нагреваемого материала и транспортирующего газа для одного частного случая [2, 3].

В настоящей статье дается анализ влияния диаметров частиц, их удельного веса и других факторов на скорость движения твердых частиц и коэффициент теплоотдачи к ним по времени. Анализ проведен на основе решения с помощью электронно-вычислительной машины более 200 вариантов задачи при разных начальных условиях.

Выражение для скорости твердых частиц в зависимости от времени [3] имеет вид

$$W_T = \frac{\left( \exp \frac{\tau}{\sqrt{\frac{d_T \gamma_T}{6gC_f \gamma_T}}} - 1 \right) (3C_f \gamma_T W_T^2 - 2gd_T \gamma_T)}{\exp \frac{\tau}{\sqrt{\frac{d_T \gamma_T}{6gC_f \gamma_T}}} \sqrt{6gC_f \gamma_T d_T \gamma_T + 3C_f \gamma_T W_T^2} + \left( \sqrt{6gC_f \gamma_T d_T \gamma_T} - 3C_f \gamma_T W_T \right)} \quad (1)$$

где  $W_T$ ,  $W_T$  — скорость движения твердых частиц и газа, м/сек;

$\tau$  — время, сек;

$C_f$  — коэффициент сопротивления;

$\gamma_T$ ,  $\gamma_T$  — удельные веса твердых частиц и газа, кг/м<sup>3</sup>;

$g$  — ускорение силы тяжести, м/сек<sup>2</sup>.

Коэффициент теплоотдачи между частицами и газом рассчитывался по уравнению, полученному З. Ф. Чухановым и А. М. Николаевым [см. 4],

$$Nu = 0,2 Re^{0,53} \quad (2)$$

где

$$Re = \frac{(W_T - W_T) d_T}{\nu_T} \quad (3)$$

(здесь  $\nu_T$  — кинематическая вязкость газа, м<sup>2</sup>/сек).  
Формула (2) справедлива для величин критерия Рейнольдса

$$20 < Re < 500.$$

Именно в этом интервале и изменяется  $Re$  в начальный период разгона частиц в исследуемой схеме. Строго говоря, уравнение (1) справедливо лишь для одиночных частиц. Однако определение порозности потока, проведенное в работе [3], показало, что доля пустот в летящем слое очень велика (96—99%). Это позволяет пренебречь столкновением частичек и распространить формулу (1) и на поток пылевзвеси.

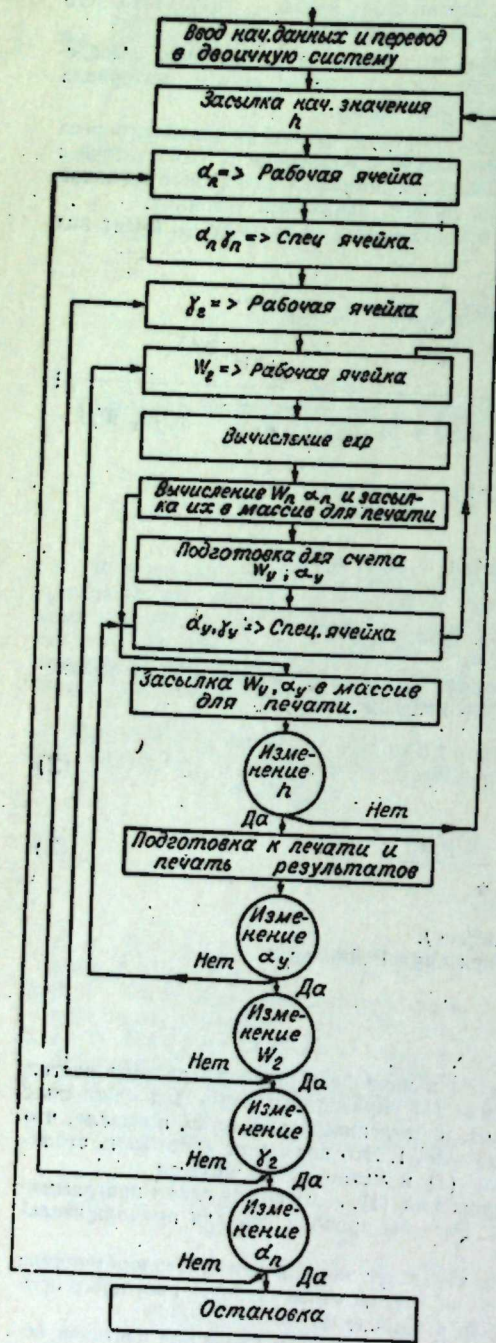
Значения  $W_T$  подставлялись в (3) из выражения (1). Логическая схема программирования этой задачи представлена на рис. 1. Расчеты проводились для продолжительности процесса 1 сек с шагом  $h = 0,01$  сек.

Анализ полученных данных показывает, что в трехкомпонентном теплообменнике наиболее интенсивно теплообмен от частиц песка к углю через газовую прослойку протекает в начальный период процесса, примерно, в течение 0,2—0,3 сек.

В этот период наиболее резко выражена нестационарность движения частичек песка и угля, когда они имеют максимальную относительную скорость по отношению к газовому потоку, чем и объясняется высокая интенсивность теплообмена.

На рис. 2 даны кривые изменения абсолютной скорости частичек угля ( $\gamma_y = 1350$  кг/м<sup>3</sup>) и коэффициентов теплоотдачи к ним от газа по времени для различных диаметров частиц. Как видно из рис. 2, при времени меньше 0,02 сек абсолютная скорость частиц всех размеров близка к нулю вследствие большого влияния сил инерции. Поэтому коэффициент теплоотдачи при данной скорости газового потока тем больше, чем меньше диаметр частички:

$$\alpha_y = \frac{Nu \cdot \lambda_T}{d_y}$$



На рис. 3. даны кривые изменения скорости частиц песка и угля и коэффициентов теплоотдачи к ним при различных скоростях газового потока при температуре газа  $400^\circ\text{C}$ .

Как видно из рис. 3, увеличение удельного веса частицы ведет к уменьшению абсолютной скорости летящих частиц, т. е. к увеличению коэффициента теплоотдачи от газа к частице.

Увеличение скорости газа повышает абсолютную скорость частичек и коэффициент теплоотдачи к ним, особенно в начальный период разгона частиц. По мере приближения скорости частиц к их постоянному значению для данной скорости газа разность в коэффициентах теплоотдачи для всех скоростей газового потока стремится к нулю. Объясняется это тем, что в начальный момент из-за инерционных сил относительная

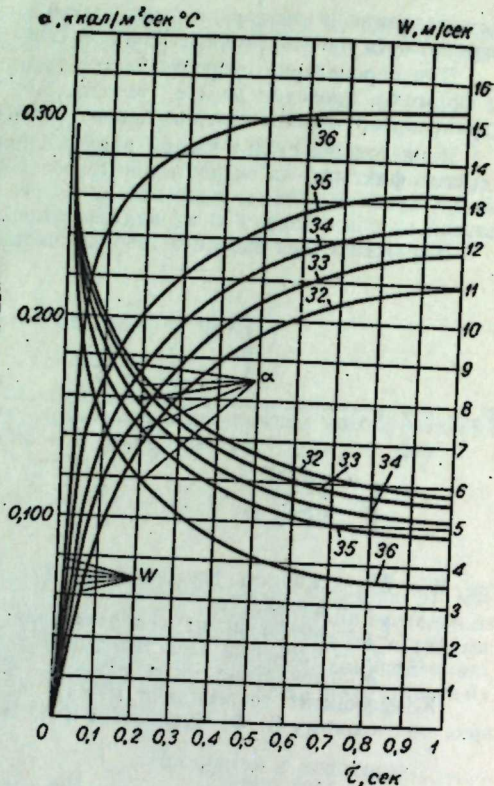


Рис. 2. Влияние изменения диаметра частички угля на ее скорость и коэффициент теплоотдачи к ней от потока газа. Скорость газа  $W_r = 18 \text{ м/сек}$ . Удельный вес газа  $\gamma_r = 0,450 \text{ кг/м}^3$ . Размеры частиц: опыт 32 -  $d_p = 0,6 \text{ мм}$ ; 33 -  $d_p = 0,5 \text{ мм}$ ; 34 -  $d_p = 0,4 \text{ мм}$ ; 35 -  $d_p = 0,3 \text{ мм}$ ; 36 -  $d_p = 0,1 \text{ мм}$ .

Рис. 1. Логическая схема программирования.

При времени больше  $0,02 \text{ сек}$  коэффициент теплоотдачи становится тем больше, чем больше диаметр частички. По-видимому, это объясняется тем, что по мере преодоления сил инерции относительная скорость между частичками и газом, а следовательно, и коэффициент теплоотдачи у крупных частичек становится больше, чем у мелких.

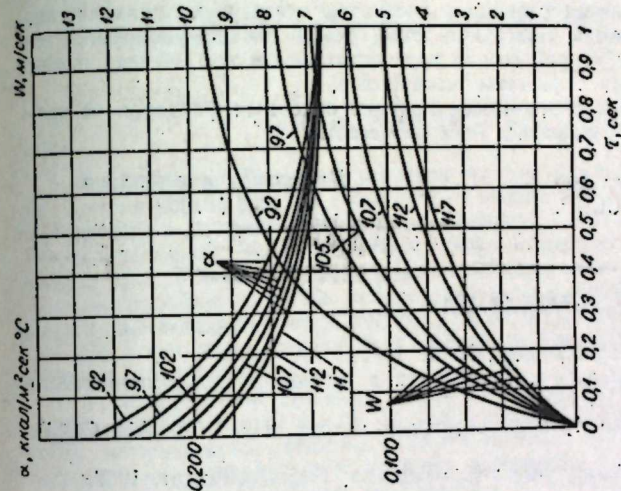


Рис. 4. Влияние изменения температуры газа на скорость частиц угля и коэффициент теплоотдачи к ним.

Температура газа  $t_r = 600^\circ\text{C}$ . Размер частиц угля  $d_p = 0,6 \text{ мм}$ . Удельный вес газа  $\gamma_r = 0,325 \text{ кг/м}^3$ . Скорости газа: опыт 92 -  $W_r = 18 \text{ м/сек}$ ; 97 -  $W_r = 16 \text{ м/сек}$ ; 102 -  $W_r = 15 \text{ м/сек}$ ; 107 -  $W_r = 14 \text{ м/сек}$ ; 112 -  $W_r = 13 \text{ м/сек}$ ; 117 -  $W_r = 12,6 \text{ м/сек}$ .

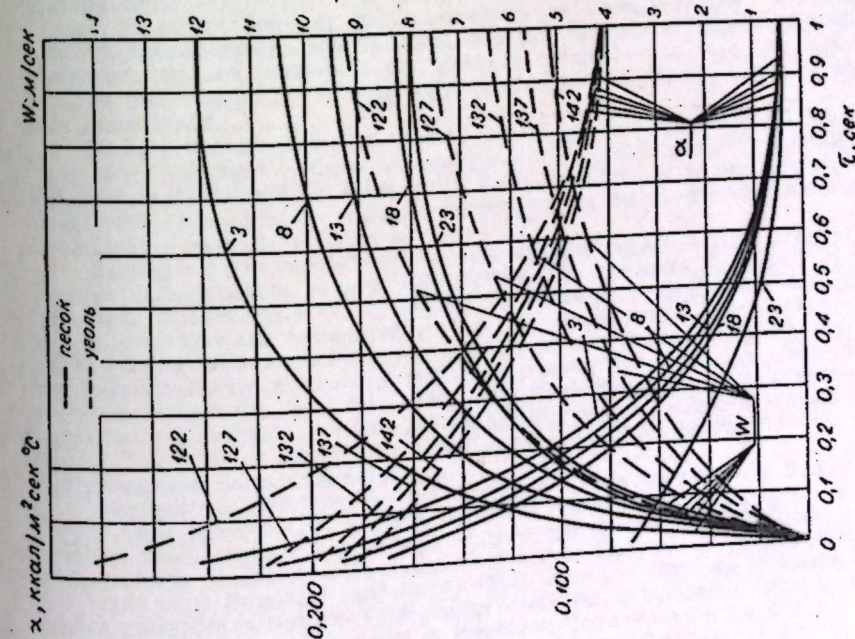


Рис. 3. Влияние изменения скорости газового потока на скорость частиц песка и угля и коэффициент теплоотдачи к ним.

Удельные веса: песок  $\gamma_p = 2700 \text{ кг/м}^3$ , уголь  $\gamma_u = 1350 \text{ кг/м}^3$ . Температура газа  $t = 400^\circ\text{C}$ . Размеры частиц: песок  $d_p = 0,5 \text{ мм}$ , уголь  $d_u = 0,5 \text{ мм}$ . Скорости газа: опыт 3 и 122 -  $W_r = 18 \text{ м/сек}$ ; 8 и 127 -  $W_r = 16 \text{ м/сек}$ ; 13 и 132 -  $W_r = 15 \text{ м/сек}$ ; 18 и 137 -  $W_r = 14 \text{ м/сек}$ ; 23 и 142 -  $W_r = 13 \text{ м/сек}$ .

скорость частичек близка к скорости газа, а при установившемся движении она равна скорости витания во всех случаях.

На рис. 4 показано влияние температуры газа на скорость частиц и коэффициент теплоотдачи. Кривые на рис. 4 даны для тех же условий, что и на рис. 3, но для диаметра частички угля  $d_y = 0,6$  мм при температурах газа  $800^\circ\text{C}$ .

Из сравнения этих кривых видно, что повышение температуры газа с  $400$  до  $800^\circ\text{C}$  уменьшает абсолютную скорость частиц и повышает коэффициент теплоотдачи.

Анализ показал, что в трехкомпонентном теплообменнике за счет использования сил инерции достигается значительная разница в скоростях газа и летящих частиц, особенно в начальный период разгона. Благодаря этому резко интенсифицируется теплообмен, что делает этот теплообменник весьма перспективным в тех случаях, когда требуется высокоскоростной нагрев зернистых материалов.

Проведенная серия расчетов выявила также влияние основных факторов на теплообмен, а следовательно, и пути управления этим процессом.

Химико-металлургический институт  
Сибирского отделения АН СССР,  
Новосибирск.

Поступила в редакцию  
28/IX 1962

### ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Н. Пиоттух, Бюллетень изобретений, № 1, 1961.
2. Ю. Н. Пиоттух, С. И. Шабанов, Теплообмен в условиях трехкомпонентного потока. Изв. СО АН СССР, № 11, 1961.
3. Ю. Н. Пиоттух, О движении трехкомпонентного потока. Изв. СО АН СССР, № 2, 1961.
4. А. В. Чечеткин, Высокотемпературные теплоносители, Госэнергоиздат, 1957.

## КРИТИКА И БИБЛИОГРАФИЯ

### ГИДРОГРАФИЯ ЗАПАДНОЙ СИБИРИ\*

Издательство Томского университета выпустило в свет в 1961 г. книгу коллектива авторов «Гидрография Западной Сибири». Выход книги, посвященной широким и актуальным вопросам гидрологии Западной Сибири (начиная от истории развития гидрографической сети и кончая гидрохимической характеристикой рек и озер), должен был стать отрядным фактом. Однако книга страдает большим количеством недостатков. Авторы ее не смогли хоть сколько-нибудь полно ответить на поставленные ими же вопросы, внести ясность в существо рассматриваемых природных процессов. Не ставя здесь задачи дать полный анализ книги, остановимся на ряде существенных недостатков.

В первой главе, представляющей собой перечень кратких, часто бессистемных и неубедительных «методов», Я. Н. Марусенко, пытаясь обосновать предложенную им схему исторического развития гидрографической системы Западной Сибири, высказывает ряд явно неверных или неточных положений. На стр. 8, например, сформулированы четыре условия, которые необходимы, по мнению автора, для прогресса оледенения: 1) территория должна иметь «отрицательный тепловой баланс», 2) атмосферные осадки — выпадать на поверхность суши «в виде снега», 3) водный баланс должен быть «положительным», 4) речной сток должен отсутствовать на территории, подверженной оледенению. Первое и третье из этих условий сформулированы неточно, ибо баланс не может быть ни положительным, ни отрицательным. Второе и четвертое условия принципиально неверны, ибо прогресс оледенения может происходить и при выпадении жидких осадков и при наличии речного стока, лишь бы приход твердых осадков был больше их расхода на сток и испарение. Много в этой главе редакционных недостатков.

Во второй главе Я. Н. Марусенко, смешав воедино различного рода районирования территории Западной Сибири и классификации ее рек, предлагает свой принцип «комплексного районирования». Цель этого районирования, по словам автора, «...облегчить и удешевить исследования и на основе полученных закономерностей более рационально использовать природные богатства» (стр. 23).

Каковы же эти закономерности? На одной странице текста, отведенной характеристике высокогорного ледникового района, мы находим искажение географических названий, неправильные или неточные утверждения, редакционные недостатки и т. п. Не соответствует действительности, например, утверждение автора о том, что все реки высокогорной зоны в зимнее время пересыхают или перемерзают. Другой пример. Автор утверждает, что в высокогорной зоне «температура воздуха отрицательная» и в то же время пишет, что реки этой зоны получают питание за счет талых вод. Мы не находим в характеристике этого района ни его четких границ в плане, ни высотных границ. Нет здесь и ясного описания основных особенностей режима рек: их водности, внутригодового распределения стока и т. д.

Аналогичные замечания можно сделать и по другим районам. В описании среднегорной зоны (стр. 25—26) имеется, например, ничем не обоснованное и явно неверное утверждение о том, что в этой зоне осадков выпадает «свыше 1000 мм в год». В действительности указанная величина является максимальной лишь для некоторых районов этой зоны. Вызывает недоумение тезис автора о том, что «наличие больших паводков этой зоны. Вызывает интенсивные снеговые и дождевые паводки», как будто рельеф местности является главным фактором формирования максимальных расходов.

Много недостатков и в главе пятой, посвященной характеристике годового стока рек Западной Сибири и его изменчивости (автор Л. П. Семлянская).

В ходе анализа существующих карт среднего годового стока автор приходит к необоснованному выводу о том, что карты Б. Д. Зайкова и В. А. Троицкого схематичны, что недостаточно точными являются карты С. Г. Чемоданова, Д. Л. Соколовско-

\* Я. Н. Марусенко, А. А. Земцов, Л. П. Семлянская, А. М. Паков, Н. К. Минин, Гидрография Западной Сибири, т. 1, Изд. Томск. ун-та, Томск, 1961.

го и П. С. Кузина. Претендуя на уточнение указанных карт, автор приводит свою карту, которую вряд ли можно признать удачной. На карте недостаточно отражена зональность стока, изолинии на ней часто не согласуются с орографией и другими физико-географическими элементами, т. е. она дает неверное представление о водности рек Западной Сибири, особенно в горной ее части. Обращает на себя внимание несоответствие величин среднего годового стока, оцениваемых по карте, с соответствующими величинами, приведенными в таблице. В ряде случаев они расходятся в 1,5—2,0 раза. В указанной таблице некоторые данные неверны. В частности, почти вдвое завышены значения коэффициентов вариации по рекам Кокса и Урсул (Горный Алтай). И, наконец, грубые ошибки допущены при проведении изолиний модулей стока на указанной выше карте.

В главе содержится также ряд редакционных недостатков, неточностей и некоторые неверные положения, на которых мы здесь не останавливаемся.

Нельзя не обратить внимания на главу восьмую рассматриваемой книги, посвященную характеристике минимальных уровней и расходов воды (автор Н. К. Минин). Выводы по этой главе и приложенная к ней карта минимального стока получены для такой обширной территории, как Западная Сибирь, на основе чрезвычайно малочисленных и к тому же слабо проанализированных данных. В связи с этим точность их в ряде случаев весьма относительная. Известно, что гидрометрические данные по минимальному стоку отличаются минимальной точностью и нуждаются в наиболее тщательном анализе. О том, что такой анализ в данном случае отсутствовал, можно судить по такому примеру. Долгие годы неверно учитывался (сильно занижался вследствие большой зашугованности русла) зимний сток р. Катунь у с. Сrostки. Используя данные всего лишь по двум пунктам (р. Бия у г. Бийска и указанный выше пункт на р. Катунь) автор провел изолинии минимального стока для всей территории Горного Алтая. А так как по одному из этих пунктов имеющиеся данные во много раз занижают фактический зимний сток, то автор получил картину, чрезвычайно далекую от действительности. Тем не менее он попытался обосновать ее. О том, что это «обоснование» не убедительно, можно судить по сопоставлению приведенной карты минимального стока с фактическими данными по режиму рек. Так, судя по карте автора, модули минимального стока в бассейне р. Катунь изменяются от 0,5 в приустьевой части до 0,1 л/сек с 1 км<sup>2</sup> в верховьях бассейна. В действительности же в бассейне этой реки модули минимального стока достигают 6,0 л/сек с 1 км<sup>2</sup>, а по бассейну в целом составляют около 2,0 л/сек с 1 км<sup>2</sup>. Неверно утверждение авторов книги о том, что все реки высокогорья зимой пересыхают или перемерзают (стр. 24, 96). Известны реки, модули минимального стока которых не ниже средних по бассейну в целом (р. Актру).

Карта минимального стока выполнена также с нарушением элементарных правил проведения изолиний. Из числа других недостатков главы VIII следует указать на недопустимую путаницу с высотными зонами. Так, р. Катунь у с. Мал. Яломан он называет «типично высокогорной рекой», а р. Урсул относит к району предгорий, в то время как обе эти реки и по средней высоте их водосборов и по характеру режима относятся к среднегорной зоне.

В заключение следует кратко отметить некоторые недостатки главы девятой, посвященной описанию ледового режима рек (автор Я. Н. Марусенко). Здесь рассматривается обширный круг вопросов, большая часть из которых затрагивается весьма поверхностно. Читателя поражают беспрерывные типизации и классификации, часто мало обоснованные (автор выделяет, например, 14 структур речного льда и 12 типов шероховатости его нижней кромки). В то же время в главе не дается ясного представления о ледовом режиме рек Западной Сибири, т. е. о том, чему посвящена глава. Не лишены недостатков и другие главы книги.

Общими недостатками книги является обилие грубых просчетов, неверных утверждений, редакционных ошибок, а также низкая культура значительной части графических материалов, в том числе упомянутых выше карт. В целом эта книга, неверно освещая многие аспекты гидрологии Сибири, может увести неосведомленных читателей в сторону от действительности. Издательство Томского университета допустило большую ошибку, выпустив в свет эту книгу.

В. М. Шмаков, А. М. Комлев.

## ХРОНИКА

### СИМПОЗИУМ ПО ФЕРРО- И АНТИФЕРРОМАГНЕТИЗМУ

В соответствии с решением Научного совета АН СССР по проблеме «Физика твердого тела» с 25 июня по 6 июля 1962 г. проходил Симпозиум по ферро- и антиферромагнетизму. Симпозиум был организован Секцией физики магнитных явлений и Институтом физики Сибирского отделения АН СССР на теплоходе «А. Матросов» в рейсе по Енисею (Красноярск—Дудинка—Красноярск).

В работе Симпозиума приняли участие научные работники, инженеры и специалисты институтов АН СССР, Академий наук союзных республик, высших учебных заведений, отраслевых научно-исследовательских институтов и предприятий Москвы, Ленинграда, Свердловска, Красноярска, Новосибирска, Киева, Харькова, Томска, Минска и Риги.

Работа Симпозиума велась в 6 секциях:

1. Общие вопросы физики ферро- и антиферромагнетизма.
  2. Магнитная нейтроннография и магнитный резонанс.
  3. Ферро- и антиферромагнитные окислы, сегнетоферромагнетики.
  4. Доменная структура ферромагнетиков и тонкие ферромагнитные пленки.
  5. Магнитная анизотропия, магнитострикция, гистерезис ферромагнетиков, магнитоструктурный анализ и магнитные измерения.
  6. Некоторые немагнитные свойства твердых тел.
- На 12 заседаниях секций был заслушан 61 доклад по оригинальным работам. Кроме того, на пленарных заседаниях было сделано 6 обзорных докладов. Заседания секций проводились последовательно, поэтому каждый участник Симпозиума мог посетить заседание любой секции. Обзорные доклады заслушивались в городах Игарке, Енисейске и поселке Подтесово.

Наряду с этим, в ходе Симпозиума образовывались новые секции по желанию участников, рассматривавшие более узкие вопросы физики твердого тела. Так были организованы заседания по ферромагнитному резонансу, магнитной нейтроннографии, теории дислокаций и другим вопросам.

В большей части прочитанных на Симпозиуме докладов содержались новые, весьма интересные экспериментальные и теоретические результаты. Доклад В. Е. Найша (Институт физики металлов АН СССР) был посвящен магнитной симметрии кристаллов. Автором показано, что существующая теория магнитной симметрии кристаллов не в состоянии описать симметрические свойства всех известных магнитных структур. Предложена идея обобщения этой теории с помощью по новому определенных операций магнитной симметрии. Детально проанализированы задачи, возникающие в связи с построением такой обобщенной теории. Проанализированы экспериментальные данные о магнитных структурах редкоземельных металлов и других соединений.

В работе С. В. Тябликова и Е. Н. Яковлева «Обобщение метода спиновых волн на более высокие температуры» (Математический институт АН СССР) с помощью теории возмущения для запаздывающих и опережающих функций Грина определена зависимость энергии спиновой волны от температуры для изотропного ферромагнетика. Значение спектра намагниченности, найденное с помощью предлагаемого обобщенного спектра спиновых волн, совпадает с результатами Дайсона и Огучи, полученными другими методами.

Л. Н. Булаевский (Физический институт АН СССР) прочитал доклад «К теории линейной антиферромагнитной цепочки». В приближении Хартри—Фока исследованы термодинамические свойства линейной цепочки спинов с обменным антиферромагнитным взаимодействием.

Доклад А. С. Пахомова и А. А. Гусева «К теории температурной зависимости магнитных свойств ферритов с тремя магнитными подрешетками» (Московский госуниверситет, Институт физики высоких давлений АН СССР) содержал обоснование применимости феноменологического метода молекулярного поля для описания магнитных свойств сложных многоподрешеточных ферромагнетиков. Произведен расчет температурного хода самопроизвольной намагниченности феррита с тремя магнитными подрешетками вблизи точки Кюри в ферромагнитной области. Вычислена также зависимость от температуры обратной величины парамагнитной восприимчивости.

О теории упорядочения ферромагнитных сплавов рассказал А. А. Смирнов. Работа выполнена совместно с В. М. Даниленко и Д. Р. Риздвянским (Институт металлофизики АН УССР). Авторами в рамках простой модели исследовано взаимное влияние процессов упорядочения и намагничивания ферромагнитных сплавов. Найдены температуры фазовых переходов. Определена их зависимость от состава сплава. Рассмотрены возможные виды диаграмм состояний сплавов указанных типов во фазовых переходах в упорядоченное и ферромагнитное состояния. Установлены соотношения между энергетическими параметрами, при которых могут происходить фазовые переходы второго и первого рода.

И. М. Пузей сообщил результаты нейтронографических и магнитных исследований дальнего порядка в некоторых сплавах, проведенных совместно с В. И. Гоманьковым (Институт прецизионных сплавов ЦНИИЧЕРМЕТ). В сплавах железа с кобальтом и железа с никелем в процессе установления дальнего порядка обнаружены аномалии, которые можно объяснить или с точки зрения торможения упорядочения (температуры 500°С), или с точки зрения изменения магнитного рассеяния нейтронов за счет дополнительного появления разности магнитных моментов атомов.

Доклад «К теории определения локальных неоднородностей кристаллического поля в пластически деформированных металлах методом ядерного магнитного резонанса» сделал Ю. А. Старк (Московский институт стали и сплавов). При пластической деформации металлов с кубической решеткой возникают искажения, приводящие к отклонению симметрии кристаллического поля. В связи с этим появляется отличный от нуля тензор градиента электрического поля. При наличии у атомных ядер квадрупольных моментов сигнал ядерного магнитного резонанса уширяется за счет квадрупольного электрического взаимодействия. В работе произведен расчет распределения тензора градиента электрического поля.

Об исследованиях ширины резонансной кривой спиновых волн сообщил С. С. Старобинцев. Работа выполнена совместно с А. А. Гуревичем (Институт полупроводников АН СССР). Экспериментальное исследование ферромагнитного резонанса при высоких уровнях мощности показало, что процессы релаксации за порогом неустойчивости определяются только поведением возбужденных спиновых волн. Исследовались монокристаллы иттриевого граната с добавками редкоземельных примесей. Авторы анализируют процессы релаксации спиновых волн, возбуждаемых с. в. ч. полем, параллельным постоянному магнитному полю.

Доклад Г. А. Смоленского, А. И. Мицека и Г. М. Неделина (Институт полупроводников АН СССР, Уральский госуниверситет) был посвящен термодинамической теории кристаллов, обладающих сегнетоэлектрическими и ферромагнитными свойствами. Исследовано поведение сегнетоферромагнетиков при использовании теории фазовых переходов Ландау. Предполагается наличие взаимной связи между сегнетоэлектрическим и ферромагнитным состоянием. Показано, что в сегнетоферромагнетиках возникает индуцированная поляризация (намагниченность) при наложении магнитного (электрического) поля, изменяется угол наклона температурных зависимостей спонтанных поляризации и восприимчивостей в точках ферромагнитных (сегнетоэлектрических) фазовых переходов. Исследована зависимость точек Кюри от давления и электромагнитноупругие эффекты.

Я. С. Шур и В. А. Зайкова (Свердловск) в докладе «О связи кривых магнитострикции с магнитной структурой образцов кремнистого железа» сопоставили кривые магнитострикции с изменением доменной структуры образцов при намагничивании. Установлено, что ход кривых магнитострикции зависит от угла между направлением поля и направлением векторов самопроизвольной намагниченности доменов в исходном состоянии и определяется теми изменениями магнитной структуры, которые происходят при намагничивании.

Взаимодействие границ ферромагнитных доменов с дефектами кристаллической решетки сплавов осветил в своем сообщении Б. В. Молотилов (Институт прецизионных сплавов ЦНИИЧЕРМЕТ). Получены новые данные о взаимодействии границ доменов со скоплениями: дислокаций, возникающими при полигонизации деформированных кристаллов прецизионных сплавов.

Доклады М. К. Савченко и В. И. Синегубова (Институт физики СО АН СССР) были посвящены структуре граничных слоев ферромагнетиков и влиянию на нее поля, напряжений и температуры. Авторами проведено исследование распределения намагниченности в границах между доменами в трансформаторной стали, никеле и кобальте.

Экспериментальные результаты хорошо согласуются с теорией. Изменений границ под действием поля почти не наблюдается. При очень близком расположении соседних границ (в конце процесса смещения) обнаружено взаимодействие границ как магнитных диполей. Под действием напряжения границы становятся более резко выраженными. Нагрев образцов увеличивает ширину границ. При температурах, близких к температурам Кюри, границы «расплываются» и становятся незаметными. На никеле и кобальте показаны изменения в границах при перемене знака констант анизотропии.

В работе Л. В. Киренского, Н. С. Саланского, А. М. Родичева «Эффект Баркгаузена и прямоуглость петли гистерезиса» (Институт физики СО АН СССР) сопоставлены степень прямоуглости петли гистерезиса и число импульсов перемагничивания. Исследовано изменение формы петли гистерезиса железо-никелевого сплава (15% никеля) под действием упругих напряжений. Одновременно изучалось изменение распределения числа импульсов перемагничивания по полю и их параметрам.

О результатах исследования двойной доменной структуры тонких магнитных пленок доложил Д. А. Лаптей (соавтор М. К. Савченко, Институт физики СО АН СССР). На железных пленках, полученных в магнитной защите, обнаружены взаимноперпендикулярные полосы. Образование таких двойных структур происходит при размагничивании пленок переменным полем. Двойная структура появляется как при медленном (0,5 э/сек), так и при быстром (50 э/сек) изменении поля. Анизотропия доменной структуры в зависимости от угла размагничивания проявляется слабо. На отдельных пленках установлено вращение вектора намагниченности в пределах одного домена. Авторы предлагают модель распределения вектора намагниченности в пленках с двойными структурами.

В. А. Архаровым и др. (Институт физики металлов АН СССР) исследовано влияние малых примесей на магнитные, электрические и механические характеристики не-которых стареющих сплавов.

Л. В. Келдыш рассказал об исследованиях энергетических спектров примесных полупроводников (Физический институт АН СССР). Автором рассмотрены изменения зонной структуры полупроводников, связанные с кулоновским взаимодействием электронов друг с другом и примесными ионами. Показано, что при больших концентрациях энергетическое распределение плотности уровней резко меняется особенно вблизи дна зоны. Наиболее существенной чертой рассматриваемой системы является хаотическое распределение примесных атомов. Вследствие этого возникающая примесная зона, так же как и зона проводимости, по своему характеру резко отличается от обычных зон в упорядоченных твердых телах.

С интересом были прослушаны обзорные доклады Ю. А. Изюмова «Теория рассеяния медленных нейтронов в магнитных кристаллах», Я. С. Шура «Высокоэнергетивные ферромагнетики», А. Н. Орлова «Современное состояние теории дислокаций», Г. В. Скродского «Ядерный магнитный резонанс в ферромагнетиках и антиферромагнетиках», М. М. Носкова «Применение оптических методов для изучения электронной структуры кристаллов, в том числе магнитных», Г. С. Кричаника «Ферромагнетики на оптических частотах», К. П. Белова «Ферро- и антиферромагнетизм редкоземельных металлов».

На заключительном заседании Симпозиума, состоявшемся 5 июля в Енисейском педагогическом институте, с обзорным докладом «Некоторые вопросы современной теории ферро- и антиферромагнетизма» выступил С. В. Вонсовский. В докладе была рассмотрена физическая природа взаимодействий, обуславливающая установление атомного магнитного порядка в кристаллических веществах различного типа — металлы, металлические сплавы, неметаллические соединения.

Симпозиум показал, что советские ученые успешно развивают научные исследования по ферро- и антиферромагнетизму и некоторым смежным вопросам физики твердого тела.

Удачно выбранная форма организации Симпозиума, по единодушному признанию его участников, обеспечила наиболее плодотворное обсуждение рассматривавшихся на совещании проблем.

В. Е. Кузнецов

## К СВЕДЕНИЮ АВТОРОВ

Представляемые в журнал статьи должны излагать новые, еще не опубликованные результаты исследований, в конце работы должны содержаться краткие

### О ПЕЧАТКИ

Страница	Строка	Напечатано	Должно быть
29	1 снизу	$= 3h(4\mu_1 - 3);$	$b_1 = 3h(4\mu_1 - 3);$
35	1 "	сульфидов	сульфатов
48	6 "	$S_j$	$S_j$
52	5 "	$+ \frac{2}{T_1} \int_{t_1}^{T_i} 0 \cdot dt =$	$+ \frac{2}{T_1} \int_{t_1}^{T_i} 0 \cdot dt =$
52	2 "	$\cdot at =$	$\cdot dt =$
63	16 "	$\theta_1 \int$	$\theta_1 \int$
84	В формуле (20)	-2)	$-\sqrt{2}$ )
86	Табл. 2, в головке	$\beta$	$\beta$
87	Табл. 4, в головке	$\beta$	$\beta$
93	3 снизу	электронники	электрометри
99	1 "	$(B_r/B_s =$	$(B_r/B_s =$
121	6 сверху	$\frac{T}{T} =$	$\frac{T}{T} =$
126	13 сверху, здесь и далее в статье	Я. Н. Марусенко	Я. И. Марусенко

Известия Сибирского отделения АН СССР № 2 серия технических наук вып. 1, 1963 г.

Все иллюстрации к статье должны иметь сквозную нумерацию. Иллюстрации ставятся простым карандашом на каждом рисунке или чертеже, а также в рукописи на левом поле страницы, против соответствующего места в тексте (вклеивать иллюстрации в текст рукописи нельзя). Кроме того, на обороте каждого рисунка ставится название статьи и фамилия автора. В рукопись должна быть вложена копия иллюстраций (в 2 экземплярах) согласно их порядковой нумерации.

9. Авторы должны избегать повторения одних и тех же данных в таблицах, графиках и тексте статей.

10. Корректурa дается авторам лишь для контроля. Стилистическая правка, дополнения и сокращения в корректуре не допускаются. Иногородним авторам корректурa не высылается.

11. Датой поступления рукописи, посланной на доработку автору, считается дата ее возвращения в редакцию.

12. После опубликования статьи автор получает 25 оттисков. Статьи направляются по адресу: Новосибирск, ул. Советская, 20, комн. 401.

Художественный редактор В. Г. Буркин.  
Технический редактор Т. К. Овчинникова.  
Корректоры Л. И. Коршунова, Н. И. Созинова.

Подписано в печать 28 февраля 1963 г. МН 02636. Бумага 70x108/16. 8,25 печ. л., -11,3 усл. печ. л.  
12,2 уч.-изд. л. Тираж 2100.

Издательство Сибирского отделения Академии наук СССР, Новосибирск, Советская, 20. Типография № 1 Полиграфиздата, Новосибирск, Красный проспект, 20. Цена 70 коп.

## К СВЕДЕНИЮ АВТОРОВ

Представляемые в журнал статьи должны излагать новые, еще не опубликованные результаты научных исследований, в конце работы должны содержаться краткие выводы.

Редакция просит авторов при подготовке статей руководствоваться изложенными ниже правилами. Статьи, оформленные без соблюдения этих правил, редколлегией не рассматриваются.

1. На публикацию представляемых в редакцию материалов требуется письменное разрешение руководства организации, на средства которой проводились работы.

2. Размер статей, включая иллюстративный материал и библиографию, не должен превышать 15 стр. машинописи для работ проблемного характера и 10 стр. для научных сообщений, посвященных частным вопросам. Для кратких сообщений максимальный объем установлен 5 стр. машинописи.

3. Статья должна быть напечатана на пишущей машинке, без рукописных вставок и помарок, на одной стороне стандартного листа. Как основной текст, так и подстрочные примечания, подрисовочные подписи, список литературы и т. д. обязательно печатаются через два интервала.

4. Рукописи и иллюстративный материал к ним представляются в двух экземплярах. Рукопись должна быть вычитана и подписана автором. Математические и структурные формулы должны быть тщательно вписаны в оба экземпляра рукописи и дополнительно в дубликаты на отдельном листе.

5. Цитируемая в статье литература должна быть оформлена в виде общего списка в порядке цитирования, который помещается в конце статьи; в тексте ссылка на литературу отмечается порядковой цифрой в квадратных скобках, например [1].

6. Литература должна быть оформлена в следующем порядке: а) литература в списке дается на тех языках, на которых она издана; б) библиографические данные приводятся по титульному листу издания, все элементы библиографического перечня отделяются друг от друга запятыми; в) цифры, обозначающие том, выпуск, издание, страницы, ставятся после сокращенного слова, например, т. III, вып. 8, изд. 2.

### Схема перечня библиографических данных:

Для книг: инициалы и фамилия автора, название книги, название издательства, место издания, год издания;

Для журналов: инициалы и фамилия автора, название статьи, название журнала, том, выпуск (т. III, вып. 7), номер, год. В работах по химии в соответствии с порядком, принятым в специализированных химических журналах, допускаются ссылки на работы, опубликованные в журналах, без названия статей.

7. Формулы, латинские, греческие и т. п. выражения следует давать только в случаях необходимости, вписывая их на машинке или от руки (темными чернилами или тушью) четко и ровно, чтобы не было никаких сомнений при чтении каждого языка. Во избежание недоразумений нужно делать ясное различие между одинаковыми по начертанию заглавными и строчными буквами в формулах, подчеркивая заглавные буквы двумя черточками снизу. Греческие буквы обводятся красным карандашом.

8. Тоновые иллюстрации (фото) должны быть сделаны с хорошего негатива контрастной печатью. Штриховые же должны быть выполнены ровно наложенной тушью на кальке, допускается также плотная белая бумага. На абсциссе и ординате графиков должны быть указаны откладываемые величины и единицы их измерения.

Не рекомендуется рисунки и чертежи загромождать надписями, лучше детали рисунка занумеровать и дать расшифровку номеров в подрисовочной подписи.

Все иллюстрации к статье должны иметь сквозную нумерацию. Номера эти проставляются простым карандашом на каждом рисунке или чертеже, а также в рукописи на левом поле страницы, против соответствующего места в тексте (вклеивать иллюстрации в текст рукописи нельзя). Кроме того, на обороте каждого рисунка ставится название статьи и фамилия автора. В рукописи должна быть вложена опись иллюстраций (в 2 экземплярах) согласно их порядковой нумерации.

9. Авторы должны избегать повторения одних и тех же данных в таблицах, графиках и тексте статей.

10. Корректурa дается авторам лишь для контроля. Стилистическая правка, дополнения и сокращения в корректуре не допускаются. Иногородним авторам корректурa не высылается.

11. Датой поступления рукописи, посланной на доработку автору, считается дата ее возвращения в редакцию.

12. После опубликования статьи автор получает 25 оттисков. Статьи направляются по адресу: Новосибирск, ул. Советская, 20, комн. 401.

Художественный редактор В. Г. Бурыкин.  
Технический редактор Т. К. Овчинникова.  
Корректоры Л. И. Коршунова, Н. И. Соколова.

Подписано в печать 28 февраля 1963 г. МН 02636. Бумага 70x108/м. 8,25 печ. л., = 11,3 усл. печ. л.  
12,2 уч.-изд. л. Тираж 2100.

Издательство Сибирского отделения Академии наук СССР, Новосибирск, Советская, 20. Типография № 1 Полиграфиздата, Новосибирск, Красный проспект, 20. Цена 70 коп.

**ПРОВОДИТСЯ ПОДПИСКА**

на научный журнал

**ИЗВЕСТИЯ****СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ  
АКАДЕМИИ НАУК СССР**

В 1963 г. журнал выходит четырьмя сериями (общественные науки, техническая, химическая, биолого-медицинская), в течение года в каждой серии выйдет три номера объемом по 10 печ. л. Подписка принимается как по сериям, так и на журнал в целом.

В серии общественных наук будут публиковаться статьи по вопросам экономики комплексного развития и размещения народного хозяйства Сибири и Дальнего Востока, рационального использования трудовых ресурсов, региональных особенностей организации труда и применения техники, экономики освоения новых предприятий и т. д., по вопросам истории, археологии и этнографии Сибири и Дальнего Востока; по вопросам филологии, в частности по проблемам языков народов Сибири.

В технической серии будут освещаться итоги научно-теоретических и экспериментальных исследований в области прикладной и теоретической механики, горного дела, энергетики и электротехники, металлургии, гидрофизики, радиоэлектроники, автоматики и электрометрии и др.

Серия химическая предназначена для публикации работ, выполненных в химических институтах СО АН СССР, по неорганической, органической и физической химии, за исключением областей, обеспечиваемых специальными журналами СО АН СССР «Структурная химия», «Кинетика и катализ».

Серия биолого-медицинская будет освещать результаты новейших исследований по ботанике, лесоведению, зоологии, почвоведению, цитологии и генетике, по вопросам экспериментальной медицины (имеющим общеприкладное значение).

В журнале будут печататься также статьи методического и обзорного характера, критико-библиографические материалы.

Читатель найдет в журнале разностороннюю информацию о жизни научных учреждений Сибири и Дальнего Востока.

**ПОДПИСНАЯ ЦЕНА ЖУРНАЛА**

Серия общественных наук (3 номера в год)—2 р. 10 к.

Серия техническая " " "

Серия химическая " " "

Серия биолого-медицинская " " "

Цена полного комплекта журнала (12 номеров в год)—8 р. 40 к.

Цена отдельного номера 70 коп.

Подписка принимается всеми отделениями Союзпечати и агентствами связи, а также магазинами «Академкинга».

Отдельные номера журнала могут быть высланы наложенным платежом. Заказы направлять в редакцию журнала (Новосибирск, Советская, 20, комн. 401).