

PSRS AUGSTĀKĀS IZGLĪTĪBAS MINISTRIJA  
LATVIJAS VALSTS UNIVERSITĀTE  
МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ СССР  
ЛАТВИЙСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

**ZINĀTNISKIE RAKSTI  
УЧЕННЫЕ ЗАПИСКИ**

XIX SĒJUMS • ТОМ XIX

RĪGA 1957 РИГА

PSRS AUGSTĀKĀS IZGLĪTĪBAS MINISTRIJA  
LATVIJAS VALSTS UNIVERSITĀTE  
МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ СССР  
ЛАТВИЙСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

# ZINĀTNISKIE RAKSTI УЧЕНЫЕ ЗАПИСКИ

XIX SĒJUMS \* ТОМ XIX

RIGĀ 1957 РИГА

REDAKCIJAS KOLEGIJA.

Technisko zinātņu doktors, profesors J. G. Panovko  
Technisko zinātņu kandidats, docents K. K. Gailis  
Technisko zinātņu kandidats, docenta v. i. J. B. Vasermanis

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Доктор технических наук, профессор Я. Г. Пановко  
Кандидат технических наук, доцент К. К. Гайлис  
Кандидат технических наук, и. о. доцента Е. Б. Васерман



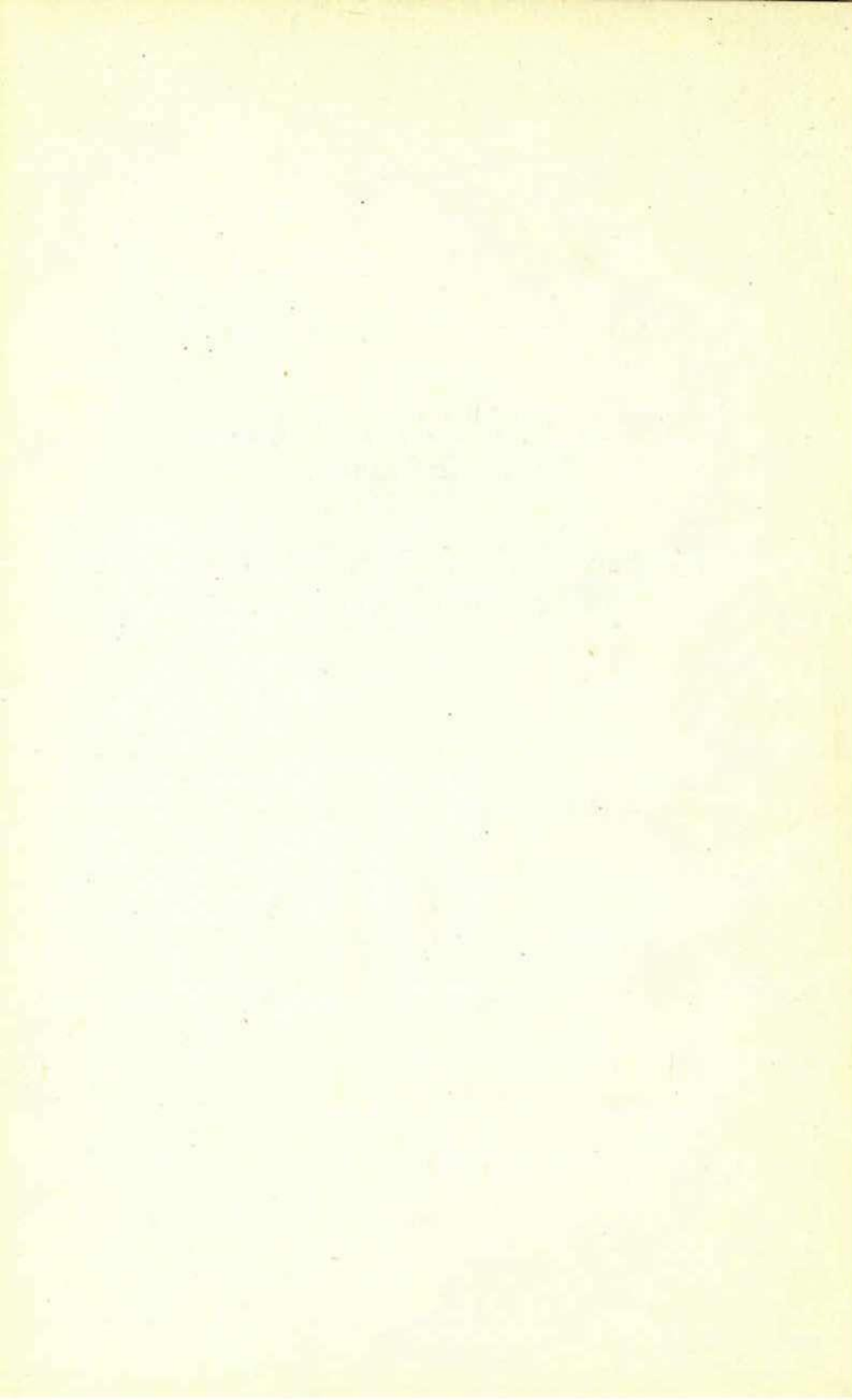
TECHNISKĀS ZINĀTNES  
ТЕХНИЧЕСКИЕ НАУКИ

5. IZLAIDUMS \* ВЫПУСК 5



*Veltīts Oktobra revolūcijas  
40. gadadienai*

*Посвящается 40-й годовщине  
Великого Октября*



*В. А. ГРИШКО, аспирант.*

## **РАЗВИТИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ И КОНТАКТНО-ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ СМАЗКИ**

### **Введение**

Технический прогресс в производстве неразрывно связан с повышением производительности машин, что чаще всего достигается увеличением действующих нагрузок и скорости движущихся частей. С повышением напряженности режимов работы, в ряду многих факторов, определяющих долговечность деталей машин, возрастает роль фактора износостойкости; растущее внимание к нему определяется не только тем, что выход машин из строя в результате износа является наиболее массовым, но и недостаточной его изученностью. Проблема долговечности машин, требующая глубокого изучения явлений трения и износа, становится центральной проблемой современного машиностроения. Решение ее будет способствовать использованию современных машин с максимальным экономическим эффектом.

Теоретической основой рационального проектирования многих ответственных машинных узлов является гидродинамическая теория смазки, семидесятилетие которой наступает в текущем году. Создание такой теории было обусловлено практическими нуждами развивающейся промышленности и транспорта; в разработке ее приняли участие виднейшие отечественные и зарубежные ученые.

Н. П. Петров впервые в мире в 1882 г. разработал теорию трения в хорошо смазанных подшипниках, исходя из положения, что трение в подшипниках подчиняется законам гидродинамики. С тех пор развитие гидродинамической теории смазки шло по пути уточнения и упрощения математических решений и

расчетной методики, перехода от двухразмерных задач к пространственным, отбора наиболее достоверных граничных условий, согласования и взаимной корректировки теоретических и опытных данных.

Принципиальная математическая общность гидродинамической теории смазки, разработанной для подшипников скольжения, позволила применить ее аппарат для расчета конструктивно отличных машинных узлов (зубчатых передач и подшипников качения). Условия работы и конструкция этих деталей (высокие контактные напряжения, сочетание трения качения и скольжения, большая разность кривизн рабочих поверхностей) и подшипников скольжения резко отличны в количественном отношении, что, естественно, привело к качественно новым явлениям: изменению свойств смазки, характера деформирования металла и тепловых процессов в слое. Резко возросла роль взаимосвязи упруго-пластического деформирования деталей и гидродинамических явлений в зоне контакта, что привело к специфичным условиям, так называемого «контактно-жидкостного трения». Находящаяся сейчас в стадии становления и разработки контактно-гидродинамическая теория смазки систематизирует и обобщает вопросы контактной прочности, жидкостного трения, износа и заедания металлов. Это позволит, после анализа опытных данных и специально поставленных экспериментов, объединить указанные вопросы на новой основе в единой теории контактной прочности и контактно-жидкостного трения со всеми ее практическими приложениями. Тем самым методы расчета деталей машин, работающих в условиях больших контактных нагрузок, жидкостного трения или износа будут поставлены на гораздо высший уровень.

Для понимания органической взаимосвязи различных сторон проблемы, тенденций и перспектив ее развития, важно проследить за эволюцией идей, решений, истолкований результатов и т. д. с точки зрения современных представлений о предмете. Такой обзорно-критический анализ основных этапов развития гидродинамической теории смазки, вскрывающий сущность проблемы в целом, и представляет цель настоящей работы.

Излагаемый материал разделен на две части: 1) Гидродинамическая теория смазки подшипников скольжения; 2) Гидродинамическая теория смазки тяжело нагруженных криволинейных поверхностей (зубчатые зацепления, роликовые подшипники и т. д.). Такое деление не предполагает, однако, наличия между этими частями принципиальной физической границы.

## ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ СМАЗКИ ПОДШИПНИКОВ СКОЛЬЖЕНИЯ

### § 1. Гидродинамическая теория смазки подшипников для случая двухразмерного (плоского) потока вязкой жидкости.

До появления первых работ Н. П. Петрова (1883 г.), которого выдающийся немецкий ученый А. Зоммерфельд назвал отцом гидродинамической теории смазки, в инженерной практике вообще не делалось принципиального разделения трения несмазанных и хорошо смазанных твердых тел. Во всех областях технической механики господствовал примитивный закон Амонтона (часто неправильно называемый законом Кулона):

$$T = f \cdot N, \quad (1)$$

где  $T$  — сила трения,  $N$  — нормальное усилие,  $f$  — коэффициент трения. Закон внутреннего трения жидкостей, определяемый классической гипотезой И. Ньютона:

$$T = \tau \cdot S = \mu \frac{du}{dy} S, \quad (2)$$

где  $\tau$  — сопротивление сдвигу вязкой жидкости, пропорциональное угловой скорости сдвига;

$\mu$  — коэффициент динамической вязкости жидкости;

$S$  — величина поверхности скольжения,

применялся только в области гидравлики. Если по первому закону сила трения пропорциональна нагрузке и не зависит от скорости трущихся тел и величины их площади взаимодействия, то по второму закону сила трения не зависит от нагрузки, пропорциональна скорости и площади скольжения.

Анализируя известные в то время экспериментальные данные о трении в подшипниках Н. П. Петров обосновал непригодность закона Амонтона и законность использования для этих случаев гипотезы (2). Чтобы оценить по достоинству важность работ Н. П. Петрова, нужно иметь в виду, что в то время работы О. Рейнольдса, разъяснившие сущность ламинарного и турбулентного течения жидкости, были мало известны. Поэтому неизвестна была и область применения уравнений Навье-Стокса, являющихся прямым следствием закона Ньютона. В связи с этим, Н. П. Петров проделал огромное количество экс-

периментальных исследований по изучению вязкостных свойств различных жидкостей. Повышение быстроходности машин (особенно электро- и турбомашин) также дало опытный материал, указывающий на приближение закономерностей трения в подшипниках к зависимости (2). Благодаря упомянутому выше состоянию знаний в то время, Н. П. Петрову пришлось большую часть первой работы по этому вопросу [32] посвятить анализу известных в то время характерных опытов для подтверждения справедливости гипотезы Ньютона. Главным итогом этой работы Н. П. Петрова явилась его формула для силы трения на поверхности вращающегося внутри жидкости вертикального цилиндра бесконечной длины, соосного с охватывающим его цилиндром:

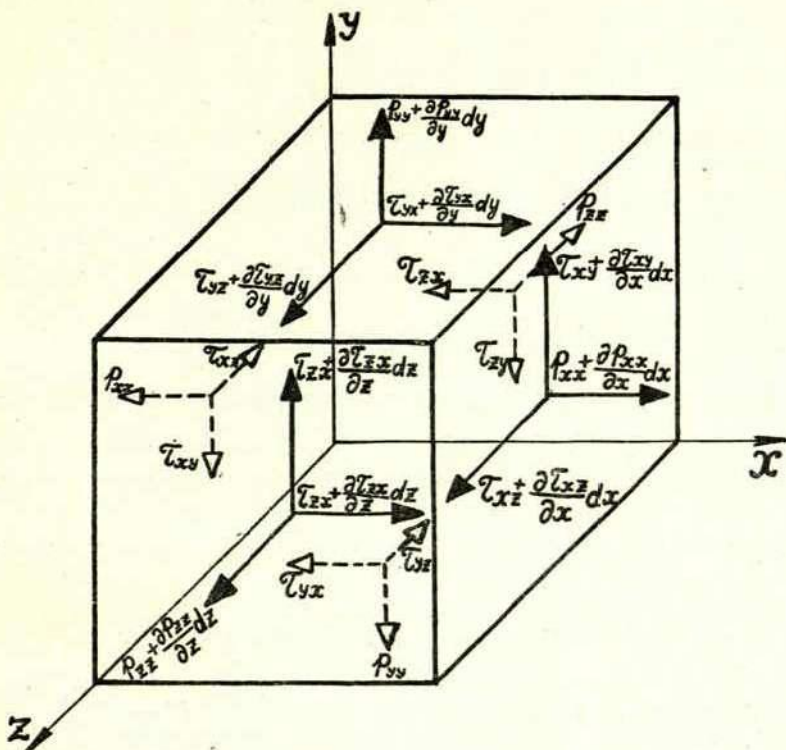
$$T = \frac{\mu US}{h + \frac{\mu}{\lambda_1} + \frac{\mu}{\lambda_2}} \approx \frac{\mu US}{h}, \quad (3)$$

где  $h$  — толщина слоя смазки,  $U$  — относительная скорость движения поверхностей цилиндров,  $S$  — площадь скольжения.

Значения коэффициентов внешнего трения ( $\lambda_{1,2}$ ) сам Н. П. Петров считал несравненно большими коэффициента вязкости ( $\mu$ ) и допускал упрощение формулы для многих практических случаев. Формула выведена для двухразмерного течения с введением ряда упрощающих предположений: полного заполнения маслом зазора между цилиндрами (случай «полной смазки»), постоянства гидродинамического давления в окружном направлении, постоянства  $\mu$  и т. д. Недостатком теории Н. П. Петрова было допущение коаксиальности цилиндров (необходимость эксцентриситета для обеспечения подъемной силы шипа была обоснована Н. Е. Жуковским в 1886 г.) и невозможность определения величины гидродинамического давления в различных частях масляного слоя. Поэтому справедливость применения формулы (3) для случая нагруженного подшипника возрастает с уменьшением нагрузки и повышением скорости и, как показал впоследствии А. Зоммерфельд, формула (3) становится точной в частном (предельном) случае режима работы подшипника (при бесконечно большой скорости вращения шипа).

Профессор Манчестерского университета О. Рейнольдс в 1886 г. произвел глубокий анализ движения вязкой жидкости в канале, образованном двумя криволинейными (в общем случае) поверхностями, находящимися в относительном движении, справедливо считая, что шип может поддерживать нагрузку

только при эксцентричном его положении. Свое приближенное уравнение гидродинамической теории смазки О. Рейнольдс получил на основе гипотезы Стокса утверждающей, что компоненты тензора напряжений являются линейными функциями компонентов скоростей деформаций:



Фиг. 1. Схема поверхностных сил, действующих на элементарный параллелепипед в реальном потоке

$$p_{xx} = p + \frac{2}{3} \mu \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) - 2 \mu \frac{\partial u}{\partial x}; \quad \tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu \left( \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right);$$

$$p_{yy} = p + \frac{2}{3} \mu \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) - 2 \mu \frac{\partial v}{\partial y}; \quad \tau_{zx} = \tau_{xz} = \mu \left( \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right); \quad (4)$$

$$p_{zz} = p + \frac{2}{3} \mu \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) - 2 \mu \frac{\partial w}{\partial z}; \quad \tau_{zy} = \tau_{yz} = \mu \left( \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right).$$

Подставляя эти выражения в уравнения движения реальной жидкости:

$$\begin{aligned}\rho \frac{du}{dt} &= \rho X - \frac{\partial p_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z}; \\ \rho \frac{dv}{dt} &= \rho Y + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} - \frac{\partial p_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z}; \\ \rho \frac{dw}{dt} &= \rho Z + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} - \frac{\partial p_{zz}}{\partial z}.\end{aligned}\quad (5)$$

О. Рейнольдс пришел к уравнениям Навье-Стокса:

$$\begin{aligned}\rho \frac{du}{dt} + \frac{\partial p}{\partial x} - \rho X &= \mu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) + \frac{1}{3} \mu \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right); \\ \rho \frac{dv}{dt} + \frac{\partial p}{\partial y} - \rho Y &= \mu \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) + \frac{1}{3} \mu \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right); \\ \rho \frac{dw}{dt} + \frac{\partial p}{\partial z} - \rho Z &= \mu \left( \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) + \frac{1}{3} \mu \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right).\end{aligned}\quad (6)$$

Этим трем скалярным уравнениям соответствует одно векторное:

$$\rho \frac{d\bar{U}}{dt} + \text{grad } \bar{p} - \rho \bar{Q} = \mu \Delta \bar{U} + \frac{1}{3} \mu \nabla (\nabla \bar{U}); \quad (7)$$

Для случая капельной жидкости уравнение неразрывности имеет вид:

$$\text{div } \bar{U} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (8)$$

Пренебрегая членами зависящими от объемных сил и сил инерции Рейнольдс получил из (6) исходную систему уравнений: [37].

$$\begin{aligned}\frac{\partial p}{\partial x} &= \mu \Delta u, \\ \frac{\partial p}{\partial y} &= \mu \Delta v, \\ \frac{\partial p}{\partial z} &= \mu \Delta w.\end{aligned}\quad (9)$$

Считая, что в практических случаях смазки, толщина слоя жидкости между приблизительно параллельными поверхностями несравненно меньше их радиусов кривизны, О. Рейнольдс в дальнейшем пренебрегает кривизной поверхности (принимая

координатные оси как показано на фиг. 2). Кроме того пренебрегая скоростью  $v$  по сравнению со скоростями  $u$  и  $w$  и учитывая переменность скоростей  $u$  и  $w$  только в направлении  $y$  он получил следующую окончательную систему дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned}\frac{\partial p}{\partial x} &= \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \\ \frac{\partial p}{\partial y} &= 0. \\ \frac{\partial p}{\partial z} &= \mu \cdot \frac{\partial^2 w}{\partial y^2}.\end{aligned}\tag{10}$$

Соответственно, упрощаются и выражения для касательных напряжений:

$$\begin{aligned}\tau_{xy} &= \mu \frac{\partial u}{\partial y} \\ \tau_{zx} &= 0. \\ \tau_{zy} &= \mu \frac{\partial w}{\partial y}.\end{aligned}\tag{11}$$

Из второго уравнения системы (10) следует, что давление не зависит от координаты  $y$ , следовательно, первое и третье уравнение этой системы можно интегрировать непосредственно:

$$\begin{aligned}u &= \frac{1}{2\mu} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} y^2 + yC_1 + C_2, \\ w &= \frac{1}{2\mu} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} y^2 + yC'_1 + C'_2.\end{aligned}\tag{12}$$

В отличие от Н. П. Петрова, считая невозможным скольжение жидкости по металлу, О. Рейнольдс при выборе граничных условий, принимал скорость жидкости на смазанных поверхностях равной скорости самих поверхностей; правильность этого положения теперь общепризнана и нарушается лишь для консистентных смазок и дисперсных систем. При граничных условиях

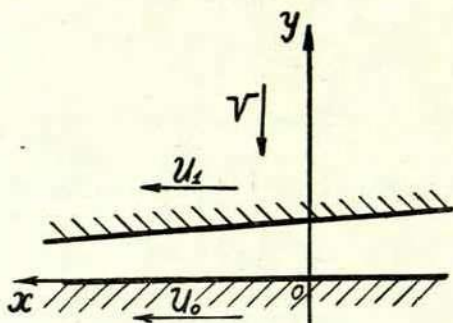
$$\begin{aligned}u &= U_0, & v &= 0, & w &= 0, \text{ при } y=0. \\ u &= U_1, & v &= V + U_1 \frac{dh^1}{dx}, & w &= 0, \text{ при } y=h.\end{aligned}$$

$p = p_0$  на кривой  $f(x, z) = 0$  ограничивающей поверхности и зависит от внешних условий.

<sup>1</sup> В сборнике [4] допущена опечатка:  $v = U_1 + U_1 \frac{dh}{dx}$ .

Определив постоянные  $C_1, C_2, C'_1, C'_2$  получаем:

$$\begin{aligned} u &= \frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial x} (y-h)y + U_0 \frac{h-y}{h} + U_1 \frac{y}{h} \\ w &= \frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial z} (y-h)y. \end{aligned} \quad (13)$$



Фиг. 2. Примерная схема действия смазки: Растеканию увлекаемой жидкости в сужающемся зазоре препятствуют силы вязкости, которые преодолеваются повышением давления внутри слоя, передающимся на ограничивающие его твердые тела. Таким образом доминирующим фактором смазочного действия является вязкость.

Дифференцированием  $u$  и  $w$  по  $x$  и  $z$ , подстановкой результата в уравнение неразрывности и интегрированием в пределах от 0 до  $h$  получается уравнение Рейнольдса:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( h^3 \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( h^3 \frac{\partial p}{\partial z} \right) = 6\mu \left[ (U_0 + 3U_1) \frac{dh}{dx} + 2V \right], \quad (14)$$

которое для случая подшипника упрощается ( $U_1=0$  и скорость сближения поверхностей  $V=0$ ) и обычно записывается в виде:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( h^3 \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( h^3 \frac{\partial p}{\partial z} \right) = 6\mu U_0 \frac{dh}{dx}. \quad (15)$$

Для сил трения будет:

$$\begin{aligned} \tau_{xy} &= \frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial x} (2y-h) + \frac{\mu}{h} (U_1 - U_0), \\ \tau_{yz} &= \frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial z} (2y-h). \end{aligned} \quad (16)$$

На поверхности шипа ( $y=0$ , знак «-») и подшипника ( $y=h$ , знак «+») они принимают значения:

$$\begin{aligned} q_x &= \frac{\mu}{h} (U_1 - U_0) \mp \frac{h}{2} \frac{\partial p}{\partial x} \\ q_z &= \mp \frac{h}{2} \frac{\partial p}{\partial z} \end{aligned} \quad (17)$$

Для случая плоского течения, толщина слоя в месте максимального давления обозначена  $h_0$ . Тогда интегрируя (15) в пределах от 0 до  $h$  и определяя постоянную из условия  $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$  при  $h=h_0$  Рейнольдс получил:

$$\frac{dp}{dx} = 6\mu U_0 \frac{h-h_0}{h^3} \quad (18)$$

Сила трения, с учетом (18):

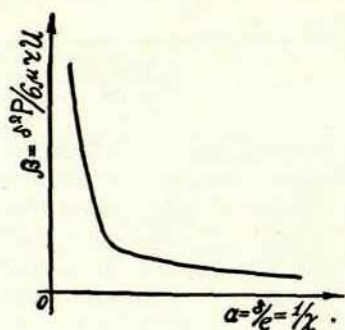
$$q = -\mu \cdot U_0 \frac{4h - 3h_0}{h^2} \quad (19)$$

Для дальнейшего интегрирования необходимо установить зависимость  $h$  от  $x$  и  $z$  и функцию, определяющую границы смазочного слоя. Точное решение дифференциального уравнения (15) в частных производных с переменными коэффициентами О. Рейнольдс получил только для двух частных случаев движения смазки между плоскими поверхностями. Для наиболее важного практического случая, трения шипа в подшипнике, где выражение  $h$  через относительный эксцентриситет и угол поворота привело к очень сложным зависимостям, было предложено приближенное решение с разложением функций угла поворота в ряды синуса и косинуса кратных дуг. Таким путем были впервые получены кривые распределения давления по окружности шипа, отражающие влияние эксцентриситетности его положения в подшипнике, а также грузоподъемность и коэффициент трения подшипника. В дальнейшем, Н. П. Петров исправил некоторые ошибки в вычислениях Рейнольдса, указал пределы применимости его теории, однако главный ее недостаток — крайняя сложность и трудность вычислений — препятствовали ее практическому применению.

Эти трудности были успешно преодолены А. Зоммерфельдом (1904 г.), предложившим приближенные формулы для расчета полного и половинного подшипника при изменении эксцентриситета от нуля до  $(R-r)^1$ . Формулы были получены более

<sup>1</sup> Теория Рейнольдса была применима при относительных эксцентриситетах не более 0,6.

простым путем без разложения в ряды, непосредственным и, частично, численным интегрированием. Упростив теоретическую зависимость между моментом сил трения, нагрузкой и скоростью вращения шипа, А. Зоммерфельд показал, что пропорциональность момента сил трения нагрузке или скорости соответствует двум предельным случаям трения в подшипнике, причем, первый случай соответствует бесконечно малой, а второй — бесконечно большой скорости вращения шипа. Анализ А. Зоммерфельда выявил также применимость формулы Н. П. Петрова, как соответствующей второму предельному случаю — центральному положению шипа в подшипнике. Он впервые представил графически зависимость безразмерной характеристики нагрузочной способности подшипника от относительного эксцентриситета (см. фиг. 3).



Фиг. 3.

Если  $\alpha \rightarrow 1$  то  $e = \delta$ ,  $\beta = \infty$ ,  $P = \infty$  или  $U = 0$ .

Если  $\alpha = \infty$  то  $e = 0$ ,  $\beta = 0$ ,  $P = 0$  или  $U = \infty$ .

Полученное А. Зоммерфельдом уравнение момента сил трения в первом предельном случае соответствует по форме закону сухого трения:

$$M = \delta P = f_0 \cdot r \cdot P.$$

где  $f_0 = \frac{\delta}{r}$  назван коэффициентом трения покоя.

Во втором случае уравнение момента сил трения соответствует жидкостному режиму (формула Н. П. Петрова).

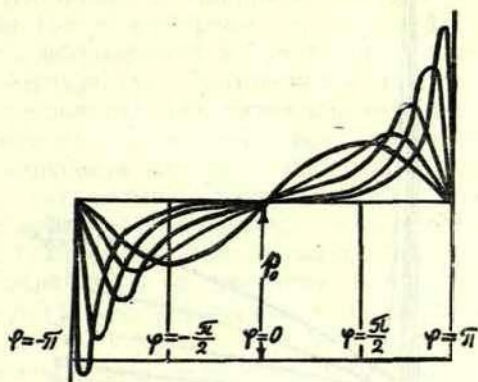
$$M = \frac{\mu U 2\pi r^3}{\delta}.$$

Особенно ценным было введение метода подобия, применение в анализе безразмерного числа: <sup>1</sup>

$$Z = \delta^2 P / 2\pi r^2 \mu U. \quad (20)$$

как характеристики трения, в которое физические величины входят в виде комплекса. Из (20) следует важный практический вывод — при трении со смазкой существенно отношение нагрузки и скорости, а не просто их величина.

Кривые распределения гидродинамического давления по окружности цапфы, полученные А. Зоммерфельдом, верно отразили тенденцию концентрации гидродинамических давлений возле максимума эпюры давления с увеличением нагрузки и уменьшением скорости (фиг. 4).



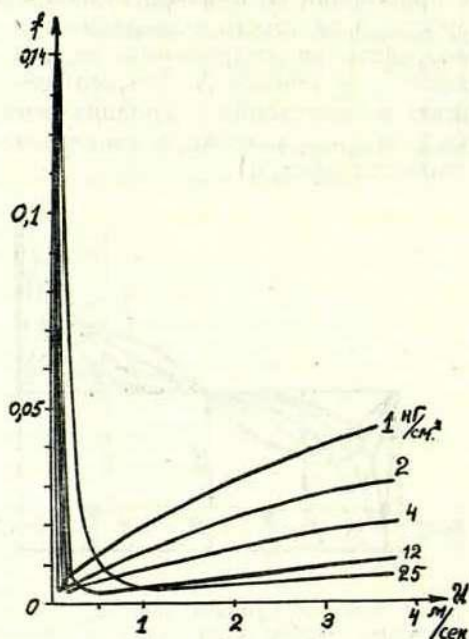
Фиг. 4. Кривые гидродинамического давления вокруг цапфы, построенные на развернутой ее окружности.

Благодаря неправильному допущению, что смазка полностью заполняет зазор между шейкой и вкладышем, А. Зоммерфельд заключил, что в смазочном слое должны быть отрицательные давления равные по величине положительным (известно, что масло не выдерживает отрицательных давлений, вскипая уже при 0,5 ата) — это привело к выбору неверных граничных условий, что, естественно, отразилось на определении грузоподъемности и коэффициента трения подшипника. В итоге, данные Зоммерфельда не сходятся с экспериментальными и с результатами расчетов по другим методикам (например, по Шибелю), особенно при больших эксцентриситетах. Аналогия

<sup>1</sup> В настоящее время, числом Зоммерфельда называют также  $\frac{1}{z}$ .



его кривых зависимости коэффициента трения от нагрузки и скорости с экспериментальными кривыми Штрибека<sup>1</sup>, объясняется переходом к полужидкостному трению, тем более, что в наклоне кривых, в величине и соотношении коэффициентов трения покоя и минимального — расхождения значительные. Наконец, введя в рассмотрение функцию тока, А. Зоммерфельд



Фиг. 5. Экспериментальные кривые Штрибека для коэффициента трения в функции скорости, при ряде нагрузок. (1, 2, 4, 12 и 25 кг/см<sup>2</sup>).

получил более точное уравнение гидродинамической теории смазки для подшипника бесконечной длины чем уравнение Рейнольдса. Обозначив левую и правую часть уравнения неразрывности для плоского потока  $\frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{\partial v}{\partial y}$ , через  $\frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y}$  получено  $u = \frac{\partial V}{\partial y}$ ,  $v = -\frac{\partial V}{\partial x}$  и подставляя в известные уже уравнения (9) А. Зоммерфельд получил:  $\Delta \Delta V = 0$ .<sup>1)</sup> (21)

<sup>1</sup> См. фиг. (5).

<sup>2</sup> Это уравнение в отличие от уравнения Рейнольдса учитывает криволинейность масляного слоя в подшипнике.

Отметив большую сложность решения уравнения (21) А. Зоммерфельд ограничился приближенным решением.

Точное решение задачи о ламинарном движении вязкой жидкости между эксцентричными цилиндрическими поверхностями бесконечной длины блестяще выполнили в том же 1904 г. знаменитые русские механики Н. Е. Жуковский и С. А. Чаплыгин. Эта задача, как указывал еще А. Зоммерфельд на примере упругой аналогии гидродинамической проблемы (уравнение (21) выражает также условия равновесия плоской упругой эксцентрично-кольцеобразной пластинки) выходит за пределы гидродинамической теории смазки. Трудность решения<sup>2</sup> — интегрирование бигармонического уравнения от двух переменных — была значительно облегчена введением биполярных координат, где окружности шейки и вкладыша совпадают с координатными линиями. Полученное решение, при малых относительных зазорах (что и наблюдается в практике), превращается в решение А. Зоммерфельда, подтверждая тем самым правильность приближенной гидродинамической теории смазки. Это решение особенно полезно в случае больших относительных зазоров и при наружном касании цилиндров. В случае обычных подшипников скольжения представляется затруднительным [16] (стр. 220) введение необходимых граничных условий в уравнения гидродинамической теории смазки, написанные в биполярных координатах. В то же время, погрешности от неправильных граничных условий гораздо больше уточнения данного точным уравнением гидродинамической теории смазки. Этой работой, можно считать, было завершено создание гидродинамической теории смазки для подшипника бесконечной протяженности; задача впервые поставленная в России здесь же нашла свое полное и точное решение. В этой работе также предполагалась полная смазка, однако это не умаляет ее общетеоретического значения; кроме того в 1944 г. М. В. Коровчинским [20] выполнено решение плоской задачи гидродинамической теории смазки, справедливое при любом охвате шейки маслом, из которого решение Жуковского—Чаплыгина получается как частный случай.

В 1934 г. Н. И. Мерцалов несколько расширил решение Жуковского—Чаплыгина, придав их функции тока более общий вид, уже не с четырьмя, а с шестью коэффициентами, удовлетворяющими пяти граничным условиям. При этом, были согласованы теоретические и опытные диаграммы распределения гидродинамического давления в подшипнике. Математиче-

<sup>1</sup> Известно, что Н. Е. Жуковский занимался решением такой задачи с 1884 г.

ские погрешности решения Н. И. Мерцалова отмечались, например в работе [43].

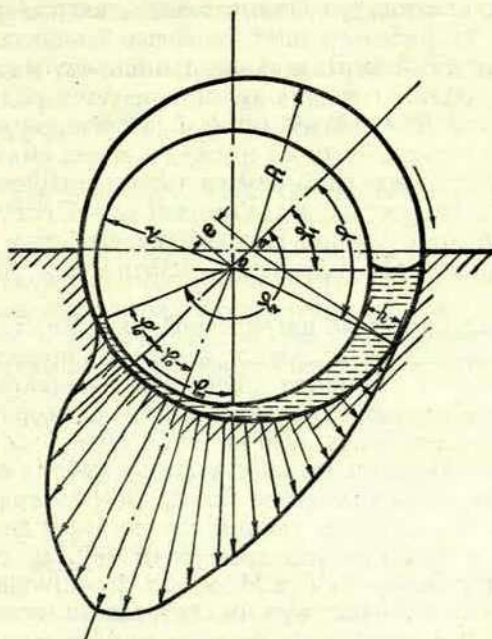
Вообще, Н. Е. Жуковский и С. А. Чаплыгин положили начало определенному направлению в дальнейших исследованиях, представители которого исходили из точного уравнения гидродинамической теории смазки и пользовались биполярной системой координат (Н. И. Мерцалов, Е. М. Гутьяр, Н. А. Трубицын, М. В. Коровчинский и другие). Однако, точные решения по этой методике не распространены на подшипник конечной длины, т. е. относятся к двумерной (плоской) задаче гидродинамической теории смазки. Для практически более важной теории подшипника конечной длины точного решения нет даже для частного случая. Точное решение трехразмерной задачи А. Мичелем относится лишь к некоторым видам плоских поверхностей. В этой области более плодотворным оказалось второе направление, исходящее от О. Рейнольдса и А. Зоммерфельда, представители которого исходили из приближенных уравнений гидродинамической теории смазки, пользуясь полярными и прямоугольными координатами (Л. Гюмбель, Е. Фальц, А. Шибель, А. Стодола, М. И. Яновский, Д. С. Коднир, Р. Бауэр и другие).

Таким образом, существующие методы гидродинамического расчета подшипников отличаются, прежде всего, точным или приближенным видом основного уравнения и системой координат (соответственно двум вышеуказанным направлениям) а также методом интегрирования, выбором граничных условий, учетом большего или меньшего числа факторов, определяющих работу подшипника. Учитывая, что достаточно подробный анализ каждой из методик имеется в целом ряде работ [16], [19], [49] представляется целесообразным рассмотреть основные качественные связи характеризующие работу подшипника, выбор граничных условий и переход от подшипника бесконечной длины к реальному конечному подшипнику в современных методиках расчета.

## § 2. Основные расчетные величины и соотношения.

Выработанные в различных методиках и в конструкторской практике расчетные зависимости и коэффициенты могут быть обоснованы в настоящее время с точки зрения теории подобия. Как известно, работоспособность подшипника определяется, прежде всего, нагрузочной способностью масляного слоя, представляющей собой равнодействующую сил давления, приложенных к шейке со стороны смазочного слоя и уравновешивающей внешнюю нагрузку. Определение нагрузочной способности —

центральное место расчета. Второй основной расчетной величиной является момент трения (т. е. сумма моментов сил вязкости, приложенных к шипу со стороны смазочного слоя) или условный коэффициент трения, равный отношению момента трения на шипе или подшипнике к произведению нагрузочной способности на радиус шипа:  $f = \frac{M}{Pr}$ .



Фиг. 6. Положение цапфы во вкладыше.

$R$  — радиус вкладыша,  $r$  — радиус цапфы,  $e$  — эксцентриситет,  $\varphi_1$  — угол соответствующий началу области трения,  $\varphi_2$  — угол соответствующий обрыву смазочного слоя,  $\varphi_0$ ,  $\varphi'_0$  — углы соответствующие сечениям, где  $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$ .  $\varphi_m$  — угол наклона линии центров к горизонтали (соответствующий минимальному сечению слоя).  $h$  — толщина смазочного слоя в произвольном сечении,  $\delta = R - r$  — радиальный зазор,  $\psi = \frac{R - r}{r}$  — относительный зазор,  $\chi = e/\delta$  — относительный эксцентриситет.

Обе эти характеристики зависят от конструкции, материала и технологии изготовления подшипника, свойств масла, режима работы и т. д. Предмет исследования и составляет отыскание функциональной зависимости  $P$  и  $M$  от всех перечисленных

факторов, представляющей собой определенную физическую закономерность. На основании опытных данных эта зависимость упрощается путем отбора первостепенных факторов (так как точное определение ее не диктуется ни познавательной ни практической необходимостью. Первостепенными по условиям работы являются следующие факторы: 1) геометрия области, 2) скоростной режим, 3) вязкость. Сжимаемость масла, деформации стенок, влияние граничных пленок, капиллярных сил — исключаются из рассмотрения; тепловые процессы, в данном случае, важны в той мере, в какой они влияют на вязкость.

Геометрия области трения характеризуется радиусами подшипника и шипа  $R, r$ , длиной шипа  $L$ , величиной эксцентриситета  $e$ , углами определяющими начало и конец смазочного слоя  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  (фиг. 6). Скоростной режим характеризуется окружной  $U$  и угловой  $\omega$  скоростью, а также скоростью поступательного движения в общем случае. Важнейшие свойства масла: вязкость при нормальных условиях  $\mu_0$ , плотность  $\rho$ , пьезокоэффициент  $\alpha$ .

Функциональная связь нагрузочной способности  $P$ , момента трения  $M$  и вышеперечисленных факторов, представленная в безразмерном виде, является физическим законом не зависящим от выбора единиц измерения. Согласно теории размерностей, при  $k$  независимых единиц измерения, связь между  $n$  размерными величинами, не зависящая от выбора системы единиц измерения, представляется  $(n-k)$  безразмерными комбинациями этих  $n$  величин. В данном случае будет девять размерных величин и три единицы измерения (кГ, м, сек.); к ним присоединяются величины  $P$  и  $M$ , общая функциональная связь представится как связь восьми безразмерных параметров. Включив  $P$  и  $M$  в какой либо безразмерный параметр, последний представляют как функцию семи безразмерных величин<sup>1</sup>. Несущую способность удобно ввести в критерий Эйлера получаемый при рассмотрении гидродинамически подобных потоков как отношение сил давления к силам инерции<sup>2</sup>.

$$Eu = \frac{\Delta p}{\rho U^2}.$$

При малой толщине слоя физические явления будут автомодельны, т. е. при соблюдении геометрического подобия, вынужденные движения, совершаемые физически подобными жидкостями, будут также подобны. Равенство чисел Эйлера обеспечивает в таких потоках подобие сил давления. В критерий

<sup>1</sup> [19] стр. 13.

<sup>2</sup> [31] стр. 114.

Эйлера вводится и момент сил трения. Тогда эти критерии будут зависеть от величин, определяющих геометрию области, границы смазочного слоя, физические свойства жидкости (числа Рейнольдса, выражающего подобие сил трения  $Re = \frac{U \varrho \rho}{\mu}$  и получаемого как отношение силы инерции и силы внутреннего трения, а также величины  $\frac{\alpha \mu_0 U}{\delta}$  — последняя появляется если учитывать зависимость вязкости смазки от давления).

Размерные функциональные связи выглядят так:

$$\frac{P}{\rho U^2 L r} = \Phi_1' \left( \psi, \chi, \frac{L}{d}, \varphi_1, \varphi_2, Re, \frac{\alpha \mu_0 U}{\delta} \right);$$

$$\frac{M}{\rho U^2 L r^2} = \Phi_2' \left( \psi, \chi, \frac{L}{d}, \varphi_1, \varphi_2, Re, \frac{\alpha \mu_0 U}{\delta} \right).$$

При малой толщине слоя режим движения будет чисто вязкостным, произведение двух инвариант (представляющее отношение сил давления и сил внутреннего трения ( $Eu \cdot Re = idem$ ), при этом, как и следовало ожидать, исключается плотность жидкости  $\rho$  (движение вынужденное, подъемная сила  $= 0$  при  $f = const$ ).

Рассматриваемые функциональные связи принимают вид:

$$\frac{P \psi}{\mu U L} = \Phi_1 \left( \psi, \chi, \frac{L}{d}, \varphi_1, \varphi_2, \frac{\alpha \mu_0 U}{\delta} \right).$$

$$\frac{M \psi}{\mu U L r} = \Phi_2 \left( \psi, \chi, \frac{L}{d}, \varphi_1, \varphi_2, \frac{\alpha \mu_0 U}{\delta} \right).$$

Для расчета целесообразно принять безразмерные величины:

$$\zeta_1 = \frac{P \psi^2}{\mu U L}, \quad \zeta_2 = \frac{M \psi}{\mu U L r}. \quad (22)$$

называемые коэффициентами нагрузки и сопротивления вращению, которые являются основными расчетными характеристиками смазочного слоя.  $\zeta_2 / \zeta_1$  представляет собой отношение сил сопротивления к нагрузке, называемый условным коэффициентом трения:

$$\frac{f}{\psi} = \frac{\zeta_2}{\zeta_1}. \quad (23)$$

Величина  $\frac{f}{\psi}$  также является коэффициентом подобия; из формул различных расчетных методик видно, что она определяет величину  $\chi$  или  $h$  слоя в подшипнике. Определение ука-

занных величин — центральная задача любой методики расчета подшипников скольжения. Как уже отмечалось, для теории подшипника конечной длины большую роль сыграло направление, исходящее из приближенных уравнений гидродинамической теории смазки, развитием которого явились работы К. Гуммеля, А. Стодола и, наконец, расчетная методика М. И. Яновского до недавнего времени считавшаяся непревзойденной.

Общим в методиках К. Гуммеля, А. Стодола, М. И. Яновского является то, что все они исходят из уравнения О. Рейнольдса для двухразмерного течения смазки:

$$\frac{dp}{dx} = 6\mu U \frac{h-h_0}{h^3}$$

и, определяя толщину слоя как функцию относительного эксцентриситета  $\chi$  и угла поворота шипа:  $h = \delta (1 - \chi \cos \varphi)$  приходят к решению:

$$p = \frac{6\mu U r}{\delta^2} \left[ \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \frac{d\varphi}{(1 + \chi \cos \varphi)^2} (1 + \chi \cos \varphi_0) \int_{\varphi^1}^{\varphi^2} \frac{d\varphi}{(1 + \chi \cos \varphi)^3} \right] = \\ = \frac{6\mu U}{\delta^2 r} [F_1(h)F_0 - F_2(h)]. \quad (24)$$

Отличием методики М. И. Яновского является определение интегралов  $F_1(h)$  и  $F_2(h)$  не графическим, а численным интегрированием (методом трапеций), причем М. И. Яновский оперирует не абсолютной, а относительной толщиной масляного слоя:

$$\xi = \frac{h}{\delta} = \frac{1}{2} [\chi \cos (\beta + \varphi) + 1], \quad (25)$$

где  $\beta$  — угол наклона линии центров к горизонтали,  
 $\varphi$  — произвольный угол.

Неизвестная заранее зависимость значений  $\chi$  и угла положения минимального сечения  $\varphi_0$  определяется предварительно подбором угла  $\beta$ ; при правильном выборе которого горизонтальная составляющая давления масла на шейку будет  $=0$  (в силу равновесия шипа под вертикальной нагрузкой, пренебрегая незначительной силой трения). Это условие достигается последовательными приближениями. Определяя грузоподъемность подшипника на основании формул (24) (25) М. И. Янов-

ский получает окончательно выражение коэффициента нагрузки:

$$\frac{P\psi^2}{\mu UL} = \frac{3}{2} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} F(\xi) \sin\varphi d\varphi = \frac{3}{2} F_v(\xi).$$

$F(\xi)$  есть выражение стоящее в квадратных скобках уравнения (24). Аналогично получается коэффициент сопротивления шипа вращению:

$$\frac{S\psi}{\mu UL} = \frac{M\psi}{\mu ULr} = \frac{1}{2} Z(\xi).$$

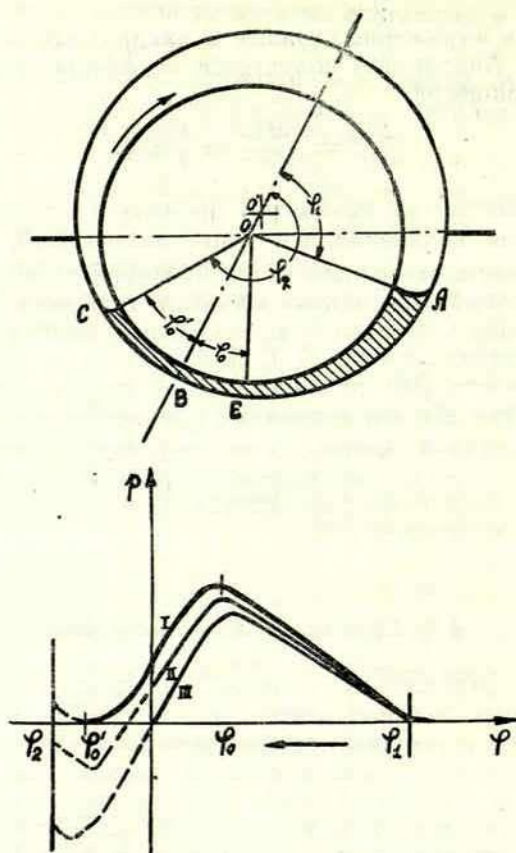
Эти зависимости уже позволяют производить расчет подшипников, обычно, начинающийся с вычисления  $\xi_1$ ,  $\chi$ ,  $h$  и т. д.

Громоздкость численного интегрирования отрицательно сказалась на точности расчетных таблиц и графиков М. И. Яновского, особенно в области больших эксцентриситетов. Этот недостаток проанализирован Д. С. Кодниром в предложенной им методике расчета [16], отличие которой сводится, в основном, к особенностям выбора граничных условий и перехода к подшипнику конечной длины (учета торцевого истечения). На последних вопросах, занимающих значительное место в современных исследованиях по гидродинамической теории смазки, следует остановиться особо.

### § 3. Границы смазочного слоя.

При интегрировании уравнения Рейнольдса (15) возникают две постоянные, которые именно и дают вполне определенное решение. Определяющими их граничными условиями являются положения начала и конца области трения, где избыточное давление в смазке = 0. Начало области трения определяется конструкцией — местом подвода смазки; да и вообще, этот вопрос менее актуален, поскольку в этой области функция давления  $p(\varphi)$  изменяется медленно. Гораздо сложнее и ответственнее выбор второй постоянной. О. Рейнольдс считал, что линия действия нагрузки делит пополам дугу области трения. А. Зоммерфельд, предполагая полную смазку, допускал для половинных подшипников обрыв смазочной пленки на кромке вкладыша, т. е. не самопроизвольный обрыв; что и привело к искажению величины грузоподъемности и коэффициента трения. Е. М. Гутьяр определял положение обрыва, принимая, как и Н. И. Мерцалов, траекторию центра цапфы за полуокруж-

ность (по Гюмбелю). Однако, как справедливо указывал П. И. Орлов [43], это уточненное пятое граничное условие является по сути скрытым введением условия  $p=0$  в месте минимального зазора. Дело в том, что Гюмбель, учитывая лишь положительную часть кривых А. Зоммерфельда и интегрируя



Фиг. 7. Семейство интегральных кривых распределения давления по окружности вкладыша:

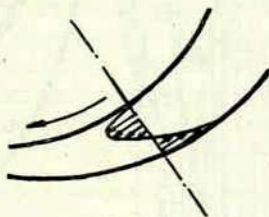
кривая I — при обрыве слоя в точке  
 $(p=0, \frac{\partial p}{\partial x} = 0)$ ,

кривая II — при обрыве слоя на кромке подшипника,

кривая III — при обрыве слоя в минимальном зазоре.

в пределах от максимальной до минимальной толщины пленки, именно отсюда получил траекторию центра шипа близкую к полуокружности. Стодола и М. И. Яновский принимали обрыв пленки в месте минимального зазора — это не соответствует физическому смыслу и не подтверждается опытом, однако, эти авторы считают возможным пренебречь, ради упрощения математических выкладок, незначительной частью грузоподъемности, ссылаясь на резко падающий характер кривой давления после  $h_{\min}$ .

Вопрос этот все еще является дискуссионным, благодаря разнообразию условий образования масляного слоя. В сужающейся части слоя (фиг. 7) течение происходит с возрастающей скоростью и является устойчивым, так что до  $h_{\min}$  обрыва не будет. Протяженность этого участка зависит от количества жидкости, подаваемой в зазор при определенном положении шипа и заданных величинах  $\psi$  и  $\frac{L}{d}$ . С уменьшением  $L$  и  $\psi$ , с увеличением  $\psi$  участок  $AB$  сокращается за счет торцевого истечения, для компенсации которого лучше уменьшать  $\psi$ , (тем



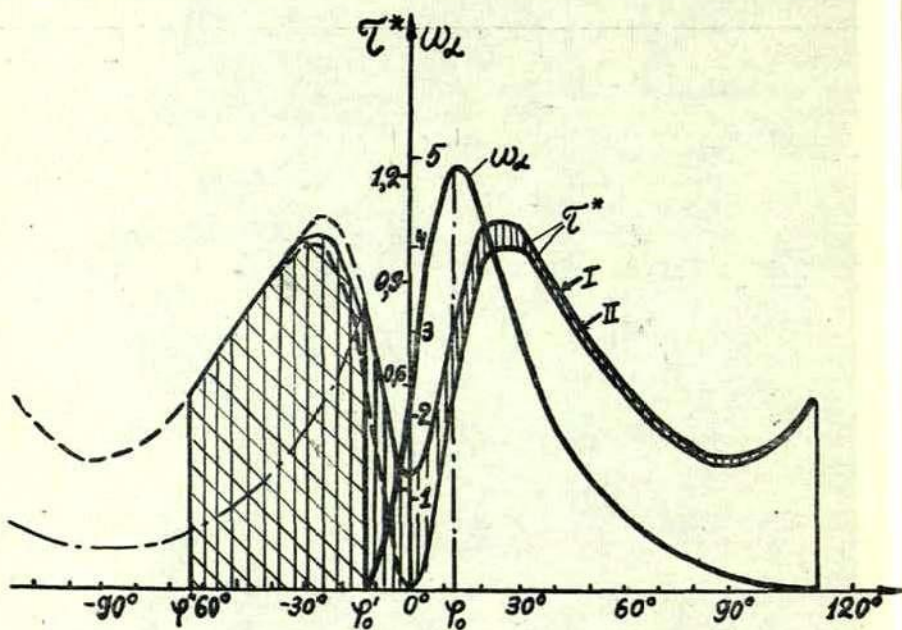
Фиг. 8.

более что у коротких подшипников влияние деформаций и технологических погрешностей меньше), чем увеличивать подачу масла, ибо последнее, в свою очередь, увеличивает торцевое истечение и область противотока в сужающейся части зазора (фиг. 8).

Давление подачи масла в подшипник гораздо меньше давления развиваемого в масляном слое; следовательно, появление области повышенного давления возможно только за маслоподводящим отверстием или канавкой расположенной в сужающейся части зазора. Отсюда и происходит конструкторская тенденция подвода смазки в ненагруженную часть подшипника и запрещение устройства смазочных канавок на рабочем вкладыше. В итоге, можно считать, что в подшипниках полностью охватывающих шип с постоянным по окружности зазором смазочный слой начинается в месте максимального зазора. Для половинных подшипников, начало слоя — на кромке нагружен-

ной половины подшипника или точнее, над углом  $90^\circ$  к линии действия нагрузки (уточнение незначительно, вследствие медленного роста давления в начале области трения).

Нарушение устойчивости течения в расширяющейся (диффузорной) части зазора происходит тем ближе к  $h_{\min}$  чем больше угол диффузорности, (следовательно, с увеличением  $\chi$  и  $\psi$  участок  $BC$  сокращается) и чем больше число Рейнольдса; последнее объясняет сокращение участка  $BC$  с уменьшением



Фиг. 9. Кривые распределения сил трения  $\tau^*$  и давления  $\omega_\alpha$  в подшипнике бесконечной длины (при  $\chi=0,9$ ). Площади описываемые кривым местных удельных сил трения  $\tau^*$ , пропорциональны суммарной силе трения: кривая I — при обрыве слоя в точке ( $p=0, \frac{\partial p}{\partial \varphi}=0$ ), кривая II — при обрыве слоя в минимальном сечении,  $\varphi_0$  — соответствует  $p_{\max}$ ,  $\varphi''$  — соответствует кромке подшипника.

вязкости, относительного эксцентриситета и с увеличением расхода масла через зазор. Математически координаты обрыва не определены и не обоснованы. Существующие гипотезы можно свести к трем основным: 1) Обрыв происходит в месте минимального зазора (Л. Гюмбель, А. Стодола, М. И. Яновский). Пренебрежение участком  $BC$  эпюры давлений, хотя и

идет в запас надежности расчета, не отвечает истинной картине явлений и может быть оправдано только при центробежной нагрузке и при наличии канавок на рабочем вкладыше. 2) Обрыв — в месте нулевого давления, определяемого по эпюре давлений при заданных:  $\chi$ , угле охвата подшипника и координате начала смазочного слоя. У подшипника частично охватывающего шип, начало и конец слоя получаются на кромках вкладыша. (А. Зоммерфельд и большинство американских исследователей). Кроме возможности получения отрицательных давлений по этой гипотезе получается, что при данном  $\chi$ , с увеличением угла охвата, т. е. перемещением кромки вкладыша влево, область  $BC$  (фиг. 7) увеличивается. Это явно не соответствует действительности. 3) Обрыв происходит после  $h_{\min}$  в точке минимального давления, где, следовательно, не только  $p=0$  но и  $\frac{\partial p}{\partial \varphi}=0$  (Г. Фогельполь, А. Шибель, Куцаев, Д. С. Коднир). Следствием ее является симметричность места обрыва и максимального давления относительно линии центров и то, что величина давления в  $h_{\min}^m$  равна половине  $p_{\max}$ . Равенство нулю градиента давления в месте обрыва оправдывается и с точки зрения устойчивого равновесия масляного слоя в месте обрыва. Эта гипотеза наиболее приемлема, ибо она лишена противоречивых и необоснованных предположений относительно области отрицательных давлений, не зависит от угла охвата шейки вкладышем, но и она не безупречна. Опытные данные указывают на несимметричность экстремальных точек ( $\frac{\partial p}{\partial \varphi}=0$ )

эпюры давления относительно  $h_{\min}$ , на неустойчивость течения в диффузорной области, чему способствует выделение воздуха и паров масла и т. д. Положение границ смазочного слоя предполагается не зависящим от расхода масла, что особенно несправедливо в отношении начала слоя.

Все эти неточности усугубляются тем, что определяемые третьей гипотезой границы слоя бесконечно длинного подшипника переносятся и на подшипник конечной длины. Влияние выбора граничных условий на определение сил трения наглядно видно на диаграмме, приведенной в работе Д. С. Коднира (фиг. 9). [17].

#### § 4. Влияние торцевого истечения смазки на грузоподъемность подшипника конечной длины.

Точного решения трехразмерной задачи — для подшипника конечной длины — не найдено даже для частного случая. Вместе с тем, важность учета торцевого истечения возросла в

последнее время в связи с наметившейся тенденцией уменьшения конструктивного параметра  $\frac{L}{d}$ .

Известно, что учет торцевого истечения по Л. Гюмбелю и Е. Фальцу в виде эмпирического коэффициента:

$$C = \frac{P_{\infty}}{P_k},$$

где:  $P_{\infty}$  — грузоподъемность подшипника бесконечной длины;  $P_k$  — грузоподъемность подшипника конечной длины, зависящего только от  $\frac{L}{d}$ , оказался несостоятельным. Поправочный коэффициент должен был определиться не только конструктивным  $\frac{L}{d}$ , но и режимным параметром  $\chi$ , на что впервые указал в иностранной литературе Г. Фогельполь, а у нас, гораздо раньше М. И. Яновский. В приближенных теориях М. И. Яновского, Р. Бауэра, А. Шибеля, Д. С. Коднира — составляющих базу наиболее разработанных методик расчета, заранее предполагается закон распределения давления вдоль смазочного слоя в виде квадратной параболы. У Н. И. Мерцалова, А. Стодолы, К. Гуммеля — этот закон представлен косинусоидой; были предложены также синусоидальные и другие зависимости. В работах Е. М. Гутьяра, Г. Г. Баранова, распределение давления в осевом направлении не задавалось, а определялось; но при этом, вводились еще более слабые с физической стороны допущения — полная смазка, условия центробежной нагрузки и т. д.

Недавно предложен новый метод [36] интегрирования уравнения Рейнольдса, отличающийся от существующих большей общностью, поскольку он не содержит априорных допущений относительно вида функции распределения давления в смазочном слое. Это наиболее многообещающее и имеющее наиболее здоровую основу направление, ввиду неразработанности, не может еще служить основой расчетных методик.

Расчетные методики, пока что, базируются на теории, по которой распределение давлений в смазочном слое представляется в виде произведения двух функций, каждая из которых зависит лишь от своей координаты, т. е. предполагается подобие эпюр давления по окружности для всех  $\varphi$  и  $Z$ .

$$p = A\Phi(\varphi) \cdot F(z). \quad (26)$$

Точность результатов ограничивается сразу, так как такая функция давления не удовлетворяет основному уравнению гидродинамической теории смазки и подбирается из наиболее под-

ходящих условий при приближенном удовлетворении взятым решением основного уравнения. В теории Яновского—Стодолы предполагается (фиг. 10)

$$F(z) = 1 - \left(\frac{2z}{L}\right)^2 \quad (27)$$

а функция  $\Phi(\varphi)$  определяется численно, последовательными приближениями.

К. Шибель и Д. С. Коднир полагают:

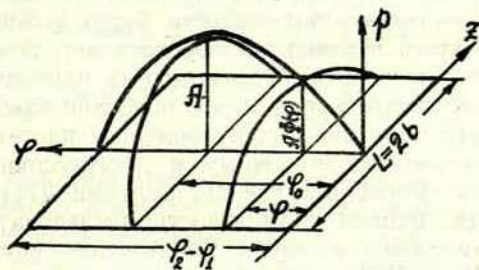
$$F(z) = 1 - \left(\frac{2z}{L}\right)^2 \quad (28)$$

$$\Phi(\varphi) = C\Phi_{\infty}(\varphi)$$

и коэффициент  $C$  определяют вариационным методом Ритца. При этом в среднем сечении функция распределения давления имеет вид

$$p = cA\Phi(\varphi) \quad (29)$$

т. е. получается из функции распределения давления в подшипнике бесконечной длины умножением всех ординат на коэффициент  $C$ .



Фиг. 10. Распределение давления смазки по поверхности подшипника.

$C$  — постоянен по окружности, но зависит от конструктивного  $\frac{L}{d}$  и режимного фактора  $\chi$  ( $\chi$  — не учитывалось К. Шибелем и привело к 10—20 кратным погрешностям в его расчетных формулах).

$$C = 1 / \frac{4}{5} \left[ 1 + d \left( \frac{d}{L} \right)^2 \right]$$

где  $a = d(\chi)$  — определяется численным интегрированием. Следовательно, кроме произвольного выбора распределения давления по оси шипа и допущения подобия эпюр давления по

скружности для всех  $\varphi$  и  $z$ , в методе Шибеля—Коднира функция  $\Phi(\varphi)$  должна еще отличаться от  $\Phi_{\infty}(\varphi)$  лишь постоянным множителем. Кроме того, показатель параболы по опытам Ньюккера ближе всего к 2,5 а не к 2, а по А. И. Петрусевичу [35] он должен быть =4. В итоге в формуле Д. С. Коднира для грузоподъемности подшипника конечной длины

$$P = 5LP_0/6 \left[ 1 + d \left( \frac{d}{L} \right)^2 \right].$$

предельный переход не сохраняется и грузоподъемность подшипника с  $L = \infty$  занижается на 16,7%. Имеются погрешности в определении потерь на трение и торцевого расхода смазки.

Есть возражения также [19] против принятого постоянства отношения составляющей грузоподъемности параллельной линии центров к составляющей ее перпендикулярной этой линии при любых  $\frac{L}{d}$ . В методике Яновского происходящее изменение траектории центра шипа с изменением  $\frac{L}{d}$  учитывается. Ссылка автора работы [17] на то, что остальные допущения (постоянства вязкости, абсолютной жесткости деталей и т. д.) вносят большую погрешность, только усугубляет положение, так как не доказано, что все эти погрешности будут компенсироваться, а не суммироваться. Однако же, простота метода и дальнейшее развитие и уточнение его обеспечили ему наибольшее распространение в настоящее время и, что особенно важно, — в форме удобной для практических инженерных расчетов.

Принципиально, более точным и прогрессивным является метод Стодолы—Яновского, где вид функции  $\Phi(\varphi)$  не задается, а определяется, однако громоздкость последовательных приближений делает его неудобным. Заслуживает внимания также работа Р. Бауэра, [50], который также предполагал параболическое распределение давления по оси шипа, а функцию  $\Phi(\varphi)$  брал в виде тригонометрического полинома:

$$\Sigma C_k \sin k a \varphi,$$

$$\text{где: } a = \frac{\pi}{\varphi_1}.$$

Коэффициент  $C_k$  определяется также методом вариационного исчисления из системы линейных уравнений, получаемых методом Галеркина. Результаты расчетов по методам Бауэра и Коднира получились очень близкими. В своей статье [50] Р. Бауэр указал лишь метод, которым он пользовался, и дал диаграмму полученных значений зависимости  $\chi$  от обратной величины коэффициента грузоподъемности для четырех зна-

чений  $\frac{L}{d}$ ; Граничные условия Бауэр принимал такие же как у М. И. Яновского, но вычисленные коэффициенты затем корректировал для учета того, что обрыв слоя, в действительности, происходит за  $h_{\min}$  при  $\varphi_2 > \pi$ , вычисленном для бесконечно длинного подшипника. При этом, несколько предположений не получили достаточной мотивировки.

### § 5. Учет изменения вязкости масла.

Преимуществом методики Коднира является распространение ее на случай вязкости, зависящей от давления. При выводе основных уравнений классической гидродинамической теории смазки, вязкость предполагалась постоянной. В настоящее время показано [20], [17], [54] что если  $\mu = \mu(p)$ , то уравнения гидродинамики для двухразмерного течения выглядят следующим образом

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial x} &= \mu \Delta u + 2 \frac{\partial \mu}{\partial x} \cdot \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial \mu}{\partial y} \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right), \\ \frac{\partial p}{\partial y} &= \mu \Delta v + 2 \frac{\partial \mu}{\partial y} \cdot \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial \mu}{\partial x} \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right). \end{aligned} \quad (30)$$

Получаются они обычным путем на основании гипотезы Стокса и закона Ньютона, с учетом зависимости вязкости от давления, а, следовательно, и от координат. Два крайних члена правой части пренебрежимо малы [54], [20] и уравнения движения приобретают прежний вид, с той разницей, что  $\mu = \mu(p)$  (возражение этому см. [35], [23]). Поэтому и окончательное уравнение гидродинамической теории смазки должно быть тождественным с прежним, где не учитывалась  $\mu = \mu(p)$ . Следовательно, давление в слое смазки определяется по обычным формулам, в которых надо принять во внимание зависимость вязкости от давления (координат).

Распространенной формой этой зависимости сейчас является:

$$\mu = \mu_0 e^{\alpha p} \quad (31)$$

где  $\alpha$  — пьезокоэффициент,  
 $\mu_0$  — вязкость при данной температуре и  $p=1$  ата.

Этот прием учета  $\mu = \mu(p)$  хорошо виден в работе Д. С. Коднира [17], где в основное уравнение

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial z} \right) = 6U \frac{dh}{dx}, \quad (32)$$

учитывающее зависимость  $\mu = \mu(p)$ , подставляется переменная по длине и по окружности шипа вязкость  $\mu = \mu_0(a)^p$ , получаем:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[ -\frac{h^3}{\ln a} \cdot \frac{\partial}{\partial x} (a^{-p}) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ -\frac{h^3}{\ln a} \cdot \frac{\partial}{\partial z} (a^{-p}) \right] = 6\mu_0 U \frac{dh}{dx}. \quad (33)$$

Если теперь обозначить выражения  $-\frac{h^3}{\ln a} \frac{\partial}{\partial x} (a^{-p})$  в квадратных скобках через  $\frac{\partial p_0}{\partial x}$  и  $\frac{\partial p_0}{\partial z}$ , где  $p_0$  — какая-нибудь неизвестная функция координат и задать ей определенные граничные условия:

$$p_0 = 0, \text{ если } p = 0 \text{ и } \frac{\partial p_0}{\partial x} = 0, \text{ если } \frac{\partial p}{\partial x} = 0,$$

$$\frac{\partial p_0}{\partial z} = 0, \text{ если } \frac{\partial p}{\partial z} = 0,$$

то, во-первых: уравнение (33) получит вид исходного уравнения, т. е. функция  $p_0$  удовлетворяет как граничным условиям, так и основному дифференциальному уравнению для давления определенного без учета  $\mu = \mu(p)$ . Следовательно,  $p_0$  — это давление, которое развивалось бы в слое при  $\mu = \mu_0 = const.$

$$\text{во-вторых: интегрируя } -\frac{1}{\ln a} \cdot \frac{\partial}{\partial x} (a^{-p}) = \frac{\partial p_0}{\partial x},$$

при заданных граничных условиях, получим зависимость:

$$p = -\frac{\ln(1 - \ln p_0)}{\ln a}. \quad (34)$$

В методике Д. С. Коднира [17] выведена формула для грузоподъемности с учетом зависимости  $\mu = \mu(p)$  и предложена удобная расчетная номограмма. Такие же зависимости получены для определения коэффициента трения с учетом  $\mu = \mu(p)$ , причем, прирост его получен  $\cong 40\%$ . Там же показано, что расход смазки, являясь функцией конструктивных и режимных параметров  $\left(\frac{L}{d}, \varphi, \chi\right)$ , непосредственно от изменения вязкости смазки не зависит ( $\ln a$  влияет только на выбор  $\chi$ ). Поле скоростей также остается тождественным, несмотря на зависимость  $\mu = \mu(p)$ , при данном  $\chi$  или  $h_{\min}$ . Т. е., рост грузоподъемности при учете  $\mu = \mu(p)$  происходит вследствие протекания одинакового количества масла большей вязкости через те же

зазоры. Для тяжело нагруженных подшипников прирост грузоподъемности благодаря учету  $\mu = \mu(p)$  может достигать 50—70%. Однако, Д. С. Коднир рекомендует этот уточненный расчет только при  $p_{\max} \geq 250 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$  в области трения, что соответствует удельным нагрузкам  $\approx 100 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$ , при малой скорости скольжения. Особенно важен этот учет в подшипниках прокатных станов — где большие нагрузки; водяных турбин — где низкие температуры, тяжело нагруженных авиационных двигателей и т. д. Следует учитывать, что в подшипниках скольжения возрастание вязкости с давлением в значительной мере компенсируется снижением как самой вязкости, так и пьезокоэффициента с ростом температуры; причем, резкий рост температуры происходит именно в зоне максимальных давлений. Расчет по средним значениям температуры и вязкости дает удовлетворительные результаты в обычном для подшипника диапазоне удельных давлений. Во всяком случае, отклонения расчетных значений от действительных будут идти только в запас надежности. Вообще, температура в слое оценивается интегрально — по тепловому балансу, т. е. предполагается, что все масло нагревается одинаково и что все тепло трения отводится маслом (иногда учитывается рассеяние тепла теплопередачей и лучеиспусканием).

$$\frac{1}{427} fPU = c\gamma Q(t_{\text{вых.}}^{\circ} - t_{\text{вх.}}^{\circ}),$$

где  $c$  — теплоемкость масла,

$\gamma$  — удельный вес масла,

$Q$  — объем масла, проходящего в единицу времени.

Нет еще приемлемой гидродинамической теории, в которой бы учитывалось изменение  $t^{\circ}$  и  $\mu$  в разных точках масляного слоя. Это объясняется трудностью совместного решения системы уравнений движения вязкой жидкости, уравнения неразрывности и закона сохранения энергии. Приближенность теплового расчета несколько смягчается компенсацией ошибок (см. [18] стр. 38).

Имеет значение и температурный уровень работы подшипника; например, в ДВС рабочая температура масла часто выше  $80^{\circ}\text{C}$ , в то же время, наиболее резкие изменения вязкости моторных масел наблюдаются в интервале  $30—70^{\circ}\text{C}$ . Поскольку температура оказывает гораздо большее влияние на вязкость чем давление, определение местного и общего температурного режима подшипника является ближайшей задачей гидродинамической теории смазки. Тем более, что температурный режим

и в практике является наиболее чутким показателем надежности работы подшипника из всего многообразия влияющих факторов.

С этим вопросом непосредственно связана наблюдающаяся противоречивость рекомендаций по выбору величины вязкости смазки. Проблема рационального конструирования подшипника сводится, в основном к тому, чтобы при минимальном зазоре обеспечить в нем максимальное значение вязкости и, следовательно, возможно большую грузоподъемность.

Однако же, с точки зрения потерь на трение и облегчения пуска двигателей, рекомендовать как общее правило употребление масел повышенной вязкости не следует, тем более, что имеются данные об улучшении теплового режима подшипников при переходе на менее вязкое масло [9]. Высоковязкие масла, обычно, очень чувствительны к температурным изменениям; при проходе через подшипники их вязкость резко уменьшается, как раз в зоне  $h_{\min}$ . Повышенный коэффициент трения при масле большей вязкости, в свою очередь, приводит к росту тепловыделения.

Отсюда следует, что грузоподъемность подшипника всегда желательней увеличивать за счет уменьшения зазора (одновременно уменьшается вибрация), чем за счет увеличения вязкости.

## § 6. Ближайшие задачи гидродинамической теории смазки подшипников скольжения.

Сущность расчета подшипника заключается в определении, прежде всего допустимого коэффициента нагрузки, при обеспечении допустимой величины  $h_{\min}$ ; последняя определяется качеством поверхности деталей, в первую очередь, шероховатостью. Для этого необходимо иметь аналитическую или (как правило) графическую связь коэффициента нагрузки и относительного эксцентриситета,  $\chi$ , определенную опытным или математическим путем. Вид этой связи, установленный экспериментально, считается более достоверным в конструкторской практике, как охватывающий все стороны явления, однако, он не позволяет исключить и посторонние явления.

По относительному эксцентриситету можно определить  $h_{\min}$  из:

$$1 - \chi = \frac{2h_{\min}}{D}, \quad (35)$$

коэффициент трения, расход масла и т. д. При необходимости учета зависимости  $\mu = \mu(\rho, t^\circ)$ , прежде всего, устанавливаются

средняя рабочая температура  $t_{\text{ср}}^{\circ}$  и соответствующая ей вязкость масла. Порядок расчета, последовательность определения различных параметров, варьирование их величиной и т. д. изложен в ряде первоисточников, например, в работах М. И. Яновского и Д. С. Коднира ([16], [17], [18], [49]).

В общем, можно сказать, что гидродинамическая теория смазки подшипников скольжения разработана достаточно полно и дает достоверные данные для инженерных расчетов, отвечающие действительным условиям работы подшипников. Конечно, это ни в какой мере не позволяет считать проблему исчерпанной, поскольку все же не имеется точной теории подшипника конечной длины — более важной для практики, расчет динамически нагруженных подшипников ведется или по максимальной статической или по средне-эффективной за цикл нагрузке, отсутствует методика расчета подшипников с учетом контактных деформаций трущихся поверхностей. Необходима теория (хотя бы в двух измерениях) учитывающая зависимость  $\mu = \mu(t^{\circ}, p)$  в различных точках масляного слоя. Учет деформаций и технологических неточностей позволит точно установить картину зазора и уточнить выбор допусков [19]. Определение сил трения в нерабочей части подшипника приблизит экспериментальные величины коэффициентов трения к теоретическим, вычисляемым в настоящее время только для нагруженной части подшипника. Необходима математически обоснованная методика расчета изнашивающихся подшипников, работающих в полужидкостном режиме. Наконец, конструктивное и технологическое развитие опор скольжения будет выдвигать все время новые теоретические проблемы.

## Глава II.

### ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ СМАЗКИ ТЯЖЕЛО НАГРУЖЕННЫХ<sup>1</sup> КРИВОЛИНЕЙНЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

Из предыдущего видно, что гидродинамическая теория смазки исторически складывалась и ориентировалась на применение к подшипникам скольжения. Ясно, что все ее допущения, упрощающие предположения и т. д., строились на основании представлений об условиях работы именно этих узлов, а правильность этих предположений и полученных на их основе выводов проверялась опытом эксплуатации разного рода опор

<sup>1</sup> Тяжело нагруженными считаются поверхности при нормальных давлениях (по Герцу) более 3000 атмосфер.

скольжения. Однако, принципиальная математическая общность задач гидродинамической теории смазки позволила распространить ее методы и на другие комбинации трущихся поверхностей (подшипники качения, фрикционные и зубчатые передачи). Особенно наталкивал на это опыт эксплуатации зубчатых передач, где, при надлежащем режиме смазки и качестве поверхности, заметного износа не наблюдалось, и, естественно было предположить, что зубья полностью разделены пленкой масла. В выступлении на I Всесоюзной конференции по трению и износу инженер П. И. Орлов, обращая внимание на клиновое действие при смазке перекатывающихся профилей, указывал, что в нем разгадка исключительно большой напряженности выдерживаемой зубьями. Резолюция Второй Всесоюзной конференции по трению и износу прямо указала на необходимость исследований по смазке зубчатых и червячных передач и уточнения вопроса о применении гидродинамической теории к случаю работы зубьев. Следует с сожалением отметить, что в отечественной литературе имеется очень мало работ по этому вопросу [46] 1939 г., [6] 1949 г., [35] 1951 г., [23] 1951 г.

### § 7. Применение гидродинамической теории смазки к расчету зубчатых зацеплений.

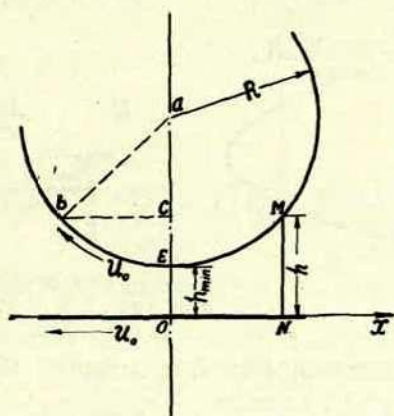
Рассматривая зарождение и развитие теории смазки криволинейных профилей при высоких удельных нагрузках и большой разности кривизн, легко заметить, что вначале эту теорию пытались построить по аналогии с теорией опор скольжения, с такими же предположениями и упрощениями. Для зубчатых зацеплений в гораздо большей степени, чем для подшипников, оправдывается первое предположение Рейнольдса об отсутствии торцевого истечения, ибо полоска касания чрезвычайно узкая; кроме того, последние исследования показали, что смазка в контакте, при очень больших давлениях затвердевает, что еще больше затрудняет истечение с торцов.

Т. е., двухразмерная задача является «классической» для зубчатых зацеплений.

Первая работа [58] непосредственно относящаяся к данному вопросу появилась в журнале «Engineering» № 11 за 1916 г., причем фамилия автора не указывалась. В книге М. И. Яновского ([49] стр. 547) указывается автор работы — Мартин. Тем не менее, в дальнейших работах английских и американских ученых встречаются ссылки на эту статью как на анонимную (anonymous paper) например, в работе Р. Гаткомба [54]. Эта

работа заслуживает подробного рассмотрения не только с историко-хронологической точки зрения, но главное потому, что ее основные положения являются хорошим фоном для анализа дальнейших исследований этого вопроса.

Рассматривая зацепление зубчатого колеса с рейкой Мартин принимал все допущения классической гидродинамической теории смазки, считая кроме того, что скольжение профилей составляет ничтожно малую долю в сравнении с качением и, следовательно, скорости контактирующих точек одинаковы. (фиг. 11). При обычных допущениях, из исходной системы



Фиг. 11. Расчетная схема Мартина для зацепления зубчатого колеса с рейкой.

уравнений движения вязкой жидкости остается только упрощение первое:

$$\frac{dp}{dx} = \mu \frac{d^2u}{dy^2}.$$

В тонком слое давление  $p$  не зависит от  $y$ , следовательно, интегрировать последнее уравнение можно в виде:

$$u = \frac{1}{2\mu} (y^2 - hy) \frac{dp}{dx} + U_0, \quad (36)$$

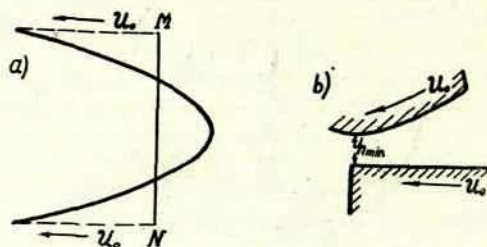
удовлетворяющем условию  $u = U_0$  на обеих поверхностях при  $y = 0$  и  $y = h$ . Т. е., уравнение не только не усложнилось для случая движения обеих поверхностей (для подшипника одна из скоростей всегда была  $= 0$ ), но еще и упростилось, благодаря принятым условиям чистого качения. Этому уравнению соответствует кривая с «реверсом» тока вблизи среднего сечения

(фиг. 12а). Условие равенства потока в сечениях  $MN$  и  $EO$  (фиг. 11):

$$\int_0^h u dy = C = -\frac{1}{12\mu} \frac{dp}{dx} h^3 + U_0 h. \quad (37)$$

Величина  $h$  находится из уравнения поверхности катка над пластиной, которое записано у Мартина в очень неудобной форме, но очевидно определяется из треугольника  $abc$ :

$$x^2 = R^2 - [R - (h - h_{\min})]^2.$$



Фиг. 12.

Пренебрегая незначительной величиной  $(h - h_{\min})^2$  вблизи минимального зазора получим:

$$h = h_{\min} \left( 1 + \frac{x^2}{2Rh_{\min}} \right). \quad (38)$$

Подставив  $h$  в уравнение расхода, имеем:

$$\begin{aligned} \frac{1}{12\mu} \frac{dp}{dx} &= \frac{U_0}{h^2} - \frac{C}{h^3} = \frac{U_0}{h_{\min}^2} \left[ \frac{1}{\left( 1 + \frac{x^2}{2Rh_{\min}} \right)^2} - \frac{C}{U_0 h_0 \left( 1 + \frac{x^2}{2Rh_{\min}} \right)^3} \right] = \\ &= \frac{U_0}{h_{\min}^2} \left[ \frac{1}{\left( 1 + \frac{x^2}{2Rh_{\min}} \right)^2} - \frac{L}{\left( 1 + \frac{x^2}{2Rh_{\min}} \right)^3} \right]. \quad (39) \end{aligned}$$

Здесь приходится отступить от последовательности выкладок по Мартину, так как она недостаточно отражает цель преобразований, например, предлагается «ради удобства» выражение  $\frac{C}{h_{\min}^3}$  заменить  $\frac{U_0 L}{h_{\min}^2}$  и постоянную  $L$  определить позже. Коэффициент  $L = \frac{C}{U_0 h_{\min}}$ , в действительности, вводится не просто ради математического «удобства», а представляет собой безразмер-

ный параметр зависящий от граничных условий (места обрыва смазочной пленки), с помощью которого в дальнейшем можно будет из семейства интегральных кривых распределения давления выбрать наиболее близкую к истинной. Легко показать, что  $L = h_0/h_{\min}$ , т. е. отношению толщины пленки в месте, где градиент давления  $\frac{dp}{dx} = 0$ , к толщине ее в месте минимального зазора.<sup>1</sup>

$$\text{Интегрируя (39) подстановкой: } \operatorname{tg} \alpha = x/\sqrt{2Rh_{\min}} \quad (40)$$

получим:

$$\frac{1}{12\mu} dp = \frac{U_0}{h_{\min}^2} [\cos^2 \alpha - L \cos^4 \alpha] \sqrt{2Rh_{\min}} dx \quad (41)$$

и решением будет:

$$\frac{p}{12\mu} = \frac{U_0 \sqrt{2Rh_{\min}}}{h_0^2} \left[ A + \frac{\alpha}{2} + \frac{\sin 2\alpha}{4} - L \left( \frac{3\alpha}{8} + \frac{\sin 2\alpha}{4} + \frac{\sin 4\alpha}{32} \right) \right]. \quad (42)$$

Для определения  $A$  предполагается, что при

$$x = \infty \left( \alpha = \frac{\pi}{2}, p = 0, \text{ тогда } A = \frac{3\pi}{16} L - \frac{\pi^2}{4} \right)$$

$$\frac{p}{12\mu} = \frac{U_0 \sqrt{2Rh_{\min}}}{h_{\min}^2} \left[ \frac{\alpha}{2} - \frac{\pi}{4} + \frac{\sin 2\alpha}{4} - L \left( \frac{3\alpha}{8} - \frac{3\pi}{16} + \frac{\sin 2\alpha}{4} + \frac{\sin 4\alpha}{32} \right) \right]. \quad (43)$$

Наконец, величину  $L$  Мартин определяет из условия, что  $p = 0$  при  $x = 0$  ( $\alpha = 0$ ), в момент начала зацепления зуба колеса с рейкой (фиг. 12b) тогда получится:

$$L = \frac{4}{3} = 1,333.$$

Другими словами, здесь используется гипотеза об обрыве слоя в месте минимального зазора.

Окончательно:

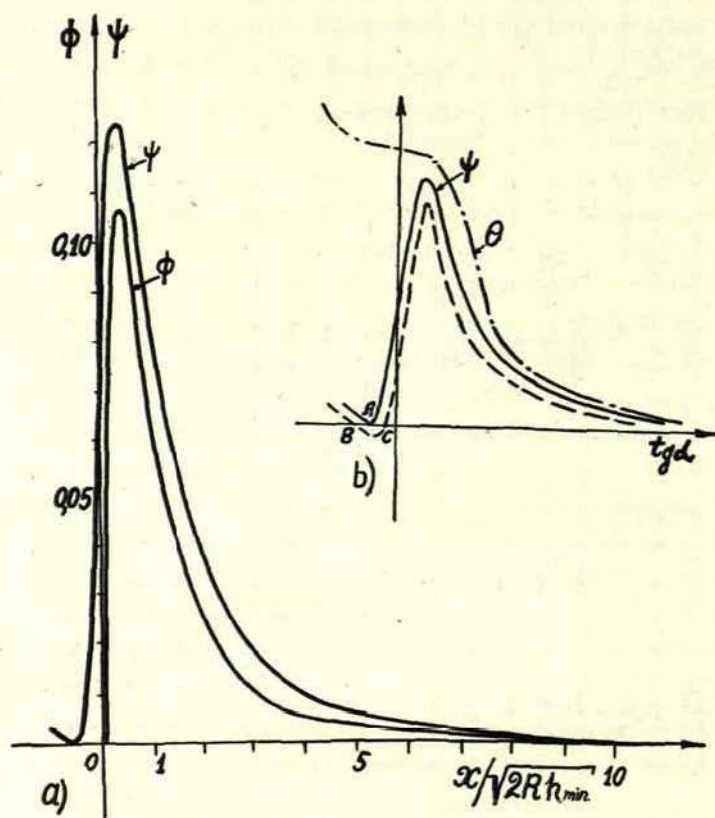
$$\frac{p}{12\mu} = \frac{-U_0 \sqrt{2Rh_{\min}}}{12h_{\min}^2} \left[ \sin 2\alpha + \frac{1}{2} \sin 4\alpha \right]. \quad (44)$$

<sup>1</sup> Действительно, при  $\frac{dp}{dx} = 0$ , уравнение расхода 37 дает  $C = U_0 h_0$ , подставив в  $L = C/U_0 h_{\min}$  получим  $L = h_0/h_{\min}$ .

<sup>2</sup> В оригинале [58] пропущено  $\left(-\frac{\pi}{4}\right)$ .

Кривая  $\Phi$  указывает на резкое падение давления на концах области трения:

$$\Phi = \frac{1}{12} \left( \sin 2\alpha + \frac{1}{2} \sin 4\alpha \right). \quad (45)$$



Фиг. 13. Интегральные кривые распределения давления по полоске контакта, зависящие от коэффициента  $L = h_0/h_{\min}$ .

Расстояние по оси абсцисс (фиг. 13а) равно 10 единицам у Мартина соответствует  $\approx 1/5$  дюйма, т. е.  $\approx 5$  мм. Отрицательная часть кривой отбрасывается, поскольку масло не может передавать значительных растягивающих усилий. Меняя коэффициент  $L$  (т. е., граничные условия) получаем кривые пересекающие ось абсцисс; при этом меняется и грузоподъемность пропорциональная площади под кривой (фиг. 13b). Наиболь-

шая грузоподъемность соответствует кривой  $\psi$  касающейся оси абсцисс (когда точки пересечения  $B$  и  $C$  совпадают); расстояния точки  $A$  от начала координат =

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{x}{\sqrt{2Rh_{\min}}} = -0,475.$$

При дальнейшем уменьшении  $L$  до 1 включительно получается кривая  $\Theta$  с точкой перегиба при  $x=0$ , явно несоответствующая ни одному практическому случаю. Промежуточная кривая  $\psi$  занимает наиболее устойчивое и вероятное положение (в точке  $A$   $p=0$  и  $\frac{dp}{dx}=0$ , т. е. обрыв пленки определяется согласно III гипотезы).

Итак для кривой  $\psi$ :

$$p = -\frac{12\mu U_0}{h_{\min}^2} \sqrt{2Rh_{\min}} \psi. \quad (46)$$

соответственно, грузоподъемность<sup>1</sup>:

$$\begin{aligned} P &= -\frac{12\mu U_0}{h_{\min}^2} \sqrt{2Rh_{\min}} \int_{-0,475\sqrt{2Rh_{\min}}}^{+\infty} \psi = -\frac{12\mu U_0}{h_{\min}^2} \sqrt{2Rh_{\min}} \cdot 0,2040 \sqrt{2Rh_{\min}} = \\ &= -4,896 \frac{\mu U_0 R}{h_{\min}}. \end{aligned} \quad (47)$$

Максимальное давление определяется исходя из симметричности экстремальных точек кривой  $\psi$  относительно начала координат; вычисляется значение этой функции при

$$x = +0,475 \sqrt{2Rh_{\min}}$$

и подставляется в уравнение (46)

$$p_{\max} = \frac{12\mu U_0}{h_{\min}^2} \sqrt{2Rh_{\min}} \cdot 0,1267 = 1,521 \frac{\mu U_0}{h_{\min}^2} \sqrt{2Rh_{\min}} \quad (48)$$

При зацеплении двух зубчатых колес в расчетные уравнения (47, 48) подставляется приведенный радиус кривизны  $\rho$ , определяемый уравнением:

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}. \quad (49)$$

<sup>1</sup> Вычисление этого интеграла приведено в оригинале и составляет  $\approx \frac{\sqrt{2Rh_{\min}}}{5}$ , для кривой  $\Theta$  интегрирование от  $x=0$ , до  $x=+\infty$  дает величину  $\approx \frac{\sqrt{2Rh_{\min}}}{4}$ ; для кривой  $\Phi$ :  $\approx \frac{\sqrt{2Rh_{\min}}}{6}$ .

Применяя свои уравнения к прямоугольным колесам Мартин получал в расчетах величины следующего порядка:

$$h_{\min} \approx 0,00031 \text{ мм т. е., } 0,3 \text{ микрона; } p_{\max} = 450 \text{ кг/см}^2$$

Ширина области, определяемая от левой экстремальной точки кривой  $\psi$  ( $\text{tg} = -0,475$ ) до значения положительной абсциссы, при которой давление уменьшается до  $\frac{1}{125} p_{\max}$  составила 2,2 мм. Совместное решение уравнений (47) и (48) дает допустимую линейную нагрузку:

$$P = 2,276 p_{\max} \sqrt{Rh_{\min}} \quad (50)$$

и может служить некоторым обоснованием применения в судовом турборедукторостроении эмпирической формулы Парсонс'а (справедливой при  $d > 250$  мм):

$$P = k_1 \sqrt{d},$$

где:  $d$  — диаметр шестерни,  $k_1 = (20 - 25) \text{ кг/см}^2$ .  
Для потерь на трение Мартин вывел формулу:

$$W = 12,35 \mu U_0^2 \frac{\sqrt{2Rh_{\min}}}{h_{\min}}$$

С количественной стороны, обращают на себя внимание чрезвычайно малая толщина и протяженность слоя в направлении движения.

Целый ряд последующих работ довоенного периода посвящался определению максимально допустимого давления, развивающегося в слое масла между зубьями, вызывающего значительные местные деформации, тепловыделения, и влияющего на питтингобразование. Кажущееся их разнообразие — чисто поверхностное; в действительности они однотипны (что уже частично показал М. И. Яновский [49]), не имеют принципиальных отличий, а отличаются лишь различной степенью приближенности, введением в строгие математические зависимости большего или меньшего числа усредненных соотношений. Результаты расчетов по этим формулам отличаются в 30—40 раз. По происхождению, их можно разделить на две группы: основанные на теории упругого контакта (в основном формулы Герца) и на гидродинамической теории. Так, например, впервые указавший на влияние масла в процессе образования «питтинга» С. Вей [60] предложил формулу:

$$p_{\max} = 3240 \sqrt{\frac{P}{2b \sin 2\alpha \left( \frac{1}{R_{pp}} + \frac{1}{R_{pq}} \right)}}, \quad (51)$$

где:  $P$  — окружное усилие,  $2b$  — рабочая длина шестерни,  $\alpha$  — угол давления,  $R_{pq}$ ,  $R_{pp}$  — радиусы начальных окружностей колеса и шестерни.

Как показывают расчеты, эта формула дает при тех же исходных данных результаты в 3,7 раза большие, чем, например, формула О. Вольфа [52], полученная из известных уравнений Герца для двух цилиндров (при этом принимаются усредненные значения  $E = 2,2 \cdot 10^6 \frac{\kappa\text{z}}{\text{c.m}^2}$ , радиус кривизны поверхностей зубьев в точке контакта считается равным половине диаметра данного зубчатого колеса).

$$P_{\max} = \frac{1756}{d} \sqrt{\frac{M}{2b} \cdot \frac{i+1}{i}} \cdot \sqrt{\frac{1}{\sin 2\varphi}}, \quad (52)$$

где:  $M$  — вращающий момент шестерни,  $i$  — передаточное отношение.

Элементарными преобразованиями легко показать, что формула О. Вольфа отличается от формулы С. Вея только коэффициентом. Г. Шлезингер [57], исходя также из формул Герца, пренебрегая разностью окружного и нормального к профилю усилия  $P_0$ , сводит ее к зависимости:

$$P = kd \cdot 2b \frac{2z_2}{z_1 + z_2},$$

$$\text{где: } k = \frac{P_{\max}^2 \sin \varphi}{0,7E} \kappa\text{z}/\text{c.m}^2, Z_{1,2}$$

— число зубьев шестерни и колеса, иначе:

$$P_{\max} = \sqrt{0,7E} \sqrt{\frac{P}{2b \sin \varphi} \cdot \frac{z_1 + z_2}{d^2 z_2}}. \quad (53)$$

Если сюда подставить вместо  $P$  точное значение нагрузки  $\frac{P}{\cos \varphi}$ , и принять модуль упругости  $E = 2,2 \cdot 10^6 \frac{\kappa\text{z}}{\text{c.m}^2}$ , то формула (53) превращается в формулу О. Вольфа. Наконец, Гарднер [53] исключая из формул (47), (48) величину  $h_{\min}$  получает:

$$P = 2,939 (\mu U_0)^{\frac{1}{3}} (R\rho_{\max})^{\frac{2}{3}}.$$

Затем принимается, что радиус кривизны зубьев составляет 0,2 диаметра шестерни, что скорость качения зубьев  $U_0 = 0,328$  скорости на начальной окружности и что  $\mu = 0,7 \frac{\text{дин.сек.}}{\text{c.m}^2}$  при работе передачи.

Окончательно:

$$P_{\max} = \frac{72,54P}{d} \sqrt{\frac{P}{U}}. \quad (54)$$

Ничего нового по отношению к выводам Мартина не вносит формула Пеплера:

$$h_0 = 1,225\mu (U_1 + U_2) \frac{\rho}{P/b}. \quad [61]$$

В дальнейшем будет показана связь перечисленных формул с формулами Эртеля (46), (47).

Весь этот период характеризуется попытками применения классической гидродинамической теории смазки (при всех ее основных допущениях, так сказать «терпимых» в случае опор скольжения) или теории упругости к расчету деталей работающих при больших удельных давлениях со значительной разностью их кривизны. Исследования этого периода позволили выявить дополнительные условия, которые нужно было ввести в первую очередь в теоретические закономерности, для приближения к действительным условиям работы деталей.

Можно считать, что состояние гидродинамической теории смазки тяжело нагруженных жестких цилиндрических поверхностей с большой разностью кривизны, при постоянной вязкости масла хорошо отражала в свое время работа Эртеля (1939 г.) [46], «Гидродинамическая теория смазки в новых предположениях». Работа является обобщением предыдущего материала и, в своей прикладной части, сводится к решению Мартина, что будет показано дальше. Рассмотрена двухмерная задача для достаточно длинных цилиндрических поверхностей любой формы, где все параметры предполагаются постоянными вдоль образующих цилиндров.

Постановка задачи — классическая: форма и движение поверхностей заданы — определяются распределение напряжений в смазке и силы приложенные к поверхностям. Благодаря концентрации гидродинамических эффектов возле линии максимального сближения поверхностей, торцевым истечением пренебрегают и функцию формы зазора выражают в виде разложения в ряд Тейлора.

$$h = h_{\min} + \frac{x^2}{2} (\lambda_1 - \lambda_2). \quad (55)$$

<sup>1</sup> В частном случае при  $(\lambda_1 - \lambda_2) = \frac{1}{R}$ , (55) превращается в (38).

Рассматривая область трения как бесконечно уменьшающуюся (для обеспечения общности и точности изложения), вводя функцию тока<sup>1</sup> определяемую уравнениями

$$\frac{\partial W}{\partial x} = -v, \quad \frac{\partial W}{\partial y} = u$$

по методу А. Зоммерфельда, Эртель при принятых граничных условиях получает:

$$\frac{dp}{dx} = \frac{6\mu}{h^3(x)} \{2V(x - x_0) + (U_1 + U_2) [h(x) - h_0]\}. \quad (56)$$

Каждый член этого уравнения интегрируется отдельно, считая второй равным нулю. Для чистого скольжения ( $V=0$ ) остается только второй член уравнения (56), который является обыкновенным уравнением Рейнольдса для двухразмерного течения и в безразмерных координатах:

$$x^* = x / \sqrt{\frac{2h_{\min}}{\lambda_1 - \lambda_2}}, \quad p^* = p/3\mu (U_1^2 + U_2^2) \sqrt{\frac{2h_{\min}}{\lambda_1 - \lambda_2}} \cdot \frac{1}{h_{\min}^2}, \quad q = h/h_{\min}.$$

выглядит так:

$$\frac{dp^*}{dx^*} = 2 \frac{q - q_0}{q^3}. \quad (57)$$

Решением уравнения будет:

$$p^* = \frac{\pi}{2} + \text{arc tg } x^* + \frac{x^*}{1+x^{*2}} - \frac{3}{4} q_0 \left[ \frac{\pi}{2} + \text{arc tg } x^* + \frac{x^*}{1+x^{*2}} + \frac{2}{3} \frac{x^*}{(1+x^{*2})^2} \right] + p_0^*, \quad (58)$$

где  $p_0^* = 0$  при выбранных граничных условиях.

Тогда уравнение (58) дает семейство кривых, зависящих от параметра  $q = \frac{h_0}{h_{\min}}$  (фиг. 14).

Этот встречающийся в работе [58] параметр, при допущении полной смазки (по А. Зоммерфельду), равенства давлений в  $+\infty$  и  $-\infty$  и условия  $p=0$  при  $x=0$ , определяет кривую  $\beta$  — единственно удовлетворяющую данным условиям; при этом  $q_0 = \frac{4}{3} = 1,33$ .

Однако кривые с областью больших отрицательных давлений отбрасываются как нереальные и из всех кривых, проходящих выше оси  $x^*$ , выбирается, как единственно возможная, кривая  $\gamma$  с обрывом слоя в точке касания ее с осью  $x^*$ . То, что

<sup>1</sup> Очевидно, по ошибке, Эртель называет ее гидродинамическим потенциалом, который, как известно, определяется формулами:

$$\frac{\partial W}{\partial x} = u, \quad \frac{\partial W}{\partial y} = v.$$

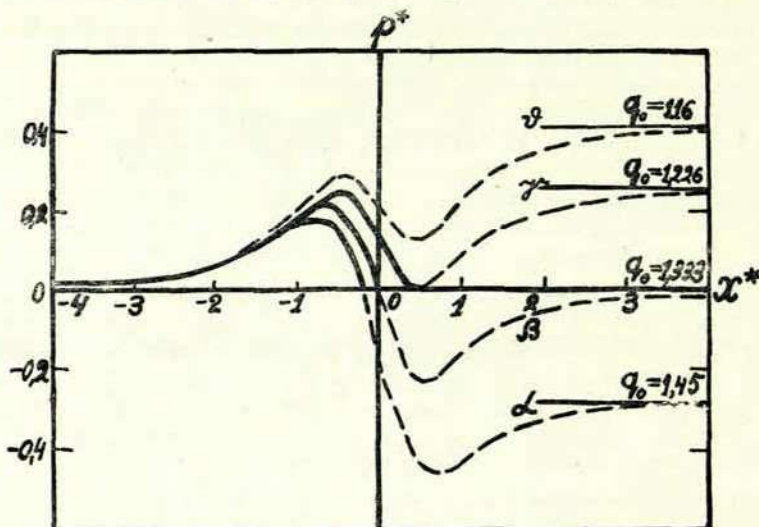
именно кривая  $\gamma$  осуществляется на практике, подтверждают лишь эксперименты, хотя интуитивно это легко понимается, тем более, что только при  $\frac{dp^*}{dx^*} = 0$  положение обрыва будет устойчивым.

Параметрами кривой  $\gamma$  являются:

$$q_0 = 1,226, x_0^* = 0,475, p_{\max} = 0,254, P^* = 0,408. \quad (59)$$

$P^*$  — это интеграл по кривой  $\gamma$ , т. е. нормальная приведенная сила взаимодействия поверхностей.

Ясно, что  $\gamma$  идентична кривой  $\psi$  у Мартина;



Фиг. 14. Кривые распределения давления по области трения при постоянной вязкости смазки и различных  $q_0 = h_0/h_{\min}$ .

переходя к обычным координатам Эртель получает формулу грузоподъемности:

$$P = 2,447 \frac{\mu(U_1 + U_2)}{h_{\min}(\lambda_1 - \lambda_2)}, \quad (60)$$

которая в частном случае равных и направленных в одну сторону скоростей  $U_1 = U_2 = U$  превращается в формулу (47). Аналогично, формула

$$P_{\max} = \frac{1,076\mu(U_1 + U_2)}{\sqrt{h_{\min}^3(\lambda_1 - \lambda_2)}} \quad (61)$$

<sup>1</sup> В оригинале [46], очевидно, опечатка: вместо  $h^{\frac{3}{2}}$  стоит  $h^{\frac{1}{2}}$ .

при  $U_1 + U_2 = 2U$  легко приводится к формуле Мартина (48) для  $p_{\max}^1$ . Это следовало ожидать, ибо никаких принципиальных изменений внесено не было, даже замена переменных у

них одинакова: величину  $\frac{x}{\sqrt{2Rh_{\min}}} = \frac{x}{\sqrt{\frac{2h_{\min}}{\lambda_1 - \lambda_2}}}$  Мартин обозна-

чал  $\operatorname{tg} \alpha$ , а Эртель  $x^*$ , что усложнило интегрирование, но позволило все расчетные величины представить в безразмерном виде. Кроме того, Эртель распространил этот метод решения на случай сближения двух поверхностей (интегрирование первого члена уравнения (56) с выводом формул грузоподъемности и  $p_{\max}$  и анализом функции формы зазора  $h(x)$  между двумя скользящими упругими поверхностями при заданном распределении давления по длине его.

Заниженные характеристики работоспособности масляного слоя, определяемые этими теориями, явно шли вразрез с успехами редукторостроения, с резким снижением износа при высоком качестве поверхности и эффективной смазке.

Требовалось более глубокое выяснение физических процессов происходящих внутри масляного слоя, пересмотр упрощающих предложений классической гидродинамической теории смазки. В I очередь, обращало на себя внимание предположение постоянства вязкости смазки и были предприняты попытки отразить ее переменность с изменением температуры и давления. В этой части представляет значительный интерес работа Е. Гаткомба [54] (апрель 1945 г.), тем более, что методика учета зависимости  $\mu = \mu(p)$  у него такая же, как и в работе Д. С. Коднира (1947 г.) [17], впервые у нас предложившего метод ее учета при расчете подшипников скольжения. К сожалению в работе Гаткомба попрежнему принята постоянная усредненная температура по всему слою. С учетом зависимости  $\mu = \mu(p)$  (и, следовательно, от координат) Е. Гаткомб получил модифицированные уравнения движения вязкой жидкости (30); но, после обычного ограничения двухразмерной задачей, пренебрежения массовыми силами, силами инерции и величинами II порядка

<sup>1</sup> Для касательных усилий направленных в сторону  $(U_1 + U_2)$  на поверхностях, в работе получено:

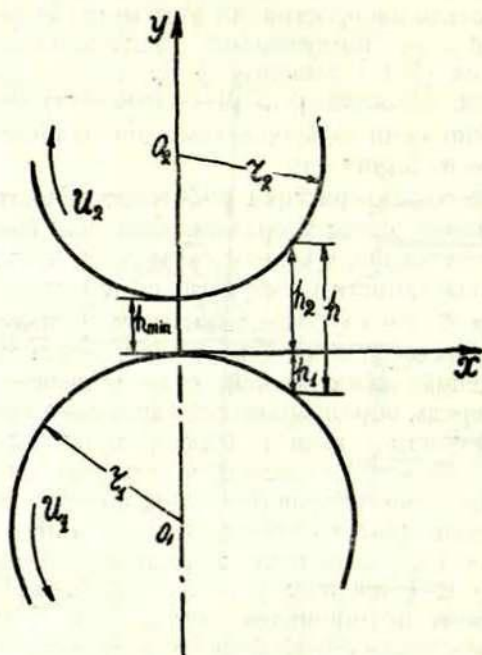
$$Q_1 = \frac{\mu}{\sqrt{(\lambda_1 - \lambda_2)h_{\min}}} (-5,149U_1 + 0,548U_2).$$

$$Q_2 = \frac{\mu}{\sqrt{(\lambda_1 - \lambda_2)h_{\min}}} (0,548U_1 - 5,149U_2).$$

малости, для несжимаемой жидкости исходным осталось уравнение такого же вида, как и без учета зависимости  $\mu = \mu(p)$ .

$$\frac{dp}{dx} = \mu \frac{d^2 u}{dy^2}. \quad (62)$$

Считая, что профили зубьев (в схеме расчета) в зоне контакта очерчены дугами окружностей, Гаткомб рассматривает



Фиг. 15. Приближенная схема профилей зубьев в районе контакта.

общий случай: качение со скольжением. Из общего интеграла уравнения (62) при граничных условиях:  $u = U_1$  при  $y = -h_1$   
 $u = U_2$  при  $y = +h_2$  (фиг. 15)

получим:

$$u = \frac{1}{2\mu} [y^2 + y(h_1 - h_2) - h_1 h_2] \frac{dp}{dx} + \frac{y}{h} (U_1 - U_2) - \frac{U_1 h_2 + U_2 h_1}{h}. \quad (63)$$

Интегрируя:  $Q = \int_{-h_1}^{h_2} u dy$  получим:

$$\frac{1}{12\mu} \frac{dp}{dx} = - \left[ \frac{Q}{h^3} + \frac{U_1 + U_2}{2h^2} \right]. \quad (64)$$

В I приближении:  $h = h_{\min} \left( 1 + \frac{x^2}{2rh_{\min}} \right)$  как и по (38), (55).

где:  $\frac{1}{r} = \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}$ .

Дальше определяется:  $Q = \left( \frac{U_1 + U_2}{2} \right) h_0 = -Uh_0$

из уравнения (64)

при  $\frac{dp}{dx} = 0, h = h_0,$

и, вообще, все преобразования приводят к уравнению аналогичному уравнению (39).

$$\frac{1}{12\mu} \cdot \frac{dp}{dx} = \frac{U}{h_{\min}^2} \left[ \frac{k_1}{\left( 1 + \frac{x^2}{2rh_{\min}} \right)^3} - \frac{1}{\left( 1 + \frac{x^2}{2rh_{\min}} \right)^2} \right].$$

После замены:

$$\operatorname{tg} s = \frac{x}{\sqrt{2rh_{\min}}},$$

окончательно:

$$\frac{1}{12\mu} \frac{dp}{ds} = \sqrt{2rh_{\min}} \frac{U}{h_{\min}^2} (k_1 \cos^4 s - \cos^2 s), \quad (65)$$

где  $k_1 = h_0/h_{\min}$ .

Только здесь вводится выражение зависимости вязкости от давления  $\mu = \mu_0 (10)^{p\delta}$ , где  $\mu_0$  — вязкость масла рабочей температуры при атмосферном давлении.

Подставив  $\mu$  в (65), обозначив

$$G = \frac{12\mu_0 U \sqrt{2rh_{\min}}}{h_{\min}^2}$$

и интегрируя, имеем:

$$\frac{- (10)^{-p\delta}}{\delta \ln 10} = G \left[ k_1 \left( \frac{1}{32} \sin 4s + \frac{1}{4} \sin 2s + \frac{3}{8} s \right) - \left( A + \frac{s}{2} + \frac{1}{4} \sin 2s \right) \right].$$

Из условия  $p = 0$  при  $x = \infty$  или  $s = \pm \frac{\pi}{2}$

и считая, что обрыв пленки происходит в минимальном зазоре<sup>1</sup> т. е.  $k_1 = \frac{4}{3}$  получено

$$A = 1/G \delta \ln 10;$$

тогда давление будет:

$$p = -\frac{1}{\delta} \log \left[ G \delta \ln 10 \left( \frac{1}{G \delta \ln 10} - \frac{1}{12} \sin 2s - \frac{1}{24} \sin 4s \right) \right]. \quad (66)$$

Принимая  $p = p_{\max}$  при  $s = \frac{\pi}{6}$  (т. е. несколько правее, чем у Мартина — у него там  $\alpha = \sim 25^\circ$ ) получено:

$$p_{\max} = \frac{1}{\delta} \log \left[ G \delta \ln 10 \left( \frac{1}{G \delta \ln 10} - \frac{\sqrt{3}}{16} \right) \right]. \quad (67)$$

При определении грузоподъемности отрицательная ветвь кривой  $p(x)$  не учитывалась:

$$F_n = \int_0^{+\infty} p dx = \frac{\sqrt{2rh_{\min}}}{\delta} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \log \left[ G \delta \ln 10 \left( \frac{1}{G \delta \ln 10} - \frac{1}{12} \sin 2s - \frac{1}{24} \sin 4s \right) \right] \sec^2 s ds = \int_0^{\frac{\pi}{2}} f(s) ds.$$

Приближенным решением последнего уравнения найдено:

$$F_n = \frac{\pi}{4} \left( \frac{81\phi}{20} + \frac{\pi G \ln 10 \sqrt{2rh_{\min}}}{15} \right), \quad (68)$$

где:  $\phi = \frac{4}{3} \sqrt{2rh_{\min}} \cdot p_{\max}$ .

При определении полной поддерживающей силы масляного клина  $F$ , действующей по делительной окружности, Гаткомб рекомендует учитывать:

1) одновременность работы нескольких пар зубьев находящихся в зацеплении коэффициентом  $L_c$ , определяемым из геометрии передач.

<sup>1</sup> Принятием неточного граничного условия (II — гипотеза в нашем тексте) Е. Гаткомб сделал даже шаг назад по сравнению с работой Мартина, где обрыв принят в точке  $p=0, \frac{dp}{dx} = 0$  (III — гипотеза).

2) то, что каждая пара зубьев имеет пленку несущую различную долю крутящего момента (окружного усилия). Предлагается выражать среднее поддерживающее действие клина (во всех фазах зацепления) через поддерживающее действие в полюсе; отношение этих величин по исследованиям Гаткомба составляет:  $k_0 \approx 1,3$ .

$$F = k_0 L_c F_n \cos \alpha. \quad (69)$$

Для расчета предложена графическая зависимость  $G$ ,  $\delta$  и  $p_{\max}$ . По выбранному  $\delta$  масла и допустимому  $p_{\max}$  определяется  $G$ , затем:

$$h_{\min} = \sqrt[3]{\frac{2r(12\mu_0 U)^2}{G^2}}, \quad \psi \text{ и затем } F. \quad (70)$$

Сравнивая свои расчеты с расчетами Мартина для того же зацепления, при равных условиях, Гаткомб получил:

$h_{\min}$  больше в 1,17 раз.

$p_{\max}$  „ в 1,14 раз.

ширину несущей полоски контакта:  $x_0$  „ в 1,08 раз.

Результаты расчетов более типичных современных зубчатых пар с соответствующими нагрузками<sup>1</sup> дали неутешительные результаты:

1) Наибольшее значение  $h_{\min} = 0,000427$  мм, причем с повышением температуры  $h_{\min}$  резко уменьшается, достигая порядка 0,000033 мм, т. е. трение переходит в область граничных фаз (по Б. В. Дерягину объемные свойства теряются уже при  $h = 0,1$  микр), чем и объясняются лучшие показатели касторового масла, чем минерального в расчетах Е. Гаткомба.

2) Максимальное давление может достигать предела выносливости материала: (7000—14600) кг/см<sup>2</sup>.

3) Давление резко падает до пренебрежимо малой величины на очень малом расстоянии от начала координат. Эффективная ширина полоски контакта не больше определяемой уравнением:  $x_0 = \sqrt{2rh_{\min}} \operatorname{tg} 85^\circ$  и составляет в расчетах  $\approx 0,9$  мм.

В дискуссии по работе [54], кроме необходимости учета влияния локальных температур на вязкость (по Блоку — температура масла может превышать температуру зубьев  $\approx$  на  $170^\circ\text{Ф}$ ), указывалось на незначительность расчетной толщины пленки — такого же порядка, как и суммарные величины неровностей поверхностей высших классов чистоты. В связи с

<sup>1</sup> В расчетах Мартина нагрузка на контакте обеспечивала  $p_{\max} \approx 450$  кг/см<sup>2</sup>.

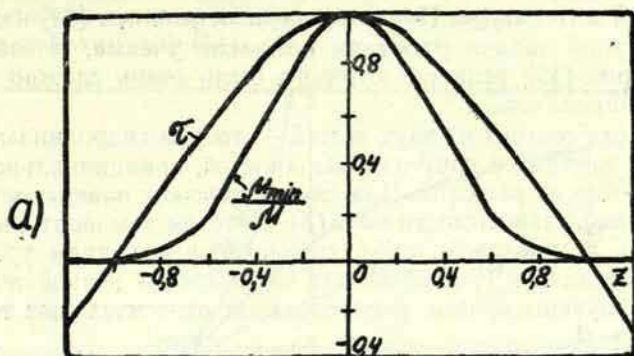
этим отмечалось, что теория Е. Гаткомба только подчеркивает легкость нарушения пленки на зубьях (даже при нормальной работе передачи) — т. е., является обоснованием сомнительности ее существования. Кроме того указывалось, что работа сверхжесткой масляной пленки — проблема не только гидродинамической теории. Адгезия, пристенное скольжение, деформации внесут свои коррективы.

## § 8. Совместная контактная и гидродинамическая задача механики

Из предыдущего было видно, что учет зависимости  $\mu = \mu(p)$  не решил вопроса. Незначительный прирост грузоподъемности, толщины пленки и др., в сравнении с расчетом по формулам Мартина был замечен только при нагрузках, которые Мартин принял как типичные для зубчатых передач того времени. В современных же передачах и подшипниках качения давления достигают несколько тысяч атмосфер. Для таких узлов расчеты давали сомнительно малую толщину пленки, легкость нарушения которой неизбежно приводила бы к металлическому контакту и значительному износу. Опыт эксплуатации зубчатых передач достаточно высокого класса чистоты, при рациональной смазке, явно противоречил этим теоретическим выводам и учет зависимости  $\mu = \mu(p)$  не смог объяснить их высокой нагрузочной способности. Полученные расчетные зависимости можно было рассматривать только как качественные связи, определяемые величины понимать как относительные, которые надо или связать с экспериментальными данными или же уточнить с помощью более точной теории, учитывающей, в первую очередь, роль контактных деформаций. Классическая гидродинамическая теория смазки с ее упрощающими допущениями исчерпала себя; переход к сверхвысоким давлениям и скоростям при большой разности кривизн, с диалектической закономерностью вызвал качественно новые процессы, изменение свойств контактирующих тел и смазки, что и требовало математического отражения при создании новых теорий.

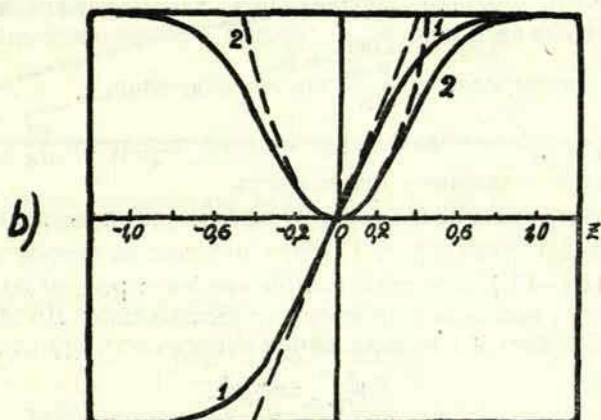
Именно так и поставлен вопрос в работе [47] результаты которой были опубликованы в 1949 году [6]. При разработке теории учитывалась зависимость вязкости смазки от давления и температуры, сжимаемость масла, упругие контактные деформации и влияние тепловых процессов в слое. Т. е., работа является непосредственным продолжением и развитием теории Эртеля, изложенной в 1939 году в журнале «Прикладная математика и механика» [46]. Сразу же следует отметить, что хотя предложенный метод учета переменности вязкости смазки и

упругих деформаций далек от совершенства, эта работа представляет определенный этап в решении совместной контактной и гидродинамической задачи, причем решения доведены до рас-



Фиг. 16.

- а) распределение относительных температур  $\tau$  и относительной текучести  $\frac{\mu_{\min}}{\mu}$  по сечению слоя смазки. ( $z$  — координата пропорциональная  $y$ ,  $z=0$  в середине слоя);



- б) распределение скоростей по сечению слоя смазки: 1 — течение смазки без перепада давления; 2 — течение в тонкой трубке. Сплошные линии — при переменной вязкости смазки, пунктирные — при постоянной вязкости.

четных уравнений, содержащих как гидродинамические факторы, так и упругие постоянные материалов контактирующих деталей. Тем более, что эта работа и последовавшая вскоре ра-

бота А. И. Петрусевича [35], где впервые дано удовлетворительное решение совместной контактной и гидродинамической задачи, являются первыми не только в отечественной, но и в мировой литературе. По литературным данным [34] над решением такой задачи работали немецкие ученые, в частности Гейдеброк [35], решение которого было очень сложно и даже не публиковалось.

Работа состоит из двух частей — теории гидродинамической смазки жестких и упругих поверхностей, принципиально отличных по методу решения. Для случая жестких поверхностей, при выбранной<sup>1</sup> зависимости  $\mu = \mu(p)$  с учетом температурных градиентов в масляном слое, совместным решением уравнения теплопередачи и уравнения для силы трения вязкой жидкости были получены кривые распределения относительных температур  $\tau = \frac{\Theta}{\Theta_{\max}}$ , относительной текучести  $\frac{\mu_{\min}}{\mu}$  и скоростей по сечению слоя смазки.

$\Theta$  — температура масла, отсчитываемая от температуры загустевания его при данном давлении.  $\mu_{\min}$  — вязкость соответствующая  $\Theta_{\max}$ .

По этим данным определялись так называемые средние эффективные вязкости:  $\mu_{\text{ср}}$  — среднее интегральное значение по кривой распределения  $\frac{\mu_{\min}}{\mu}$  по сечению слоя.

$\mu_{\text{ср. т.}}$  — обеспечивающая такую же величину  $\frac{dp}{dx}$ , что и переменная по толщине слоя вязкость.

Кривые зависимости средних эффективных вязкостей  $\mu_{\text{ср}}$  и  $\mu_{\text{ср. т.}}$  от давления (фиг. 17) при различных скоростях скольжения ( $U_1 - U_2$ ) отразили повышение их с ростом давления и снижение с возрастанием скорости скольжения. До 2000 атмосфер соблюдается почти линейная зависимость  $\lg \mu$  от давления

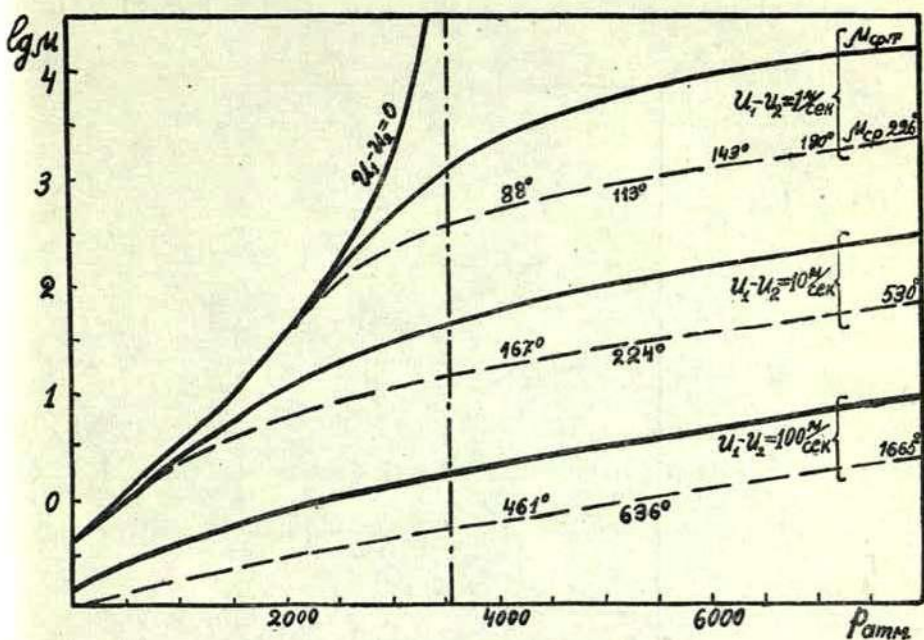
$$\mu_{\text{ср. т.}} = \mu_0 a^p. \quad (71)$$

где под  $p$  надо подразумевать численное значение нагрузки или, вообще, выражение (71) писать в виде  $\mu_{\text{ср. т.}} = \mu_0 e^{kp}$ , чтобы показатель степени не был размерной величиной;  $\mu_0$  — вязкость неподвижного масла при атмосферном давлении и температуре трущихся тел. Указанный в этой работе метод определения  $a$  неточен, поскольку данные изменения пьезо-

<sup>1</sup> Есть указания, что выбранная зависимость плохо согласуется с экспериментальными данными [35].

коэффициента вязкости смазки, полученные при малых давлениях незаконно распространены на область больших давлений.

Определение давления и грузоподъемности с учетом изменения вязкости привело к зависимостям сходным с встречавшимися в работах [17], [54].



Фиг. 17. Зависимость средних вязкостей смазочной пленки от давления: цифры над кривыми указывают максимальную температуру в смазочной пленке.

Действительная величина давления

$$p = -\frac{\ln(1-p_0 \ln a)}{\ln a}, \quad (72)$$

где  $p_0$  — давление развиваемое в слое при  $\mu = \mu_0 = \text{const}$ .

Отличие заключается в методе определения  $\mu_0$  и  $a$  в данном случае. Пользуясь безразмерными координатами (см. (57)), получены выражения:

$$p_{0\max} = \frac{1,076\mu_0(U_1 + U_2)}{(\lambda_1 - \lambda_2)h_{\min}^{3/2}}, \quad (73)$$

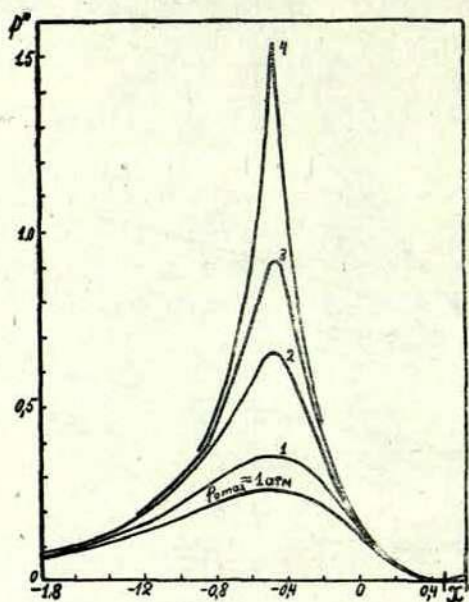
$$p_{\max} = -\frac{1}{\ln a} \ln [1 - (p_{0\max}) \ln a]. \quad (74)$$

и грузоподъемности:

$$P = \frac{G\mu_0(U_1 + U_2)}{(\lambda_1 - \lambda_2)h_{\min}} P^* \quad (75)$$

при вычислении которой обрыв масляной пленки принят в точке  $x_0 = 0,475$

где  $p = 0$  и  $\frac{dp}{dx} = 0$ .



Фиг. 18. Влияние зависимости вязкости смазки от давления на форму кривой распределения давления. Кривым 1, 2, 3, 4 соответствует значение  $(\rho_0)_{\max} \ln a = 0,51; 0,891; 0,968; 0,99875$ .

В отличие от формул грузоподъемности (47), (60) здесь величина  $P^*$  (площадь под кривой давления в безразмерных координатах) является переменной величиной зависящей от произведения  $(\rho_0)_{\max} \ln a$ ; чем оно ближе к 1, тем острее и выше пик давления на кривой  $p^*$  (ф. 18). Величина  $P^*$ , соответственно, меняется от значения 0,408 (при постоянной вязкости) до 0,9.

Методика практических расчетов, приведенная в работе [6], сложна и неудобна (приходится пользоваться последовательными приближениями и т. п.). При достижении величиной

$(p_{0 \max} \ln a)$  значения = 1 (а это происходит при нескольких сотнях атмосфер, например, для турбинных масел ( $\ln a \approx 0,002$ ) около  $500 \text{ кг/см}^2$ , уравнение (72) теряет смысл и область применения гидродинамической теории смазки жестких поверхностей заканчивается; дальше следует пользоваться теорией гидродинамической смазки упругих поверхностей, составляющей II часть работы. В случае жестких поверхностей, благодаря учету  $\mu = \mu(p)$  грузоподъемность возрастает примерно в два раза. Теоретическим расчетом можно получить и больший прирост грузоподъемности, но при этом, острота и высота пика давления приводят к столь большим деформациям, что не учитывающее их решение теряет силу. Однако, даже в пределах справедливости решения для жестких поверхностей, влияние упругих деформаций и сжимаемости смазки приводит в очень важным выводам. Сжимаемость смазки (т. е., зависимость проходящего через данное сечение объема масла от его удельного объема) приводит к изменению зазоров, что рекомендуется учитывать следующим образом:

$$h_{0 \text{ ист.}} = h_0 - kph_0,$$

при малых давлениях истинный зазор:  $h_{0 \text{ ист.}}^* = h_0$ .

Величина  $k$  принимается  $= 7 \cdot 10^{-5} \frac{\text{см}^2}{\text{кг}}$  т. е., составляет 7% уменьшения объема на каждые  $1000 \text{ кг/см}^2$ , предельное сжатие смазки допускается не больше 25%,  $(p_{\max} k) \leq 0,25$ .

Выбор обеих этих величин, к сожалению, не аргументируется. Величина  $h_{0 \text{ ист.}}$  подставляется в дифференциальное уравнение потока смазки и получаем:

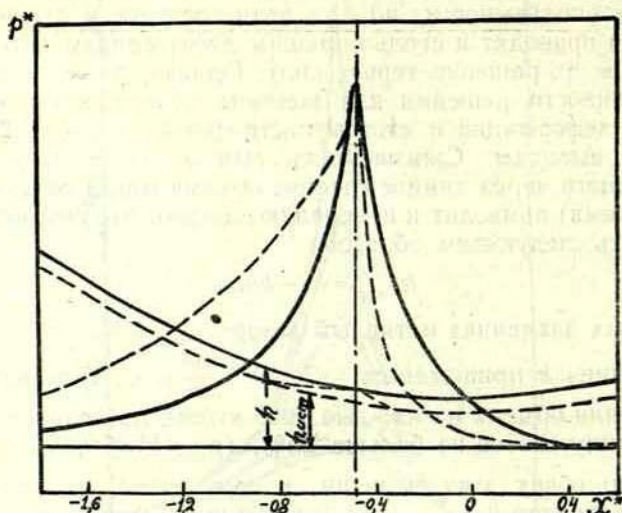
$$\frac{dp_0}{dx} = 6 \mu_0 (U_1 + U_2) \frac{h - h_0 + kph_0}{h^3} \quad (76)$$

Интегрирование (76) дает распределение давления соответственно деформации сжатой смазки. По соотношению упругости масляной пленки при больших давлениях и стальных поверхностей установлено, что при ширине пика давления большей примерно  $80 h_0$ , основные деформации происходят уже не в масле, а в стали и в области пика давления может образоваться вмятина.

В оригинале предельная ширина  $= 82 h_0$ , хотя при вычислении получается  $78 h_0$ ; это сказалось при определении предельной ширины пика в безразмерных единицах, вдобавок неверно выбрано  $h_0/h_{\min}$ .

Особенно интересен вывод о том, что вызываемая деформацией несимметричность кривой распределения давления приводит к возрастанию площади под ней (а, следовательно и грузо-

подъемности) при ничтожно малых изменениях минимального зазора. Благодаря деформации увеличивается протяженность плоской площадки в зоне максимального давления, происходит выравнивание зазора (фиг. 19). Таким образом; во первых, зависимость  $h_0$  от нагрузки уменьшается по мере роста последней, во-вторых, с увеличением нагрузки площадь под кривой давления (грузоподъемность) возрастает лишь за счет деформаций, ибо рост  $p_{\max}$  только повышает пик, почти не меняя



Фиг. 19. Влияние малых деформаций трущихся поверхностей на кривую распределения давления.

грузоподъемности (конечно, для увеличения деформации необходим и рост  $p_{\max}$ ).

Для деталей, работающих при удельных давлениях, составляющих тысячи атмосфер (например, зубчатые передачи и подшипники качения) и вызывающих гораздо большие деформации; необходима принципиально отличная постановка задачи. Проблема сводится к определению распределения давления в зазоре и формы зазора между деформированными поверхностями. Давления, с точки зрения теории упругости, есть нормальные напряжения трущихся тел, которые и будут определять их форму (влиянием сил трения можно пренебречь). Благодаря сильной зависимости  $p$  от  $p_0$  (72) и уменьшению сжимаемости смазки при больших давлениях (т. е. при  $(p_0 \ln a)$  близком к 1) задача сразу упрощается, ибо почти на всем про-

тяжении области трения величина зазора остается постоянной и  $= h_0$ . Раздвижение тел на одинаковую величину  $h_0$  не меняет напряженного состояния и полуэллипс нормальных напряжений представляет собой кривую давления (если только уже в начале области трения произведение  $(p_0 \ln a)$  достигло 1). Необходимо лишь учесть искажения в начале и в конце области трения (фиг. 20).

Установлено, что в начале области трения, благодаря упругим деформациям, происходит удлинение клиновидной части зазора, способствующее развитию гидродинамического давления и увеличению  $h_0$ . Следовательно, процессы, происходящие в начале области трения, определяют величину  $h_0$ , при которой  $(p_0 \ln a)$  достигнет единицы. Определение толщины слоя смазки основано на использовании выражения из теории упругости для суммы смещений вне площадки контакта, но в ее плоскости [26].

$$\omega_1 + \omega_2 = (\vartheta_1 + \vartheta_2)\varphi_0, \quad (78)$$

где  $\vartheta_{1,2}$  — коэффициенты зависящие от упругих постоянных материалов

$\varphi_0$  — потенциал простого слоя на граничной поверхности. Отсюда выводится формула формы зазора вне контактной площадки, справедливая для первоначального касания двух поверхностей в точке.

$$\delta'(x) = -\frac{3}{4}P(\vartheta_1 + \vartheta_2) \int_0^{\nu} \left( 1 - \frac{x^2}{b^2 + \psi} - \frac{y^2}{a^2 + \psi} \right) \frac{d\psi}{\sqrt{(a^2 + \psi)(b^2 + \psi)\psi}}. \quad (79)$$

где  $\nu$  — положительный корень уравнения  $\frac{x^2}{a^2 + \nu} + \frac{y^2}{b^2 + \nu} = 1$ .

$\psi$  — текущее значение переменной  $\nu$  определяемое контуром давлений (функция  $\psi$  аналогична потенциалу простого слоя). После приведения этой формулы к условиям данной задачи (с использованием безразмерных координат  $x = \zeta b$ ,  $\psi_1 = \psi b^2$ ), интегрированием получена величина зазора  $\delta'$  при отсутствии смазки.

В присутствии смазки зазор

$$h = h_0 + \delta' \quad (80)$$

Подстановкой  $h$  в дифференциальное уравнение плоского потока смазки и интегрированием в пределах от  $x = -\infty$  до

$x = -b$  определяется давление развиваемое в слое перед контактной площадкой

$$p_0 \left( \xi = -1 \text{ или } x = -b \right) = \frac{6\mu_0(U_1 + U_2)}{P^2(\vartheta_1 + \vartheta_2)^2} b \int_{-\infty}^{-1} \frac{\eta'}{(\eta' + \eta_0)^2} d\bar{\xi}, \quad (81)$$

где  $\eta$  — относительная толщина слоя  $= h/P(\vartheta_1 + \vartheta_2)$ .

$$b = 2 \sqrt{\frac{P(\vartheta_1 + \vartheta_2)}{\lambda_1 - \lambda_2}} \text{ — полуширина полоски контакта.}$$

Подинтегральная функция определялась численным интегрированием. Если в уравнение (81) подставить  $p_0 = \frac{1}{\ln a}$ , то из него можно получить величину:

$$h_0 = 1,13 \frac{[\mu_0(U_1 + U_2) \ln a]^{0,727}}{[P(\vartheta_1 + \vartheta_2)]^{0,091} (\lambda_1 - \lambda_2)^{0,364}} \cdot \quad (82)$$

в виде достаточно удобном для практических расчетов.

Расчеты по этой формуле дают в 33 раза большие значения  $h_0$  чем по формулам (47), (60), причем величина  $h_0$  принимает значения порядка нескольких микрон. Следует отметить продолжение замедления зависимости  $h_0$  от  $P$  (степень 0,091), отмечавшееся уже и в случае жестких поверхностей, как следствие сжимаемости смазки и деформаций поверхности возникающих с расширением пика давления. В области больших скоростей рост тепловыделения, уменьшая  $\mu$  и  $a$  может привести к уменьшению  $h_0$  с увеличением суммы  $(U_1 + U_2)$ .

Условия приработки в исследуемых контактах (большие удельные давления, относительное движение поверхностей, малое протяжение области трения) должны довольно быстро приводить к жидкостному трению, при обычной шероховатости поверхностей.

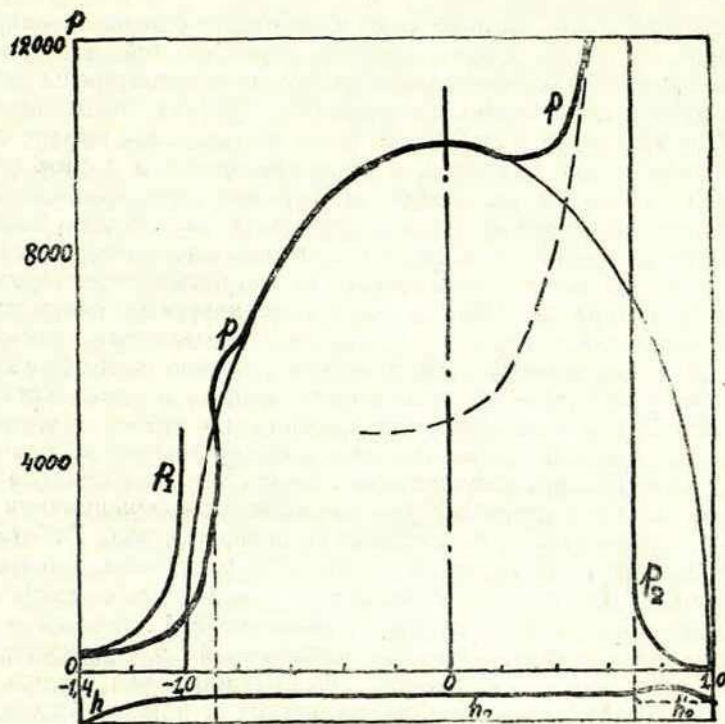
Анализ выходной части контакта привел к неубедительному заключению о существовании пика бесконечно большого давления вблизи места обрыва масляной пленки (фиг. 20). Комментировать эту часть исследования не представляется возможным, поскольку она не содержит четкой постановки задачи и схемы расчета, хотя и указывает на необходимость соответствия решения требованиям как гидродинамики так и теории упругости. После краткого замечания об идеальной жесткости масляной пластинки (что, кстати, неточно, ибо несжимаемость не есть абсолютная жесткость) в работе рассматривается контакт упругих поверхностей без смазки и, после ряда приближенных замен в расчетной схеме, устанавливается

существование пика бесконечного давления на основании простейшей формулы давления жесткого прямоугольного штампа на упругую полуплоскость

$$p = \frac{P}{\pi b \sqrt{1 - \frac{x^2}{b^2}}}, \quad (83)$$

которая дает  $p = \infty$  на краю площадки контакта.

В связи с этим возможен упрек манере изложения автора работы [6]. В данном разделе, кроме необоснованности и нечет-



Фиг. 20. Кривые распределения давлений и толщины смазочной пленки при упругом контакте.

кости изложения (стр. 166, 167), вряд ли целесообразно обращение к трудам Н. И. Мухелишвили в связи с простейшей формулой 79, определение применяемой формулы 81 как «известной» явно недостаточно для объяснения ее правомочности в данном случае. Формула 78 выражает прямую пропорциональность коэффициента трения и скорости скольжения, а на

стр. 163 утверждается обратное. В формуле 87 вместо коэффициента  $\frac{1}{16}$  стоит 16, хотя примерный расчет соответствует коэффициенту  $\frac{1}{16}$ , неточно определены коэффициенты формул 63, 64, преждевременно (перед интегрированием) возникает величина  $b$  в уравнении 73, периодически исчезает и появляется  $\pi$  в преобразованиях на стр. 168—169, непоследовательны выкладки на стр. 147—148. В работе много непроверенных и не аргументированных предположений, которые в сочетании с другими погрешностями приводят к неверным выводам.

Таким образом, наличие смазки не меняет основного напряженного состояния контактирующих поверхностей, а влияние ее выражается в образовании местного пика давления на фоне полуэллипса нормальных напряжений. Эффект сжимаемости масла сказывается в смещении точки обрыва слоя вправо и в уменьшении пика давления, а тепловые процессы в слое (при больших  $(U_1 + U_2)$  оказывают противоположное влияние. На основании полученной картины давления был сделан вывод, что контакт при наличии смазки, при любой технически заметной нагрузке, всегда сопровождается местными перенапряжениями в материале. При этом в поверхностных слоях идет переменная пластическая деформация, определенная величина которой может вызвать усталостное разрушение если даже контактные напряжения на поверхности меньше предела усталости. Наличием пика давления предлагается также объяснять наблюдающиеся большие пластические деформации в подшипниках качения, при напряжениях гораздо меньших предела текучести, а также преимущественное развитие выкрашивания на ножках зубьев (т. е., на отстающих поверхностях). Работами М. М. Саверина по контактной прочности материала, при одновременном действии нормальных и касательных нагрузок, установлено, что наличие касательных усилий смещает в их сторону максимум касательных напряжений<sup>1</sup> и одновременно приближает его к поверхности. Оказывается, что именно на ножках зубьев, зона приближающегося к поверхности максимума касательных усилий совпадает с зоной пика давления, откуда и следует их меньшее сопротивление выкрашиванию. Наконец, исходя из уменьшения роли пика давления при сдвиге точки обрыва слоя вправо (фиг. 20), для улучшения условий прочности в контакте, рекомендуется применять масло возмож-

<sup>1</sup> При контактной деформации сжимаемых цилиндров с параллельными осями, наибольшее главное касательное напряжение возникает, как показал Беляев, на глубине  $0,786 b$  по нормали к середине площадки контакта шириной  $2b$  и равно  $0,304 p_{\max}$ .

но меньшей вязкости, обеспечивающее меньший коэффициент трения, меньший разогрев и более правое расположение точки обрыва. Такая рекомендация является односторонней и неубедительной. Обзор экспериментальных работ [41] показал, что такой вывод в отношении вязкости масла не противоречил только одному исследованию [56].

Относительно найденного теоретическим изысканием бесконечного пика давления, эквивалентного по действию острому надрезу на напряженной поверхности к. т. н. Г. К. Трубин еще в 1948 году [42] отмечал, что фактически питтингостойкость опережающей и отстающей поверхности получается одинаковой с этой точки зрения. Дело в том, что существенное смещение максимума касательных усилий возможно при коэффициенте трения не меньше 0,2, а для выхода его на поверхность необходим  $f=0,4$ . В то же время  $f$  на зубьях обычно не превышает 0,1. Кроме того эта теория не может объяснить устранения питтинга часто чередующимся реверсированием [41]. Особенно резкий отзыв получила рекомендация применения маловязких масел, после фундаментального исследования контактной прочности прямозубых цилиндрических шестерен проведенных Г. К. Трубиным с августа 1946 года по март 1949 года в ЦНИИТМАШ [41]. Было установлено, что влияние всех факторов (за исключением пика масляного давления) при увеличении вязкости изменяется в благоприятную сторону (зубчатая пара безопасно передающая, при вязкости масла 100°Е, мощность 10 л. с., при уменьшении вязкости до 2°Е может передавать только 5 л. с.<sup>1</sup> Благоприятный эффект увеличения вязкости объясняется уменьшением величины контактных напряжений, т. е. влияние вязкости смазки на контактную выносливость зубьев, в основном сводится к влиянию сил трения на контактные напряжения. Большая вязкость способствует также гашению динамических ударов в зубьях, увеличивает несущую ширину смазочного слоя [54]. Речь идет о вязкости определенного сорта смазки, ибо смена сорта может дать любой эффект в отношении контактной прочности. Влияние сорта смазки на контактную прочность представляет проблему для дальнейшего изучения; выражается оно как в изменении  $f$ , так и в физико-химическом взаимодействии масла с поверхностью металла — составляющем предмет граничной смазки.

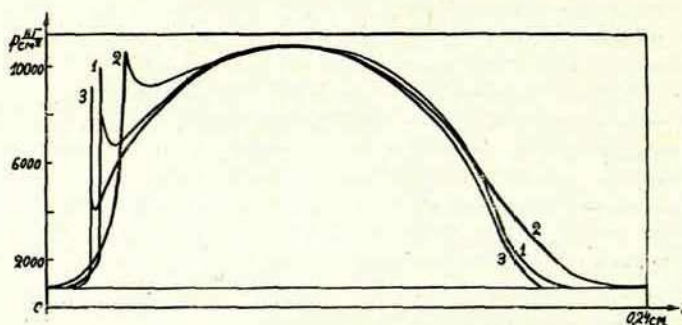
По мнению Г. К. Трубина, сама возможность влияния протяженности пика перенапряжений (возрастающей с увеличе-

---

<sup>1</sup> Следует предостеречь от попыток обобщения этих выводов на другие материалы и условия работы, так как эксперименты Г. К. Трубина проводились со сталями низкой твердости при умеренных удельных давлениях.

нием вязкости) на прочность контактирующих тел — сомнительна, существование этих пиков не доказано (на осциллограммах не обнаружено), и, ввиду их нереальности не заслуживает серьезного рассмотрения [41].

Такой вывод является противоположной крайностью, как будет видно из последующих работ [35], тем более, что сам Г. К. Трубин [42] отмечал раньше согласованность своего вывода об отрицательном влиянии избытка масла на питтингостойкость, с выводом о смещении влево и увеличении пика давления с ростом толщины пленки. Нетрудно заметить, что эти резко противоположные выводы связаны с противоположной



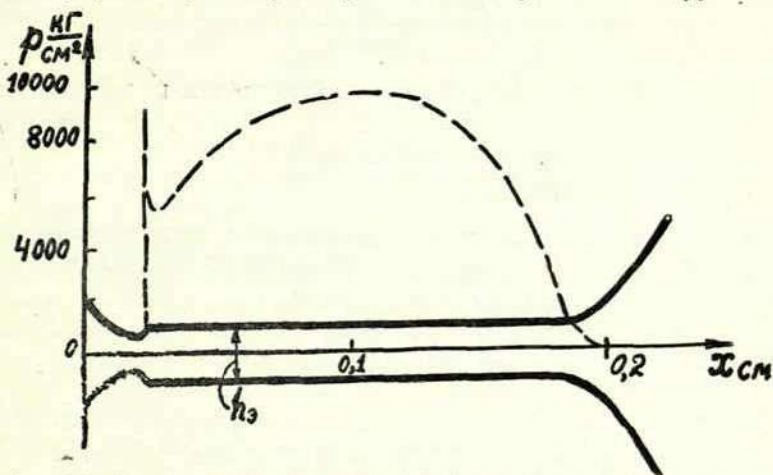
Фиг. 21. Кривые давления при наименьшей толщине смазочной пленки =  $1\mu$  (кривая 1),  $5\mu$  (кр. 2), и  $0,083\mu$  (кр. 3) при радиусе кривизны 5 см и  $E=2,15 \cdot 10^6$  кг/см<sup>2</sup>

оценкой влияния вязкости масла на коэффициент трения в контакте:  $f$  возрастает при увеличении вязкости по выводам авторов [6] и уменьшается по выводам и экспериментам Г. К. Трубина. На основании снижения  $f$  с увеличением вязкости и продолжительности работы Г. К. Трубин делает вывод о преимущественно полужидкостном режиме трения в зацеплении фрезерованных колес. В то же время, в работе [6] рассматривается случай чисто жидкостного трения с присущими ему закономерностями, выраженными правой частью кривых фиг. 5. Разъяснение этого вопроса дано в работе [35].

Роль контактных деформаций при смазке тяжело нагруженных криволинейных поверхностей ярко показана в докторской диссертации А. И. Петрусевича [35]. Основные выводы этой работы представляет статья [34], которая впервые ввела в нашу техническую литературу давно назревшее определение «контактно-гидродинамическая теория смазки».

Применение специального приближенного метода определения контактных деформаций при любом законе распределения

нагрузки по поверхности контакта, позволило решить совместную контактно-гидродинамическую задачу для круглых цилиндров при их качении и качении со скольжением. Оказалось, что упрощенная гидродинамическая теория смазки применима при наибольшем удельном давлении на контакте не более 1500—3000 кг/см<sup>2</sup>. При чистом качении цилиндров с радиусом кривизны 5 см, при вязкости масла 8°E и  $p_{\max}$  10000 кг/см<sup>2</sup>, скоростям 4, 1, 208 и 2779 см/сек. соответствуют толщины пленки 0,083; 1 и 5 микрон; по упрощенной теории получаются, при тех же условиях, толщины 0,0004; 0,02 и 0,25 микрон. Т. е., применяя упрощенную теорию при подобных условиях нагружения



Фиг. 22. Форма масляного слоя между двумя упругими цилиндрами.

(например, в турбинных редукторах) получаем в десятки и сотни раз заниженные значения толщины масляной пленки.

Полученное распределение давления поперек полоски контакта (фиг. 21) довольно сильно отличается от полуэллиптического и отличие возрастает с увеличением скорости качения. Смазочный слой, движущийся справа налево (фиг. 22), при некотором  $x$ , соответствующем давлению  $\approx 3000$  кг/см<sup>2</sup> приобретает более или менее постоянную толщину. На выходной части контакта всегда возникает пик давления и соответствующее ему значительное и резкое сужение потока смазки — масляная шейка; образование шейки связано с резким падением вязкости на выходе из контакта, вследствие чего металлические поверхности разжимаются, сужая зазор. Однако, острие пика не превышает уровня максимального давления. Размеры пика растут с увеличением толщины пленки. Входная часть зазора,

благодаря упругим деформациям приобретает удлиненную сужающуюся форму, обеспечивающую (как и криволинейное сужение в подшипниках) подпор давления (фиг. 22). Непосредственное касание весьма гладких поверхностей исключено — по сути, имеет место контакт двух твердых тел и затвердевшего слоя смазки постоянной толщины.

С учетом зависимости  $\mu = \mu_0 e^a \frac{p}{\rho}$  получена формула для определения толщины пленки в зоне  $p_{\max}$ , если последние (по формулам Герца)  $\geq 10000 \text{ кг/см}^2$

$$h_{\Sigma} = \frac{(\mu_0 U_{\Sigma})^{0,625} \cdot \rho^{0,375} \cdot p_{\max}^{0,125}}{13a^{0,5}}, \quad (84)$$

где  $\mu_0$  — вязкость при атмосферном давлении и данной температуре.

$U_{\Sigma}$  — суммарная скорость качения.

$a$  — пьезокэффициент.

При меньших давлениях рекомендуется интерполяция между значениями  $h_{\Sigma}$  по формуле 73 (84) и по формулам упрощенной теории, учитывающей  $\mu = \mu(p)$ .

$$h_{\Sigma} = 1,28 \sqrt[3]{\frac{\mu_0^2 U_{\Sigma}^2 \rho}{a^2}},$$

сходной с формулой (70).

Решение уравнения теплопроводности для стационарного температурного состояния в зоне контакта показало небольшое повышение температуры смазочной пленки сверх температуры рабочих поверхностей, независимость этого прироста температуры от толщины пленки (см. также [59]) и малое увеличение его с ростом скорости скольжения. Объясняется это тем, что подавляющее количество тепла трения отводится в металл цилиндров. Следовательно, при отсутствии значительного разогрева контактирующих тел и местных высоких температур, пренебрегая деформациями от сил трения, расчетные зависимости для чистого качения справедливы и при расчете жидкостного трения в зубчатых зацеплениях. Для местного коэффициента трения была выведена формула (справедливая в области больших давлений) подтверждающая рост  $f$  с уменьшением скорости скольжения и вязкости.

$$f = \frac{52\lambda}{(\mu_0 U_{\Sigma})^{0,625} \cdot \rho^{0,375} \cdot p^{0,125} \cdot a^{0,5} \cdot b \cdot U_{\text{ск}}} \left[ 1 + \frac{2a}{p} \ln \left( U_{\text{ск}} \sqrt{\frac{b\mu_0}{2\lambda}} \right) \right]. \quad (85)$$

$\lambda$  — коэффициент теплопроводности  $\frac{\text{кз. сек.}}{\text{см. сек. град.}}$ .

$b$  — параметр зависимости вязкости от температуры в формуле  $\mu = \mu_0 e^{\frac{p}{a} - b\theta}$ , в среднем  $= 0,2 \frac{1}{\text{град.}}$ .

$U_{\text{ск}}$  — скорость скольжения (см/сек.)

$p$  — давление в той точке, где определяется  $f$ .

Формула справедлива при  $p \geq 10000$  кг/см<sup>2</sup> и, очевидно, распространяема до  $p \geq 5000$  кг/см<sup>2</sup> (рассматриваются условия, когда металл отводит тепло трения без нагрева). При малых  $U$ ,  $f$  достигает очень больших величин по формуле (85). Однако, анализ экспериментальных и теоретических исследований позволяет предположить существование верхнего предельного напряжения сдвига  $\tau_{\text{пр}}$ , которое может передавать данное масло при данном давлении, градиенте скорости и температуре, как велика бы ни была вязкость смазки. (Верхнее  $\tau_{\text{пр}}$  т. е., предел текучести смазки как твердого тела при малых температурах и высоких давлениях, — в отличие от нижнего  $\tau_{\text{пр}}$ , следствия аномалии вязкости). Т. е. любая смазочная жидкость при увеличении удельного давления способна увеличивать напряжение сдвига до определенного верхнего предела, свойственного данной жидкости. Начиная с некоторого момента, смазка работает при наличии в ней предельного напряжения сдвига, не следуя далее законам гидродинамики. Следовательно, расчет сил трения на основании контактно-гидродинамической теории здесь невозможен, так как сила трения всецело определяется величиной предельного напряжения сдвига. Например, машинное масло не может передавать напряжений сдвига больших (1000—2500) кг/см<sup>2</sup>.

Закон Ньютона  $\tau = \mu \frac{du}{dy}$ , где  $\mu$  соответствует данному давлению и температуре справедлив только в области малых значений  $\frac{du}{dy}$ ; после перехода через некоторое критическое значение дальнейший рост  $\frac{du}{dy}$  уже не будет вызывать заметного повышения напряжения сдвига в смазке. Поэтому, говоря, что вязкость масла при больших давлениях достигает вязкости свинца, следует помнить, что это справедливо лишь при малых  $\frac{du}{dy}$ .

При больших скоростях скольжения и температурах смазка прекращает следовать законам контактно-жидкостного трения. Однако,  $\tau_{\text{пр}}$  смазки может превышать напряжение сдвига

вызывающее пластические смещения поверхностных слоев металла в направлении скольжения — этим объясняется натягивание металла к полюсу ведомых зубьев тихоходных колес и — от полюса, у ведущих зубьев.

Пока специальными экспериментами установят точные значения предельных коэффициентов трения, для машинных масел их можно принимать:

$$f_{\text{пр.}} = 0,0 - 0,12 \text{ при } p = 10000 \text{ кг/см}^2$$

$$f_{\text{пр.}} = 0,08 - 0,1 \text{ при } p = 20000 \text{ кг/см}^2$$

Для смазок, обладающих свойством маслянистости, значения  $f_{\text{пр.}}$  будут меньшими; при  $f < f_{\text{пр.}}$  отличие сохраняется, ввиду больших пьезокоэффициентов животных и растительных масел чем минеральных. Поскольку объемные характеристики  $\tau_{\text{пр.}}$  а масла изменяясь с приближением к мономолекулярному трению, все же влияют на него, то представление маслянистости связано не только с условиями граничного трения (при отсутствии гидродинамического эффекта), но и условиями смазки при высоких контактных напряжениях.

В итоге оказывается, что при больших контактных напряжениях жидкостное трение характеризуется или постоянством коэффициента трения (когда  $f = f_{\text{пр.}}$ ) или его снижением с возрастанием произведения  $\mu U_{\Sigma}$  когда  $f < f_{\text{пр.}}$ ; первое наблюдается у тихоходных и среднескоростных зубчатых передач, второе у быстроходных зубчатых и червячных передач. Условия работы этих деталей характеризуются чисто жидкостным трением; обеспечивающим полное разделение поверхностей, что подтверждает и полное отсутствие износа длительно работающих передач, при  $f = 0,1 - 0,15$ ; жидкостное трение после приработки возможно уже при толщине пленки 0,1 микрона.

Можно сказать, что при больших контактных напряжениях трение остается жидкостным в смысле полного разделения поверхностей и принципиального подчинения законам гидродинамики, но закономерности его изменяются в некоторых отношениях на противоположные (зависимость  $f$  от  $\mu U_{\Sigma}$ ). Контактно-гидродинамическая теория показала, что при высоких контактных напряжениях область, относимая у подшипников скольжения к полужидкостному трению, здесь является областью жидкостного трения; ее следует называть областью контактно-жидкостного трения, учитывая контактные напряжения на шероховатостях, роль которых будет рассмотрена ниже. Термин «полужидкостное» здесь можно относить лишь к затвердеванию смазки.

С повышением скорости скольжения  $f$  уменьшается, за исключением области, где неприменима формула (85), где силы трения будут определяться предельными напряжениями сдвига для данной смазки, где  $f$  почти не меняется с уменьшением толщины пленки, при падении скорости скольжения, т. е. — области граничного трения. Здесь уже появляется зависимость  $f$  от твердости металлов, определяющей площадь фактического контакта. Известно, что контактные напряжения на шероховатостях определяются не номинальными, а удельными давлениями на фактических площадках контакта; благодаря им на шероховатостях происходит образование слоя смазки значительной толщины. С повышением скорости скольжения толщина слоя смазки возрастает (84), пока рост общей или местной температуры приведет к еще большему снижению вязкости, повышению и наконец, катастрофическому росту  $f$  в связи с заеданием. Заедание наступает в результате сцепления поверхностей металлов, при отсутствии смазочных и адсорбированных пленок и при высокой местной температуре (близкой к температуре испарения масла с поверхности), когда масло полностью теряет смазочные и адсорбционные свойства. Отсутствие условий для гидродинамического образования пленки например при чистом скольжении ( $U_1 = -U_2$ ) может вызывать заедание даже при небольших нагрузках (по формуле (84)  $U_{\Sigma} = 0$  и  $h = 0$ ). Этим объясняются повреждения деталей при возвратно-поступательном движении и качении с вибрациями. Анализ контактно-гидродинамической задачи показал, что на распределение давлений в слое влияет именно вязкость в зоне больших градиентов давления, а не вязкость в зоне  $p_{\max}$ ; поскольку значение вязкости там больше зависит от общей температуры деталей, то разжижение и выдавливание смазки из контакта определяется не только местными, но и общими температурами деталей и масла. Действие противозадирных смазок не сказывается на прочности пленки, толщина ее определяется гидродинамическими условиями в контакте. При значении нагрузки вызывающем задиры наблюдается сильный рост  $f$ , как при обычном машинном масле так и в случае противозадириной смазки. Отсутствие заедания во II случае объясняется температурозизбирательным образованием мягких пленок сульфидов, хлоридов и т. д., которые снижают давление и температуру на шероховатостях и при срезе которых не повреждается основная поверхность.

К вопросам усталостной контактной прочности А. И. Петрусевиц предлагает подходить с принципиально отличной точки зрения, поскольку применение современных теорий проч-

ности к напряженному состоянию материала в зоне контакта не приводит к результатам согласующимся с практикой. Речь идет о неприменимости, в данном случае, теории упругости предусматривающей идеально гладкие, изотропные тела; она может дать только качественно интересные результаты для определения возможности пластических деформаций. Прежде всего, были определены контактные напряжения, вызываемые неровностями реальной поверхности деталей: пользуясь возможностью находить контактные деформации при заданной эпюре нормальных напряжений, принималось, что неровность, соответствующая по своему профилю полученным деформациям, вызовет такие же напряжения. Оказалось, что дополнительные давления, при любой практически осуществимой гладкости поверхностей, составляют  $10000 \text{ кг/см}^2$  т. е., превышают для сталей средней твердости предел текучести. Этим самым А. И. Петрусевиц впервые теоретически обосновал неизбежность возникновения пластических деформаций при несмазанном или статическом контакте металлических деталей любой, практически достижимой, гладкости. До тех пор, вопрос этот изучался только в экспериментах по сухому трению и являлся в некоторой степени дискуссионным. Так как на фактических участках контакта материал находится в пластическом состоянии, т. е. подвержен действию законов ползучести, это может быть причиной недостаточной фиксации деталей силами трения при действии тангенциальных усилий (ослабление затянутых болтовых соединений, проскальзывание дисков фрикционных муфт при длительном действии крутящего момента, меньшего момента сцепления, глушение вибраций при большом количестве стыков, гистерезис деформации при нагружении и разгрузке механизмов и т. д.). Причины контактной коррозии, износ при чистом качении и многие другие явления можно объяснить учитывая, что на шероховатостях рабочих поверхностей непрерывно идут пластические деформации, приводящие к наклепу, старению, окислению, усталости металла и другим явлениям, сопровождающим пластические деформации.

Однако, выраженное в работе [34] требование «отказаться от распространенного взгляда, что гайки обычно слабнут из-за воздействия вибрационных нагрузок и удлинения болтов» может привести к одностороннему рассмотрению явлений.

Износ металлов при контактно-жидкостном трении обусловлен не схватыванием-сцеплением (как при заедании) и не механическим срезом неровностей, а пластическими контактными деформациями на шероховатостях и сопровождающими их процессами усталостного выкрашивания и образования окислов металла. В присутствии смазки влияние шероховатостей,

безусловно, гораздо меньше, о чем свидетельствует незначительность износа зубчатых колес и подшипников качения, несмотря на высокие коэффициенты трения в зацеплениях.

Если классическая контактная задача идеально гладких тел предсказывает возникновение максимальных напряжений сдвига на определенной глубине, величина которых даже при больших нагрузках не превосходит предела текучести, то теория напряженного состояния контакта шероховатых тел предсказывает напряжения на отдельных шероховатостях приводящие к пластическим деформациям при самых малых нагрузках. Необходима новая теория контактной прочности; некоторую основу для нее представляет контактно-гидродинамическая теория смазки; например, определены действующие в зоне контакта нормальные и касательные напряжения. Необходимы значения верхних предельных напряжений сдвига передаваемых смазкой, для чего нужны специальные эксперименты. Однако, уже возможно, в порядке гипотезы, дать объяснение многим фактам, которые существующая теория контактной прочности не может объяснить. В отношении начала усталостного разрушения не в зоне максимального касательного напряжения, а на поверхности (где касательное напряжение при чистом качении в полтора раза меньше  $\tau_{\max}$ ) можно отметить следующее:

а) Образование усталостных трещин затрудняется без доступа воздуха и влаги. В глубине металла они образуются вблизи раковин и неметаллических включений, под легированным поверхностным слоем — благодаря наличию больших остаточных напряжений и т. д.

б) В случае плоской контактной задачи поперек площадки контакта действует в тангенциальном направлении поверхностное нормальное усилие  $\sigma_y$ , такое же как и нормальное к площадке напряжение  $\sigma_z$ .

$$\sigma_y = \sigma_z = -\frac{2P'}{\pi b} \sqrt{1 - \left(\frac{y}{b}\right)^2},$$

$P'$  — погонная нагрузка,  $b$  — полуширина площадки.

Нормальное напряжение вдоль плоскости контакта при коэффициенте Пуассона  $\nu = 0,3$ .

$$\sigma_x = -\frac{4\nu P'}{\pi b} \sqrt{1 - \left(\frac{y}{b}\right)^2} = 0,6(\sigma_y = \sigma_z).$$

Следовательно касательные напряжения под  $45^\circ$  между  $\sigma_x$  и  $\sigma_y$  или  $\sigma_x$ ) будут равны  $0,2$  ( $\sigma_y = \sigma_z$ ): При наличии смазки, на выходе из контакта упруго деформированный объем металла разжимаясь, выпучивает поверхность и вызывает в ней дополни-

тельные напряжения растяжения  $\sigma_p$ , которые накладываясь на напряжения сжатия, одинаковые во всех направлениях в сечении поперек контакта создают в сжатых объемах металла напряжения сдвига, равные  $0,5 \sigma_p$ . При наличии скольжения на отстающей поверхности в этом месте действуют в касательном направлении сжимающие напряжения, следовательно, напряжения сдвига возрастают; на опережающей поверхности действуют растягивающие усилия уменьшающие напряжения сдвига. Этим объясняется повышенная контактная прочность опережающей поверхности, а также поверхностей катящихся без скольжения, чем со скольжением. **Т. е. А. И. Петрусевич, вопреки гипотезе Г. К. Трубина<sup>1</sup>, считает основной причиной повышенной прочности опережающей поверхности — напряженное состояние в зоне уступа на контактирующих поверхностях (фиг. 22).**

Уменьшение  $f$  с ростом скорости скольжения, уменьшает напряжение сдвига в поверхностном слое, чем объясняется образование питтинга возле полюса зацепления, а не в месте действия максимального контактного напряжения по теории Герца. Поэтому также, бронза имеет большую контактную прочность в червячных передачах чем в зубчатых. Повышение контактной прочности при бедной смазке объясняется меньшей высотой выступов на поверхности, возникающих вследствие упругих деформаций, а также меньшим расклинивающим эффектом. Влияние сорта смазки через  $f$ , очевидно, сводится к тому, что смазка обеспечивающая большую контактную прочность, обладает относительно низким верхним предельным напряжением сдвига.

Опубликованная в Известиях АН СССР [34] статья заканчивается совершенно правильным и своевременным призывом к коллективу научно-исследовательских работников машиностроения, обратить внимание на проблемы контактно-гидродинамической теории, способствовать ее развитию и техническому применению. Особо важное значение приобретают экспериментальные работы (устанавливающие полноценность создаваемых теорий) по изучению трения и износа в машинах, а также свойств масел (прежде всего величин  $a, \tau_{пр}, \lambda, b, c$ ) при высоких давлениях. Особенно важно уточнение величин  $\tau_{пр}$  и  $f_{пр}$ ,

<sup>1</sup> По Г. К. Трубину [42] различная питтинговость опережающей и отстающей поверхности объясняется ориентацией поверхностных трещин под действием сил трения, которая затрудняет расклинивающее действие масла на опережающей и облегчает его на отстающей поверхности.

для чего необходимо экспериментальное изучение коэффициентов трения машинных узлов при высоких контактных нагрузках, в широком диапазоне рабочих условий. Необходимо также получить полные кривые контактной усталости для основных материалов, с учетом характера обработки поверхности деталей. Применяя в экспериментах современные методы регистрации износа [15], позволяющие изучать его процесс, а не только результат, считать конечной целью исследований познание физической сущности (природы) сложных явлений трения и износа.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Антропов В. П. Исследование поверхностного выкрашивания зубьев стальных закаленных зубчатых колес. Диссертация, Ленинградский Политехнический институт, 1954 г.
2. Беляев Н. М. Местные напряжения при сжатии упругих тел. сб. статей «Инженерные сооружения и строительная механика», Ленинград, 1924 г.
3. Букс И. А. Контактная прочность судовых зубчатых передач. Труды Николаевского Кораблестроительного Института, 1954 г.
4. Гидродинамическая теория смазки. ГТТИ, 1934 г.
5. Грубин А. Н. Контактные напряжения в зубчатых и червячных зацеплениях. ЦНИИТМАШ, кн. 30, 1949 г. (Исследование контакта деталей машин).
6. Грубин А. Н. Основы гидродинамической теории смазки тяжело нагруженных криволинейных поверхностей, ЦНИИТМАШ, кн. 30, Машгиз, 1949 г.
7. Грубин А. Н. Исследование контактного напряженного состояния в некоторых видах зубчатых и червячных зацеплений. Диссертация, Москва, 1949 г.
8. Дьячков А. К. Влияние изменения вязкости смазочных масел от давления на показатели работы подшипника. Труды Второй Всесоюзной конференции по трению и износу в машинах, т. III, 1949 г.
9. Дьячков А. К. Улучшение качества работы и увеличение сроков службы подшипников скольжения. Известия АН СССР, ОТН, 1951 г. № 2.
10. Дьячков А. К. Расчет подшипников скольжения работающих в условиях жидкостного трения. Трение и износ в машинах, сб. 2, 1946 г.
11. Жуковский Н. Е. и Чаплыгин С. А. О трении смазочного слоя между шипом и подшипником. Гидродинамическая теория смазки. ГТТИ, 1934 г.
12. Зайцев А. К. Основы учения о трении, износе и смазке машин. Машгиз, 1947 г., ч. I.
13. Зундема Г. Г. Эксплуатационные характеристики смазочных масел. Гостехиздат, 1957 г.
14. Зоммерфельд А. К гидродинамической теории смазки. К теории трения при смазке. Гидродинамическая теория смазки, ГТТИ, 1934 г.
15. Изучение износа деталей машин при помощи радиоактивных изотопов. АН СССР, 1954 г., 1957 г.
16. Коднир Д. С. Расчет грузоподъемности подшипников скольжения. ЦНИИТМАШ, кн. 13, 1948 г.

17. Коднир Д. С. Расчет грузоподъемности тяжело нагруженных подшипников скольжения. Расчет коэффициента трения тяжело нагруженных подшипников скольжения. Труды Второй Всесоюзной конференции по трению и износу в машинах, т. III, 1949 г. АН СССР.

18. Коднир Д. С. Глава I в кн. «Подшипники жидкостного трения прокатных станков» (авторы Абанов Л. В., Коднир Д. С. и др.). Машгиз, 1955 г.

19. Коровчинский М. В. Прикладная теория подшипников жидкостного трения. Машгиз, 1954 г.

20. Коровчинский М. В. Плоская задача гидродинамической теории смазки. Трение и износ в машинах, Сб. 5, 1950 г.

21. Колчин Н. И. Механика машин, т. 4, Машгиз, 1950 г.

22. Кочин Н. Е. и др. Теоретическая гидромеханика, 1948 г. т. II.

23. Кузьмин Н. Ф. Исследование сил трения в контакте смазанных поверхностей при качении с проскальзыванием (применительно к условиям работы зубчатых колес). Диссертация, Новочеркасск, политехнический институт, 1951 г.

24. Кузьмин Н. Ф. О параметре зависимости вязкости смазки от давления. К вопросу о положении зоны минимальной контактной прочности на поверхностях зубчатых колес. Исследование сил трения в контакте стальных роликов при высоких скоростях скольжения и температурах. Труды Новочеркасского политехнического института, т. 30(44) 1955 г.

25. Куцаев С. Н. Теория смазки подшипника ограниченной длины при центробежной нагрузке. Труды Второй Всесоюзной конференции по трению и износу в машинах, т. I АН СССР, 1947 г.

26. Ляв А. Е. Математическая теория упругости. ОНТИ, 1935 г.

27. Лейбензон Л. С. Границы приложимости гидродинамической теории смазки. Гидродинамическая теория смазки, ГТТИ, 1934 г.

28. Мерцалов Н. И. Избранные труды, т. III, 1950 г.

29. Мухелишвили Н. И. Некоторые основные задачи математической теории упругости, II изд. 1935 г., III изд. 1949 г.

30. Орлов П. И. Смазка легких двигателей, ОНТИ, 1937 г.

31. Общая теплотехника (под ред. С. Я. Корницкого и Я. М. Рубинштейна), Гесэнергоиздат. 1952 г.

32. Петров Н. П. Трение в машинах и влияние на него смазочной жидкости., Трение в машинах. Гидродинамическая теория смазки. АН СССР, 1948 г.

33. Петрусевиц А. И. Качество поверхности и прочность материалов при контактных напряжениях. АН СССР, 1947 г.

34. Петрусевиц А. И. Основные выводы из контактно-гидродинамической теории смазки, Изв. АН СССР, ОТН № 2, 1951 г.

35. Петрусевиц А. И. Контактные напряжения, деформации и контактно-гидродинамическая теория смазки (совместная контактная и гидродинамическая задача механики). Диссертация, Институт машиноведения АН СССР, 1950 г.

36. Полецкий А. Т. Распределение гидродинамического давления в смазочном слое подшипника конечной длины. Расчет и конструирование машин (вып. Челябинского политехнического института) 1955 г.

37. Рейнольдс О. Гидродинамическая теория смазки и ее применение к опытам Тоуэра. Гидродинамическая теория смазки, ГТТИ, 1934 г.

38. Рамаяя К. С. Аномалия вязкости масел и ее влияние на трение в машинах, Машгиз 1949 г.

39. Саверин М. М. Контактная прочность материала в условиях одновременного действия нормальной и касательной нагрузки. ЦНИИТМАШ кн. 2, 1946 г.

40. Седов Л. И. Методы теории подобия и размерности в механике, 1954 г.
  41. Трубин Г. К. Контактная усталость зубьев прямозубых шестерен, Машгиз, 1950 г.
  42. Трубин Г. К. Причина питтингостойкости головок зубьев шестерен. Влияние способа смазки на выкрашивание. «Вестник машиностроения» № 2 и № 6 1948 г.
  43. Трубицын Н. А. Применение метода Жуковского—Чаплыгина—Мерцалова—Гутьяр к теории подшипника бесконечной длины. Труды Первой Всесоюзной конференции по трению и износу в машинах, т. I, АН СССР 1939 г.
  44. Френкель Н. З. Гидравлика. Госэнергоиздат, 1956 г.
  45. Эртель. Общие основы теории полужидкостного трения. ЦНИИТМАШ, кн. 4, 1947 г.
  46. Эртель. Гидродинамическая теория смазки в новых предположениях. «Прикладная математика и механика», т. 3, вып. 2, 1939 г.
  47. Эртель. Гидродинамический расчет смазки контакта криволинейных поверхностей, материалы отдела механизмов ЦНИИТМАШ. 1945 г.
  48. ЭСМ, т. 2, 1948 г.
  49. Яновский М. И. Конструирование и расчет на прочность деталей паровых турбин, АН СССР, 1947 г.
  50. Bauer R. Einfluss der Endlichen Breite des Gleitlagers auf Tragfähigkeit und Reibung. Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens Bd. 14 N2 1943.
  51. Wolf O. Konstruktive Entwicklung der Getriebetechnik. V. D. I. 1936 5 September.
  52. Wolf O. Moderne Getriebetechnik, Werft Reederei Hafen, 1 August 1935.
  53. Gardner R. The Design of single-reduction Gearing for compaund Turbines, Engineering N18 april 1930.
  54. Gatcombe E. K. Lubrication Characteristics of Involute Spur Gears, Transactions of the ASME vol. 67 N3 april 1945.
  55. Kelley A. New Look at the Scoring Fenomena of Gears, SAE Transactions vol. 61 1953.
  56. Nishihara T., Kobayashi T. Pitting of Steel under Lubricated Polling Contact and Allowable Pressure on Tooth Profiles, Transactions of ASME Japan vol. 3 N13 1937.
  57. Shlesinger G. Modern Methods of Spur Gears Calculations, Engineering 1936 23 October, November.
  58. The Lubrication of Gear-teeth, Engineering August 11 1916.
  59. Tichvinsky L. M. Bearings for Power Machines, The Electric Journal, vol. 33 N3 March 1936.
  60. Way St. Gear-tooth Pitting, The Electric Journal, April 1936 vol. 33 N4.
  61. V. D. I. Forschungsheft. 391. 1938.
-

*В. М. ПОКРОВСКАЯ, канд. техн. наук*

## **ТЕПЛОВЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ РЕЗЬБОНАРЕЗАНИИ МАШИНЫМИ МЕТЧИКАМИ**

### **Введение**

Изучение физических основ резьбонарезания позволит проникнуть в сущность процесса, а следовательно, и влиять на качество резьбовой поверхности и в целом резьбовых сопряжений, а также и на повышение производительности этой операции, весьма распространенной и занимающей большой удельный вес в машиностроении.

К основным проблемам физики резания металлов относятся и тепловые явления. Знание тепловых явлений, происходящих при резании, имеет большое теоретическое и практическое значение.

В процессе резьбонарезания, как и при других видах обработки металлов резанием, выделяется тепло. Цвета побежалости на поверхности стружки свидетельствуют о наличии повышенной температуры. Повышение температуры происходит как результат превращения затрачиваемой на процесс резания и трения механической энергии в тепловую. Основными источниками образования тепла являются упругие и пластические деформации при стружкообразовании, трение стружки о переднюю поверхность метчика и трение затылочной и резьбовой поверхностей метчика и сопрягаемыми с ними поверхностями резьбового отверстия. Интенсивность образования тепла и его распределение зависят от работы пластических деформаций, работы сил трения, от количества притока и отвода тепла от источников его образования.

Количество тепла, выделяемое в процессе резьбонарезания метчиком, распределяется между обрабатываемым изделием, инструментом и охлаждающей жидкостью.

Теплоизлучения непосредственно в окружающее воздушное пространство вблизи очага возникновения тепла почти нет, т. к. процесс протекает в закрытой зоне. Поэтому процесс резьбонарезания метчиком глухих отверстий резко отличается по теплораспределению от процесса точения, при котором тепло,

переходящее от деформируемой зоны вглубь изделия, невелико, а также и часть тепла, переходящая в инструмент. При точении большая часть тепла, доходящая до 80%, отходит вместе со стружкой. По распределению тепла разбонрезание метчиком ближе к сверлению [1].

При работе метчиком надо ожидать несколько отличного теплораспределения в сторону увеличения тепла, переходящего в метчик. Общий баланс тепла еще не дает понятия о температуре в зоне контакта режущих кромок инструмента с обрабатываемым изделием в процессе резания, что является весьма существенным для выяснения физических явлений, происходящих в зоне резания. От температуры режущей кромки в процессе работы зависит выбор эффективного режима работы. В зависимости от количества тепла и его распределения меняется процесс стружкообразования, а вместе с ним и усилие резания. Количество тепла, возникаемое при резании, влияет на процесс истирания, износа, а следовательно, и на стойкость. Эти зависимости при разбонрезании метчиками не исследовались.

Определение всех перечисленных зависимостей на протяжении выполнения настоящей работы сделать не представилось возможным. Целью настоящей работы является определение температуры в зоне контакта режущих кромок инструмента и обрабатываемой деталью и влияние на нее некоторых существенных факторов.

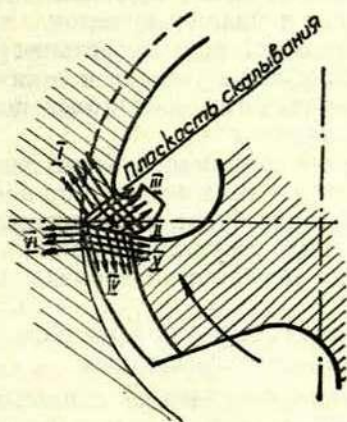
Распространение тепловых потоков в зоне резания зависит от многих факторов. Главными из них являются свойства металлов, инструментального и обрабатываемого, их теплопроводность, конструкция и геометрия инструмента. В зоне образования тепла время контакта отдельных точек изделия, инструмента и стружки различно. Контакт обрабатываемой поверхности со стружкой протекает в сотые доли секунды. Наибольшее время в зоне резания находятся режущие кромки инструмента.

Схема тепловых потоков, действующих в зоне резания зубом метчика, изображена на фиг. 1.

- I — поток тепла, образуемого деформациями при стружкообразовании в теле изделия, перемещается вместе с относительным движением изделия и метчика;
- II — поток тепла в отходящую стружку перемещается во вновь образуемые элементы стружки;
- III — поток от трения стружки по передней поверхности инструмента направляется в новые элементы стружки;
- IV — тепловой поток, образуемый деформацией при стружкообразовании и трением, направленный в тело зуба метчика и действующий постоянно во весь период разбонрезания;

- V — поток тепла, образуемого трением затылочных поверхностей метчика о резьбовую поверхность детали, действующий постоянно на одни и те же точки;
- VI — поток тепла, образуемого трением затылочных поверхностей о резьбовую поверхность детали и направленный в тело детали. Действует в переменных точках.

Следовательно, только потоки IV и V постоянно действуют на одни и те же контактные поверхности инструмента. Температура на поверхности режущего лезвия не одинакова. На вершине, где взаимодействуют два потока — IV и V, а теплопро-



Фиг. 1.

водность вершины зуба, вследствие малой массы, хуже остальных участков, температура режущего лезвия выше остальных точек.

На стойкость метчиков, как и других режущих инструментов, влияет не вся та часть тепла, образующегося при резании, которая переходит в инструмент, а только та часть, которая концентрируется в непосредственной близости к режущей кромке. По данным Б. И. Костецкого [3], толщина слоев режущих поверхностей инструмента, подверженных воздействию наибольшей температуры, значительно влияющей на износ, составляет примерно 20—30 мк. Изучение и знание этой температуры существенно для выбора материала инструмента и определения режима работы.

Существует много методов определения температуры при резании, но пригодными для данной цели могут быть только

те из них, которые обеспечивают измерение температуры в тонких поверхностных слоях.

Каждый из методов имеет свои положительные и отрицательные стороны, хорошо охарактеризованные проф. А. М. Даниеляном [2], считающим, что, несмотря на недостатки метода измерения естественной термопарой, при этом методе получается результат ближе к истинной температуре, чем при других, ныне существующих методах.

Термоэлектрические явления в металлах обусловлены взаимодействием электрической и тепловой форм энергии.

Естественная термопара может быть представлена как большое количество элементарных источников — т. э. д. с., параллельно подключенных к милливольтметру.

Площади контакта при резбонарезании новым метчиком различны в разные периоды времени и отличаются от работы изношенным метчиком, когда контактные поверхности по запылкам зубьев увеличиваются.

В процессе резания принимает участие одновременно много режущих лезвий и число их изменяется по времени. Поэтому в процессе резбонарезания будет много циркулирующих термопар между отдельными режущими кромками метчика и изделием. Количество их меняется во времени, но знак их будет одинаков:

быстрорежущая сталь — положительный полюс,  
сталь 45 — отрицательный полюс.

При использовании естественной термопары существенное влияние на показание милливольтметра оказывает наличие сил трения.

Силы трения, возникающие между инструментом и изделием, влияют на теплообразование и весь процесс резания. При резбонарезании метчиками всегда большое место занимает внешнее трение между резбовой поверхностью метчика и детали, а также и стружки с метчиком. Вопрос влияния трения при резбонарезании мало изучен. Это объясняется сложностью самого процесса, многообразием факторов, участвующих в работе, а также непрерывным изменением условий на поверхностях контакта по мере продвижения метчика. Изучение температурных условий позволит до некоторой степени расширить изучение этого вопроса. Процесс трения при резании имеет свои особенности.

При резании трение происходит при повышенных давлениях, скоростях скольжения и температурах. Все это взаимосвязано.

В результате многих исследований установлено, что температура нагрева обрабатываемого металла оказывает существ-

венное влияние на процесс образования стружки. Это влияние вызывается изменением физико-механических свойств обрабатываемого материала с повышением температуры и коэффициента внешнего трения, зависящего, в свою очередь, от физико-механических свойств обрабатываемого материала.

Все это подтверждает, что изучение тепловых явлений при резании, а особенно малоизученных процессов, имеет большое значение.

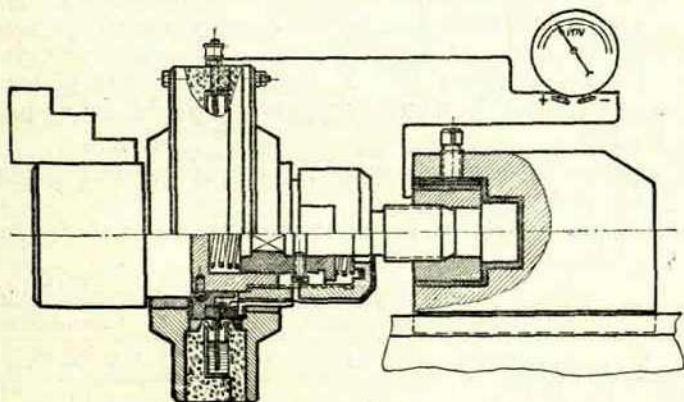
Поэтому целью проведенных исследований было экспериментально установить методом естественной термопары:

- 1) температуру в зоне контакта режущих кромок метчика с обрабатываемым изделием;
- 2) влияние отдельных режущих кромок на температуру, регистрируемую милливольтметром;
- 3) влияние скорости резания, диаметра метчика, шага резьбы и толщины сечения среза на температуру контакта.

#### Установка для измерения температуры при резьбонарезании метчиками (фиг. 2)

Измерение температуры в зоне контакта режущих кромок метчика с обрабатываемым изделием в опытах производилось методом естественной термопары «метчик—изделие».

Кинематика процесса резьбонарезания выбрана такой же, как это имеет место во многих технологических процессах, — метчику сообщается вращательное движение, а самоподача осуществляется изделием (типа гайки).



Фиг. 2.

Для постановки исследований выбран токарно-винторезный станок, модель 1616 Средневолжского станкостроительного завода (г. Куйбышев), выпуска 1953 г.

Конструктивное оформление установки изображено на рис. 2.

Метчик закрепляется в текстолитовой втулке, являющейся изолятором. Крутящий момент передается через квадратное гнездо втулки и воспринимается квадратом метчика. Центрирование происходит по шлифованной цилиндрической поверхности хвостовика. Втулка с закрепленным в ней метчиком помещается в цилиндрическое гнездо специально изготовленного токосъемника. Крутящий момент передается шпонкой. Токосъемник закрепляется в кулачках патрона. Подача может осуществляться деталью принудительно от ходового винта станка или самонатягом. Для обеспечения осевого перемещения с целью компенсации ошибок в шаге, при принудительной подаче, втулка с метчиком помещена между двумя пружинами.

При монтаже верхние направляющие супорта выверены индикатором для обеспечения их параллельности оси шпинделя.

При резбонарезании с самоподачей деталь наворачивается на метчик и перемещается вместе с приспособлением по верхним направляющим супорта, по которым базируется приспособление, имеющее ласточкин хвост.

Деталь изолируется от приспособления текстолитовыми прокладками. Провод, прикрепленный одним концом к пластине токосъемника, вторым концом припаивается к быстрорежущей части метчика. Экспериментально установлено, что в процессе резания влияние паразитической термопары — метчик—провод» на показание милливольтметра не сказывается. Второй провод прикрепляется к детали. Свободные концы проводов от токосъемника и детали подключаются к зажимам милливольтметра. Милливольтметр типа М 15 по ГОСТ 1845-42 выпуска 1949 г., зав. № 178612. Температурные погрешности на пределе 15 *mV* до 1 %.

Резбонарезание производилось в горячекатанной стали 45 в состоянии поставки.

Химический состав и физико-механические свойства приведены в таблице № 1.

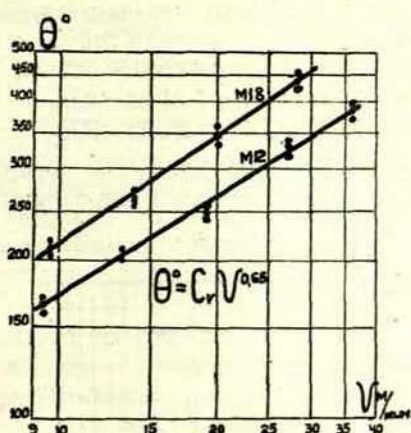
Таблица № 1.

Марка стали	Химический состав							Мех. свойства		
	C	Si	Mn	P	S	Cr	Ni	HВ	$\sigma_b$ кг/см <sup>2</sup>	$\delta$ %
45	0,50	0,24	0,60	0,016	0,027	0,06	0,02	210	60	15

Все опыты проводились с материалом, взятым из одной болванки, с целью устранения влияния качества материала на результаты опытов.

### Зависимость температуры резания от скорости резания

Учитывая, что износ метчиков  $\delta = 0,125 d$ , вызывающий значительное повышение крутящих моментов, наступает после нарезания большого количества отверстий, и при нарезании 15—20 отверстий износ будет незначительным, то для сохранения в опытах постоянства условий, зависящих от геометрии и конструкции метчика, был взят один шлифованный метчик



Фиг. 3.

класса «С» размером М 12×1,75 из быстрорежущей стали Р 18, с передним углом  $\gamma = 15^\circ 10'$ , с задним углом  $11^\circ 56'$ , с углом режущего конуса  $\varphi = 20^\circ$  и один метчик М 18×2,5, с передним углом  $\gamma = 13^\circ 50'$ , с задним углом  $11^\circ 30'$ , с углом режущего конуса  $\varphi = 18^\circ 20'$ . Биение по перьям режущего конуса метчиков не превышало 0,01 мм. Испытания проводились со скоростями резания от 9,35 до 36 метров в минуту с охлаждением сульфозолом.

По результатам опытов построен график (фиг. 3) в двойной логарифмической сетке и определена зависимость

$$\theta^\circ = C_v v^{0.65},$$

где  $C_v$  — коэффициент, учитывающий все факторы, влияющие на температуру резбонарезания метчиками, кроме скорости резания.

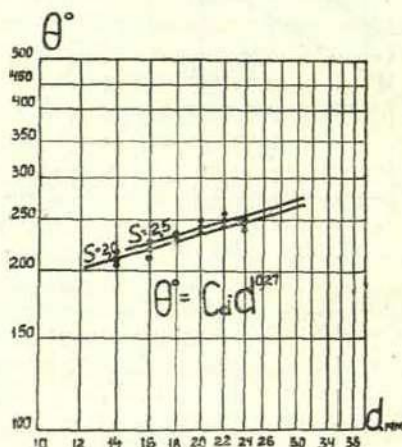
С увеличением скорости резания температура растет, но с некоторым отставанием. Показатель степени 0,65 свидетельствует о большем влиянии скорости резания на температуру резбонарезания, чем при точении резцами (для точения показатель степени у скорости резания 0,4) из-за условий стружкообразования в закрытом пространстве канавки метчика и большого количества режущих кромок с малой толщиной срезаемых слоев, приводящих к большей деформации металла, при которой развивается и большая температура.

### Зависимость температуры резания от диаметра метчика

Для опытов были отобраны метчики с одинаковой геометрией режущих элементов  $\gamma = 15^\circ \pm 30'$ ,  $\alpha = 12^\circ \pm 30'$  и  $\varphi = 18^\circ 20' \pm 10'$ , но разных диаметров с одним шагом:

- а) М 14×2,0; М 16×2,0 и М 24×2,0;
- б) М 18×2,5; М 20×2,5 и М 22×2,5.

При определении влияния диаметра метчика на температуру резания из-за ступенчатого регулирования чисел оборотов



Фиг. 4.

станка нельзя было выдержать постоянство такого важного фактора, как скорость резания, значительно влияющую на температуру резания. Поэтому при вычерчивании графика (фиг. 4) по опытным данным нужно было привести результаты к одинаковым скоростям резания

$$\theta^\circ = \left( \frac{v}{v_0} \right)^{0,65} \theta_0,$$

где:  $v_0$  — скорость резания, при которой производилось резбонарезание;

$v$  — приведенная скорость резания, значение которой для всех диаметров резьб одинаково на протяжении исследования влияния диаметров резьб, имеющих один шаг;

$\Theta_0$  — температура резания, получаемая по показаниям милливольтметра и тарировочного графика;

$\Theta^\circ$  — температура резания, соответствующая приведенной скорости резания.

По графику, построенному в двойной логарифмической сетке, определена зависимость

$$\Theta^\circ = C_d \cdot d^{0,27},$$

где  $C_d$  — коэффициент, зависящий от всех факторов, влияющих на температуру резания, кроме диаметра метчика. Диаметр метчика на температуру резбонарезания влияет значительно меньше, чем скорость резания. С увеличением диаметра метчика сечение срезаемых слоев не изменяется, а крутящие моменты, на которые влияет плечо приложения силы, меняются.

Влияние диаметра на температуру резания сказывается из-за увеличения сил трения с увеличением диаметра по большим контактным поверхностям.

### Зависимость температуры резания от шага резьбы

С увеличением шага резьбы увеличиваются длина режущих кромок и толщина срезаемых слоев, а с ними и суммарное сечение стружки. При этом увеличиваются силы резания, а следовательно, и температура резания. При определении влияния шага резьбы на температуру резания, произведен отбор метчиков с основной и мелкометрической резьбой:

первая группа: 1 М 18×1,5 и М 18×2,5

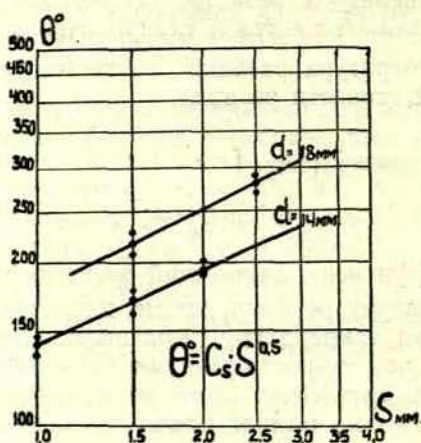
вторая группа: 2 М 14×1,0; 1 М 14×1,5 и М 14×2,0.

Геометрические параметры режущей части метчиков с одинаковым диаметром, но разными шагами резьбы, выдерживались постоянными ( $\gamma = 15^\circ \pm 30'$ ,  $\alpha = 12^\circ \pm 30'$ ,  $\varphi = 18^\circ 20' \pm 10'$ ). Опыты проводились с охлаждением сульфохрезолом.

По опытным данным построен график (фиг. 5) и выведена зависимость

$$\Theta^{\circ} = C_s \cdot s^{0,5},$$

где  $C_s$  — коэффициент, зависящий от всех факторов, влияющих на температуру при резбонарезании, кроме шага резьбы.



Фиг. 5.

Из выведенной закономерности видно, что влияние шага ( $s$ ) на температуру ( $\Theta^{\circ}$ ) весьма значительно и больше, чем диаметра, но меньше, чем скорости резания.

#### Зависимость температуры резания от угла режущего конуса ( $\varphi$ )

Толщина сечения срезаемых слоев и длина режущих кромок зависит от числа канавок метчика ( $z$ ), шага резьбы ( $s$ ) и угла режущего конуса ( $\varphi$ ), каждый из которых влияет по различному.

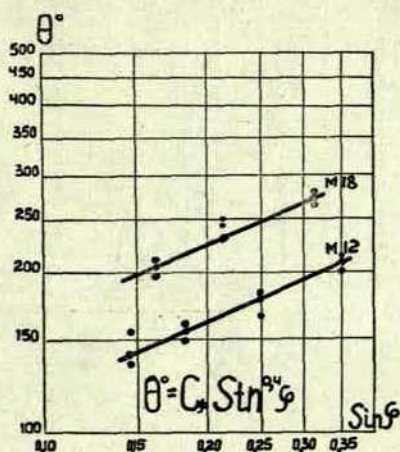
$$a_z = \frac{s}{z} \sin \varphi \text{ мм/зуб.}$$

Также в различной степени все эти факторы ( $z$ ,  $s$ ,  $\varphi$ ) влияют на температуру резания. С увеличением угла режущего конуса увеличивается толщина срезаемого слоя, а с ней и тепловая напряженность каждого участка режущей кромки. С целью определения математической зависимости температуры реза-

ния от угла режущего конуса производилось резбонарезание метчиками одного размера с различным значением углов  $\varphi$  (фиг. 6). Вследствие того, что толщина среза зависит от  $\sin \varphi$ , то и для определения влияния на температуру был принят  $\sin \varphi$  и выведена формула

$$\Theta^{\circ} = C_{\varphi} \sin^{0,4} \varphi,$$

где  $C_{\varphi}$  — коэффициент, зависящий от всех факторов, влияющих на температуру резбонарезания, кроме угла режущего конуса.



Фиг. 6.

Показатель степени у  $\sin \varphi$  (0,4) отличается от показателя степени у шага (0,5).

Это положение может быть объяснено тем, что угол режущего конуса, кроме толщины среза, изменяет и длину режущей кромки, что несколько ослабляет его влияние на температуру, по сравнению с влиянием на нее шага резьбы, от которого прямо пропорционально зависит толщина срезаемого слоя.

#### Формула для определения температуры контакта режущих кромок метчика с обрабатываемым изделием в процессе резбонарезания

На основании математической обработки произведенных опытов, формула для определения температуры контакта может быть выражена зависимостью:

$$\Theta^{\circ} = C_{\Theta} v^{0,65} d^{0,27} s^{0,5} \sin^{0,4} \varphi,$$

где  $\Theta^{\circ}$  — температура контакта, выраженная в  $^{\circ}\text{C}$ .

Формула действительна для определения температуры при резьбонарезании 4-канавочными машинными метчиками в стальных деталях с охлаждением сульфозрезолом.

Для стали 45  $C_{\theta} = 22,3$ .

Значения температур, подсчитанных по выведенной формуле, приведены в таблице № 2.

Т а б л и ц а № 2.

№№ п./п.	Размер резьбы		$\varphi$	$v$ м/мин.	$\theta^{\circ}$
	$d$ мм	$s$ мм			
1.	12	1,75	20°30'	18	250°
2.	14	1,0	18°20'	30	260°
3.	14	1,5	18°20'	22	260°
4.	14	2,0	18°20'	18	260°
5.	16	2,0	18°20'	20	290°
6.	18	1,5	18°20'	27	320°
7.	18	2,5	18°20'	18	320°
8.	20	2,5	18°20'	20	350°
9.	22	2,5	18°20'	21	370°
10.	24	2,0	18°20'	27	400°

#### Определение температуры резания в зоне контакта отдельных режущих кромок

Отдельные режущие кромки метчика нагружены по различному, вследствие разницы в их длинах. На какой же из режущих кромок выше температура? Какую же температуру, какой из режущих кромок показывает естественная термопара «метчик—изделие»? С целью получения ответов на эти вопросы поставлены эксперименты. Для разрешения поставленных вопросов необходимо создать условия резания только одной режущей кромкой, устранив все остальные. Это можно сделать несколькими путями.

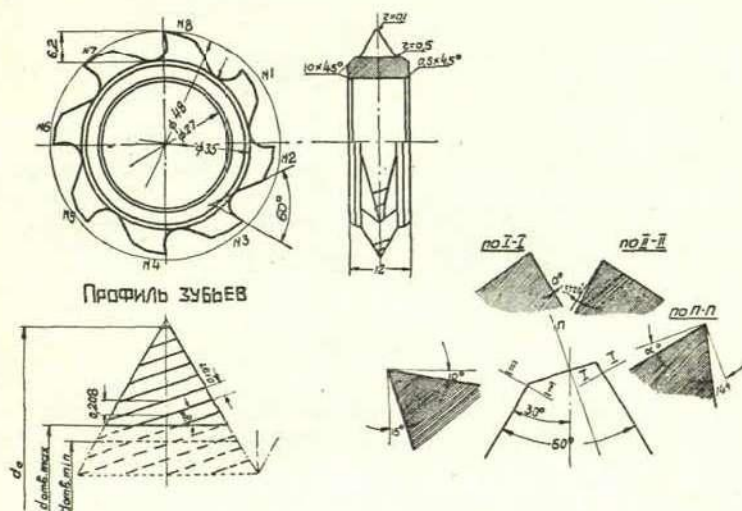
Первый путь — можно сточить все режущие кромки метчика, оставив только одну — исследуемую. На другом метчике оставить вторую и т. д. Но геометрия каждого метчика отличается, и при этом нужно было бы вначале нормально заточить все метчики таким образом, чтобы все режущие кромки всех метчиков повторяли размеры всех остальных. Практически это сделать весьма и весьма трудно.

Второй путь — изготовить фасонный многокромочный резец, зубья которого будут копировать зубья метчика и работать им, как метчиком с принудительной подачей. Повертывая такой резец и работая поочередно каждой режущей кромкой, можно определить влияние работы каждого зуба с различной длиной режущей кромки на показания милливольтметра, а сле-

довательно, и температуру резания. Преимущества второго пути заключаются и в том, что таким резцом можно регулировать толщину срезаемого слоя, а также и исследовать сравнение возникаемых температур в процессах внутреннего и наружного нарезания резьбы. Поэтому и выбран второй метод.

### Конструкция фасонного многокромочного резца (фиг. 7)

Число режущих зубьев 4-канавочного метчика с шагом  $s=2,5$  мм с учетом допусков на изготовление метчика и отверстия может быть равно восьми. Поэтому и у резца изготовляем 8 зубьев.



Фиг. 7.

Толщина срезаемых слоев метчиком

$$a_z = \frac{s}{z} \sin \varphi,$$

т. е.,  $a_z = 0,197$  мм/зуб.

Вершина каждого последующего зуба выше предыдущего на величину

$$\frac{a_z}{\cos \varphi} = 0,207 \text{ мм},$$

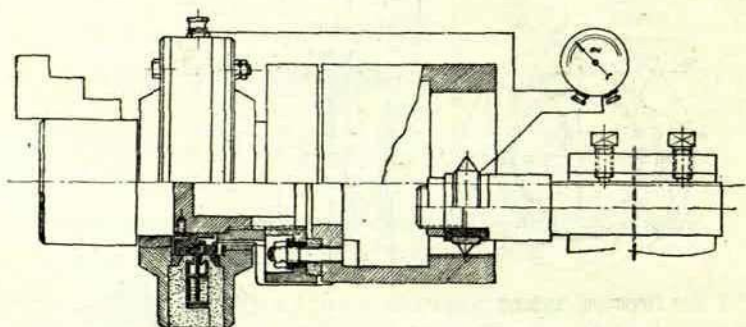
тогда вся высота нарезанного профиля получится

$$0,207 \cdot 8 = 1,654 \text{ мм},$$

т. е., в пределах допусков на высоту профиля резьбы с шагом 2,5 мм.

В процессе нарезания резьбы такой резец поворачивается относительно своей оси так, что режущая кромка каждого зуба последовательно подводится к резьбовой нитке. Для получения полного профиля резьбовой поверхности отверстия не требуется дополнительного врезания, т. к. различной высотой зубьев, аналогично зубьям протяжки, осуществляется подача с той лишь разницей, что подача осуществляется не за один проход, а происходит в каждом новом проходе.

Установка при работе многокромочным резцом для измерения температуры изображена на фиг. 8.



Фиг. 8.

После установки резца разность в высоте зубьев была проверена индикатором с тем, чтобы обеспечить постоянство толщины срезаемых слоев.

Материал — ст. 45 был взят от той же болванки, из которой были взяты образцы для проведения опытов с метчиками. Углы заточки резца сохранились такими же, как и метчиков М 18×2,5. Работа проводилась на том же станке — модели 1616.

Скорости резания применялись  $v = 13,9$  м/мин. и 39,5 м/мин. Результаты опытов приведены в таблице № 3.

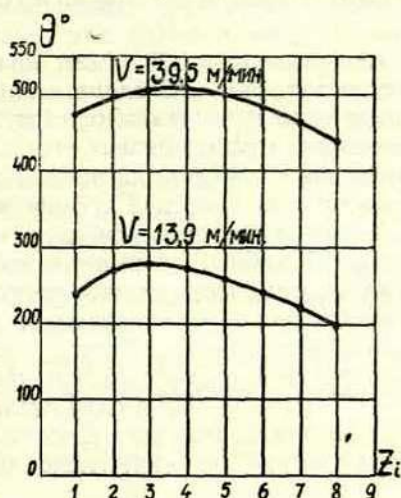
Таблица № 3.

Температура резания в °С	№№ зубьев	1	2	3	4	5	6	7	8
	при $v = 13,9$		240	270	280	270	260	240	225
при $v = 39,5$		475	490	510	510	500	485	475	440

По данным таблицы № 3 построен график (фиг. 9).

Наиболее высокая температура в зоне резания наблюдается при работе 3—4 зубьями, а на последнем — восьмом зубе значительно меньше. Это объясняется тем, что последний режущий зуб снимал слой не равный с другими зубьями, а оставшийся с переменной толщиной, что уменьшило и силы, от которых зависит температура.

На первых двух зубьях температура ниже максимальной из-за меньшего сечения срезаемых слоев и хорошей теплопроводности вследствие большой массы в непосредственной близости расположения режущих кромок.



Фиг. 9.

Сравнивая значение температур при работе метчиком и резцом, можно сделать вывод, что естественная термопара «метчик—изделие» дает показания температур при работе зубьев метчика, близкие к температуре наиболее нагруженных зубьев — 3-го и 4-го.

На протяжении всех опытов теплового износа, у быстрорежущих метчиков не наблюдалось, о чем свидетельствует и измеренная температура от  $200^\circ$  до  $500^\circ$ , а также и цвета побежалости стружки. Многокромочным резцом производилось и наружное нарезание резьбы. Показания милливольтметра были весьма близкими к показаниям его при нарезании внутренней резьбы.

## Выводы

1. По показаниям милливольтметра температура режущих кромок устанавливается мгновенно после врезания метчика и остается постоянной в течение процесса нарезания резьбы.

2. На основании сопоставления температур при работе метчиками и отдельными зубьями специального многокромочного реза, можно сделать вывод, что естественная термопара «метчик—изделие» дает показания не средних значений т. э. д. с. зубьев метчика, а наиболее температурно нагруженных зубьев.

3. Значение температуры контакта при нарезании резьбы внутренней и наружной резцом остаются одинаковыми.

4. При повышенных скоростях резьбонарезания по сравнению с нормативными [5] на 30÷40% для резьбы М 22 температура резания не превышает 370° (для меньших размеров резьб и температура меньше). Следовательно, теплового износа при резьбонарезании у метчиков не наступает, что и подтвердилось на протяжении всех опытов.

5. Температура, измеряемая естественной термопарой, характеризует напряженность режущей кромки в процессе резания. С одинаковой напряженностью процесса можно допускать для различных условий работы разные режимы резания. Это позволит правильно экономически решить вопросы использования различных инструментов с одинаковым периодом стойкости при многоинструментальной работе.

6. При резьбонарезании в стали 45 4-канавочными метчиками с углами  $\gamma = 15^\circ$  и  $\alpha = 10-12^\circ$  с охлаждением сульфозфрезолом температура контакта режущих кромок с обрабатываемым изделием (температура резания) может быть определена по формуле:

$$\Theta^\circ = 22,3 v^{0,65} d^{0,27} s^{0,5} \sin^{0,4} \varphi.$$

## ЛИТЕРАТУРА

1. Г. И. Грановский и др. Резание металлов. Машгиз. 1955.
2. А. М. Даниелян. Теплота и износ инструментов в процессе резания металлов. Машгиз. 1954.
3. Б. И. Костецкий. О методике исследования теплообразования при резании металлов. «Заводская лаборатория», № 11—12, 1946.
4. Б. Д. Костров. Определение наивысшей температуры резания методом естественной термопары. Диссертация. 1946.
5. Режимы резания металлов инструментами из быстрорежущей стали. БТИ. Машгиз. 1950.

*В. В. ЗАРС*

## **ВЛИЯНИЕ ЖЕСТКОСТИ ИЗДЕЛИЯ НА РАССЕИВАНИЕ ЭНЕРГИИ КОЛЕБАНИЙ В СИСТЕМЕ ИЗДЕЛИЕ—ОПОРЫ**

При изучении автоколебаний, возникающих при резании металлов, необходимы не только данные о величине и характеристике сил резания, действующих на колебательную систему [3]. Требуется еще знание свойств колебательной системы и, в первую очередь, данные о величине рассеивания энергии колебаний в системе.

В настоящей статье приводятся результаты опытов по исследованию влияния жесткости изделия на рассеивание энергии колебаний в системе «опоры станка—изделие». Дается также математическое объяснение полученных результатов.

Работа проведена с целью применения полученных результатов для анализа автоколебаний, возникающих при точении металлов.

### **§ 1. Результаты опытов**

Исследование проводилось на двух станках — на токарно-винторезном 1А62Б с высотой центров 202 мм и на токарно-затыловочном Рейнекер с высотой центров 175 мм. Опорами шпинделя первого станка являлись подшипники качения, второго станка — подшипники скольжения.

В центрах станков поочередно закреплялись валы различной жесткости, причем использовались как невращающейся задний центр, так и вращающейся задний центр завода «Калибр». На валах были насажены диски с целью увеличения массы валов. Характеристика валов дана в таблице 1.

Ударом молотка по середине вала, вызывались затухающие собственные колебания, нижний тон которых записывался вибрографом ВР 1.

## ХАРАКТЕРИСТИКА ВАЛОВ (ИЗДЕЛИЙ)

Таблица 1.

Показатели	Вал I	Вал II	Вал III
Длина вала [мм] . . . . .	860	650	450
Вес вала [кг] . . . . .	6,5	4,9	3,4
Приведенный вес вала [кг] . . . . .	3,1	2,4	1,6
Вес диска [кг] . . . . .	4,5	4,0	4,5
Общий приведенный вес изделия [кг]	7,6	6,4	6,1
Приведенная масса изделия [кг·сек <sup>2</sup> /см] . . . . .	0,0074	0,0063	0,0060
Жесткость вала [кг/см] . . . . .	1300	5000	10000
Собственная круговая частота изделия [1/сек] . . . . .	420	892	1290

Пользуясь полученными виброграммами, основные параметры систем были определены по формулам:

1. Логарифмический декремент затухания

$$\delta = \frac{\ln C_1 - \ln C_2}{N_2 - N_1},$$

где  $N_1$  и  $N_2$  — номера циклов затухающих колебаний,

$C_1$  и  $C_2$  — амплитуды колебаний, соответствующие циклам  $N_1$  и  $N_2$ .

2. Коэффициент относительного рассеивания энергии [9]

$$\psi = \frac{4\Delta W}{W} = 2\delta.$$

3. Колеблущаяся фиктивная масса

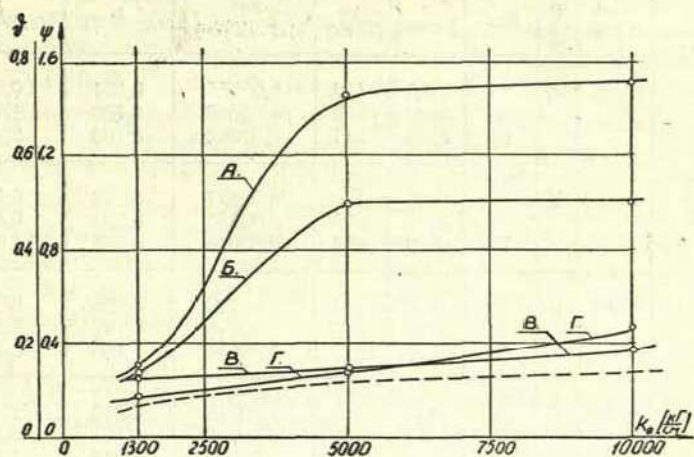
$$m_f = \frac{k}{\omega^2}.$$

4. Коэффициент сил неупругих сопротивлений

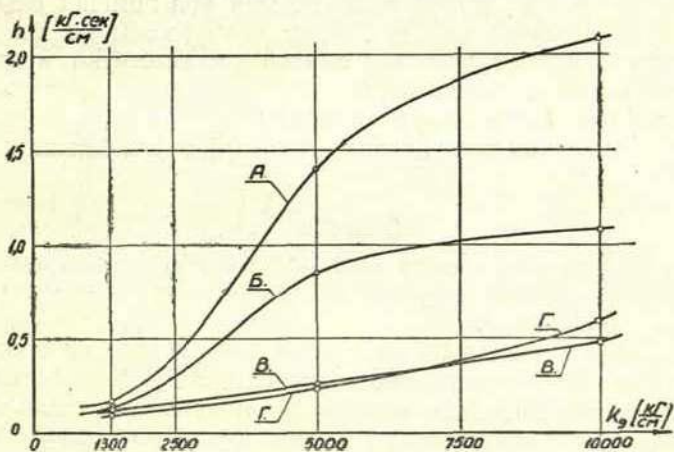
$$h = \frac{m_f \omega \delta}{\pi} = \frac{k \delta}{\pi \omega}.$$

Следует отметить, что величины  $m_f$  и  $h$  являются величинами условными и не отражают действительную массу и коэффициент сил неупругих сопротивлений системы, если система имеет больше чем одну степень свободы.

Результаты опытов приведены в таблице 2 и на фигурах 1 и 2.



Фиг. 1. Влияние жесткости изделия на относительное рассеивание энергии колебаний. Результаты опытов.



Фиг. 2. Влияние жесткости изделия на коэффициент сил неупругих сопротивлений. Результаты опытов.

Результаты обработки виброграмм

Станок	Задн. центр	Кривая	Вал	$\kappa$ [кг/см]	$\omega$ [1/сек]	$m_f$ [кг.сек <sup>2</sup> /см]	$\Phi$	$h$ [кг.сек/см]
Токарно-заточный	невр.	А	I	1270	402	0,00785	0,154	0,16
			II	4200	697	0,00863	0,730	1,40
			III	7100	817	0,01064	0,750	2,07
	вращ.	Б	I	1240	390	0,00817	0,138	0,14
			II	3300	616	0,00878	0,500	0,86
			III	4350	653	0,01020	0,500	1,06
IA62B	невр.	В	I	1370	415	0,00797	0,126	0,13
			II	4930	892	0,00619	0,143	0,25
			III	9710	1219	0,00654	0,186	0,47
	вращ.	Г	I	1350	415	0,00785	0,088	0,091
			II	4140	754	0,00728	0,141	0,246
			III	6690	880	0,00865	0,235	0,57

Кроме того, были проведены опыты по определению гистерезисных потерь в системе при медленном ее нагружении. Нагружение изделий производилось при помощи винтов и кольцевого динамометра. Для отсчета смещений применялся индикатор часового типа с ценой деления 0,01 мм. Подсчет площадей гистерезисных петель производился при помощи формулы Симпсона. Полученные результаты изображены на фигуре 1 пунктирной линией (условия опытов соответствуют кривой А при колебательном процессе).

Основные полученные результаты:

1. Огибающая затухающих колебаний очень близка к зависимости

$$C_t = C_0 e^{-\Phi \frac{t}{T}},$$

следовательно рассеивание энергий в системе пропорционально или первой степени скорости колебаний или первой степени амплитуды смещений.

2. Значительное влияние на рассеивание энергии в системе оказывает конструкция опор шпинделя. Затухание больше на станке, опоры шпинделя которого — подшипники скольжения, что совпадает с результатами опытов других исследователей.

3. Относительное рассеивание энергии в системе возрастает с увеличением жесткости изделия или частоты собственных колебаний изделия, причем возрастают как логарифмический де-

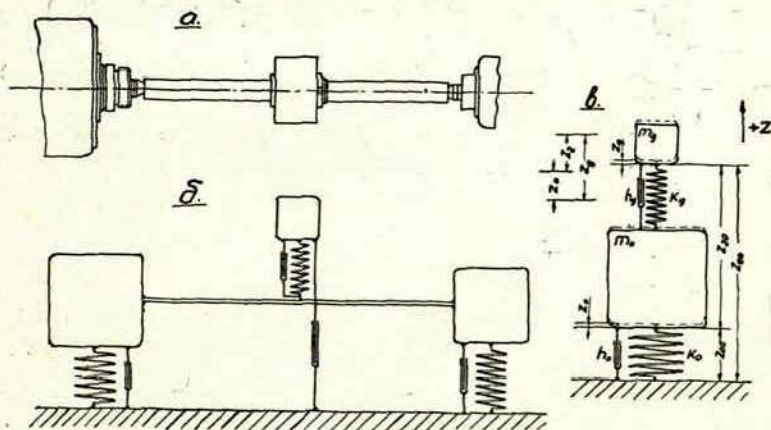
кремент затухания  $\delta$ , так и коэффициент сил неупругих сопротивлений  $h$ .

4. С увеличением жесткости изделия при медленном нагружении системы, относительное рассеивание энергии также возрастает, но значительно медленнее чем в случае затухающих колебаний. Если жесткость изделия  $k_d = 1300 \text{ кг/см}$ , то относительное рассеивание при медленном нагружении составляет 50%—80% от относительного рассеивания энергии собственных колебаний; если  $k_d = 10000 \text{ кг/см}$  — то всего лишь 12%—37%.

Результаты опытов показывают, что если колебательную систему «опоры шпинделя — изделие» рассматривать как систему с одной степенью свободы, то объяснить полученные результаты не удастся, см. [3]. Ниже приводится анализ системы с двумя степенями свободы.

## § 2. Математическое исследование уравнений движения колебательной системы с двумя степенями свободы

Результаты опытов многих исследователей показывают, что в материале изделия рассеивается лишь небольшая часть общей рассеянной энергии колебаний, причем с увеличением жесткости изделия относительное рассеивание энергии в изделии увеличивается очень незначительно [7]. Большая часть энергии колебаний рассеивается в стыках и масляных слоях опор. Следовательно несмотря на то, что амплитуда колебаний опор значительно меньше амплитуды колебаний изделия, пренебречь рассеиванием энергии в опорах нельзя.



Фиг. 3. Схема колебательной системы.

Математически отразить влияние рассеивания энергии в опорах на затухание колебаний в системе изделие—опоры можно лишь составлением и решением Уравнения движения системы с *несколькими* степенями свободы.

С целью упрощения анализа систему изделие—опоры, фиг. 3а, будем рассматривать как систему с сосредоточенными параметрами, см. фиг. 3б. Кроме того, предположим, что все параметры задней бабки равны параметрам шпинделя и, исследуя колебания средней точки изделия, исключим еще одну степень свободы — поворот изделия (при надлежащем выборе начальных условий поворот изделия отсутствует). В результате такой идеализации получаем систему с двумя степенями свободы, фиг. 3в.

Ввиду того, что характер рассеивания энергии в опорах окончательно еще не установлен, проведем математическое исследование уравнений движения выбранной колебательной системы в двух случаях: в случае, если неупругое сопротивление в парциальных системах пропорционально первой степени скорости колебаний (гипотеза Фойгта) и в случае, если неупругое сопротивление пропорционально первой степени амплитуды смещения (гипотеза Давиденкова).

*А. Математическое исследование затухания собственных колебаний в системе, обладающей неупругим сопротивлением, пропорциональным скорости колебаний.*

Уравнения движения будут (см. фиг. 3-в)<sup>1</sup>:

$$\left. \begin{aligned} -m_0 \ddot{z}_0 - h_0 \dot{z}_0 - k_0 z_0 - h_d (\dot{z}_0 - \dot{z}_d) - k_d (z_0 - z_d) &= 0, \\ -m_d \ddot{z}_d - h_d (\dot{z}_d - \dot{z}_0) - k_d (z_d - z_0) &= 0, \end{aligned} \right\} (1)$$

где  $m_d$  — приведенная масса изделия,

$h_d$  — коэффициент сил трения в материале изделия,

$k_d$  — жесткость изделия,

$m_0$  — приведенная масса опор,

$h_0$  — коэффициент сил трения в опорах,

$k_0$  — жесткость опор,

$z$  — смещение центра изделия от точки равновесия по отношению к опорам,

$z_0$  — смещение опоры от точки равновесия.

<sup>1</sup> Принято, что трением изделия о воздух (неупругим сопротивлением, пропорциональным абсолютной скорости колебаний) можно пренебречь, считая, что основное влияние оказывает рассеивание энергии в опорах и в материале изделия.

Решение ищем в виде:

$$\begin{aligned} z_0 &= Ae^{\lambda t}, \\ z_d &= Be^{\lambda t}. \end{aligned} \quad (2)$$

Подставляя (2) в систему уравнений (1) и решая соответствующий детерминант, получаем характеристическое уравнение в виде:

$$\lambda^4 - (2\delta'_0 - 2\delta_d)\lambda^3 + (4\delta_0\delta_d + \omega_d^2 - \omega_0'^2)\lambda^2 + (2\delta_d\omega_0^2 + 2\delta_0\omega_d^2)\lambda + \omega_d^2\omega_0'^2 = 0, \quad (3)$$

где 
$$2\delta_d = \frac{h_d}{m_d}, \quad \omega_d^2 = \frac{k_d}{m_d},$$

$$2\delta_0 = \frac{h_0}{m_0}, \quad \omega_0^2 = \frac{k_0}{m_0},$$

$$2\delta'_0 = \frac{h_0 + h_d}{m_0}, \quad \omega_0'^2 = \frac{k_0 + k_d}{m_0}.$$

Решение характеристического уравнения (3) дает четыре комплексных корня, следовательно, характеристическое уравнение (3) распадается на множители:

$$(\lambda^2 + 2\delta_1\lambda + \omega_1^2) \cdot (\lambda^2 + 2\delta_2\lambda + \omega_2^2) = 0, \quad (4)$$

которые, отдельно взятые, являются характеристическими уравнениями соответствующих нормальных (главных) видов затухающих колебаний.

Логарифмические декременты затухания двух видов нормальных колебаний будут:

$$\vartheta_1 = T_1\delta_1 = 2\pi \frac{\delta_1}{\omega_1}, \quad \vartheta_2 = T_2\delta_2 = 2\pi \frac{\delta_2}{\omega_2}.$$

Для сравнения экспериментально полученных зависимостей  $m_f = f(k_d)$  и  $h = f(k_d)$  с результатами расчета необходимо построить аналитические зависимости  $m_f = f(k_d)$  и  $h = f_1(k_d)$ . При этом отдельные значения величин  $m_f$  и  $h$  следует определить в полном соответствии с методикой, которая была применена для определения фиктивной массы и коэффициента сил трения по данным опытов в § 1. Например «жесткость системы  $k$ », определенная экспериментально выражается через жесткость опор  $k_0$  и жесткость изделия  $k_d$  зависимостью

$$\frac{1}{k} = \frac{1}{k_d} + \frac{1}{k_0}.$$

Полученные в §1 из результатов опытов значения фиктивной массы  $m_f$  и коэффициента сил трения  $h$  следует

сравнивать с величинами, полученными аналитически по формулам:

$$m_f = \frac{k}{\omega^2} = \frac{k_d k_0}{\omega_1^2 (k_d + k_0)}, \quad h = 2m_f \delta_1 = 2 \frac{k_d k_0 \delta_1}{\omega_1^2 (k_d + k_0)}.$$

С целью установления влияния жесткости изделия  $k_d$  на решение уравнений движения (1) был проведен численный анализ. Исходные значения параметров систем были выбраны в пределах значений, имевших место в опытах и указанных в таблице 1 и в литературе<sup>1</sup>. Выбранные значения параметров приведены в таблице 3.

Таблица 3.

Принятые значения исходных величин  
(в размерностях кг, см, сек.)

	Система			
	I	II	III	IV
$m_0$	0,1	0,1	0,1	0,1
$k_0$	50.000	50.000	100.000	200.000
$h_0$	10,0	6,4	10,0	16,0
$\omega_0$	707	707	1000	1414
$m_d$	0,008	0,008	0,008	0,008
$h_d$	0,04	0,04	0,04	0,04

Всего было решено 27 характеристических уравнений для систем с различной жесткостью изделия  $k_d$ . Полученные результаты изображены в виде кривых на фигурах 4 и 5.

Отметим еще два свойства кривых:

1. При  $k_d \rightarrow \infty$  значения коэффициентов  $\vartheta_1$  и  $h_1$  стремятся к пределам

$$\lim_{k_d \rightarrow \infty} \vartheta_1 = \frac{\pi h_0}{\sqrt{k_0 (m_0 + m_d)}}; \quad \lim_{k_d \rightarrow \infty} h_1 = h_0.$$

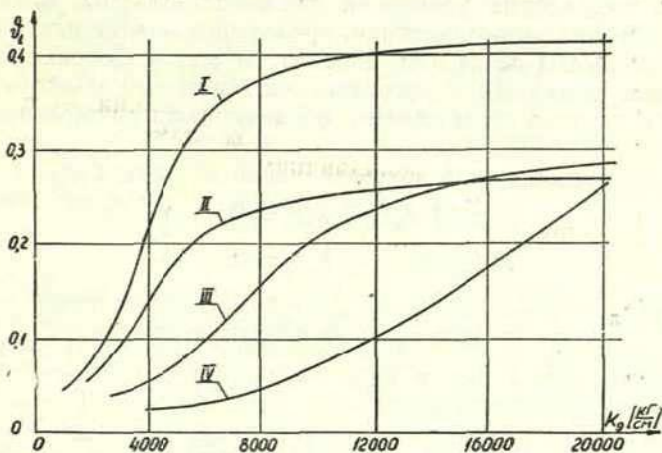
2. Используя свойства корней уравнения (3) можно доказать, что

$$\vartheta_2 = \frac{\pi}{\omega_2} \left( \frac{h_0 + h_d}{m_0} + \frac{h_d}{m_d} \right) - \vartheta_1 \frac{\omega_1}{\omega_2}.$$

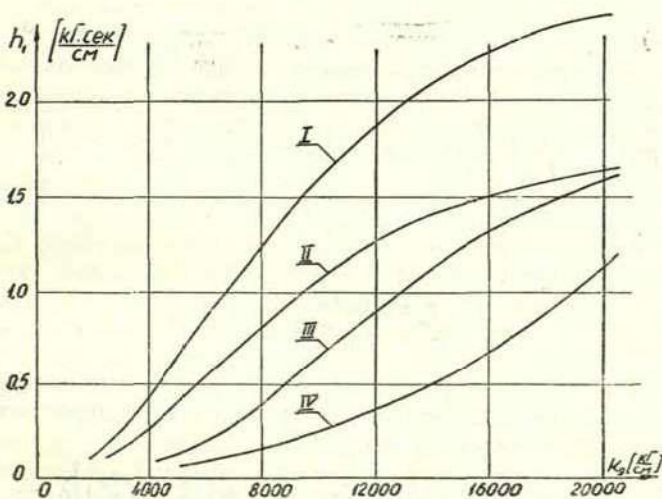
Следовательно, влияние жесткости на рассеивание энергии *верхнего тона* колебаний обратное показанной на фигурах 4 и 5. С увеличением жесткости изделия, затухание колебаний

<sup>1</sup> Численные значения коэффициента сил трения  $h_d$  в изделии были выбраны на основе анализа виброграмм, приведенных в работе И. С. Амсова [1]. Рассеивание энергии в опорах было принято значительно больше рассеивания энергии в металле изделия [7].

верхнего тона уменьшается. При этом наибольшее изменение затухания имеет место в одном и том же диапазоне значений жесткости изделия как для нижнего так и для верхнего тона собственных колебаний.



Фиг. 4. Влияние жесткости изделия на относительное рассеивание энергии колебаний. Неупругие сопротивления в парциальных системах — пропорциональны скорости колебаний.



Фиг. 5. Влияние жесткости изделия на коэффициент сил трения

*Б. Математическое исследование затухающих колебаний в системе с неупругим сопротивлением, пропорциональным амплитуде смещения.*

Для составления уравнений движения системы, обладающей неупругим сопротивлением, пропорциональным первой степени амплитуды смещения, используем метод Сорокина — в уравнении движения консервативной системы заменим все идеально упругие силы силами, обладающими гистерезисными потерями.

Уравнения движения консервативной системы будут

$$\left. \begin{aligned} m_0 \ddot{z}_0 + k_0 z_0 - k_d z_0 &= 0, \\ m_d (\ddot{z}_0 + \ddot{z}_2) + k_d z_2 &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

где  $z_2 = (z_d - z_0)$  — смещение центра изделия от точки равновесия по отношению к опорам.

Заменив члены  $k_0 z_0$  и  $k_d z_2$  выражениями, учитывающими гистерезисные потери [9]

$$\left(1 + j \frac{\psi_0}{2\pi}\right) k_0 z_0 \quad \text{и} \quad \left(1 + j \frac{\psi_d}{2\pi}\right) k_d z_2,$$

где  $\psi_0$  — коэффициент поглощения энергии колебаний в опорах,

$\psi_d$  — коэффициент поглощения энергии колебаний в материале изделия,

получаем уравнения движения неконсервативной системы, обладающей неупругим сопротивлением, пропорциональным амплитудам смещения в парциальных системах

$$\left. \begin{aligned} m_0 \ddot{z}_0 + \left(1 + j \frac{\psi_0}{2\pi}\right) k_0 z_0 - \left(1 + j \frac{\psi_d}{2\pi}\right) k_d z_2 &= 0, \\ m_d \ddot{z}_0 + m_d \ddot{z}_2 + \left(1 + j \frac{\psi_d}{2\pi}\right) k_d z_2 &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Решение системы (5) ищем в виде:

$$\left. \begin{aligned} z_0 &= A e^{j(\lambda t + \tau)} \\ z_2 &= D e^{j(\lambda t + \tau)} \end{aligned} \right\}. \quad (6)$$

Подставляя (6) в уравнения движения (5) и проделав элементарные преобразования, получаем характеристическое уравнение в канонической форме:

$$\lambda^4 - \left[ \left(1 + \frac{m_d}{m_0}\right) \omega_d^2 \left(1 + j \frac{\psi_d}{2\pi}\right) + \omega_0^2 \left(1 + j \frac{\psi_0}{2\pi}\right) \right] \lambda^2 + \omega_d^2 \omega_0^2 \left(1 + j \frac{\psi_0}{2\pi}\right) \left(1 + j \frac{\psi_d}{2\pi}\right) = 0.$$

Характеристическое уравнение было решено в 12 случаях для систем с различными значениями жесткости изделия  $k_d$ . Значения остальных параметров были приняты следующими:

$$\begin{array}{ll}
 m_0 = 0,100 \text{ кг} \cdot \text{сек}^2/\text{см}, & m_d = 0,008 \text{ кг} \cdot \text{сек}^2/\text{см}, \\
 k_0 = 50.000 \text{ кг}/\text{см}, & \vartheta_d = 0,0628319, \\
 \omega_0 = 707,1 \text{ 1}/\text{сек}, & \psi_d = 0,125664, \\
 \delta_0 = 50 \text{ 1}/\text{сек}, & \psi_j = 0,888576, \\
 h_0 = 10 \text{ кг} \cdot \text{сек}/\text{см}, & \vartheta_0 = 0,444288.
 \end{array}$$

Полученные результаты изображены на фиг. 6.

*В. Анализ рассеивания энергии вынужденных колебаний в системе с двумя степенями свободы, обладающей неупругим сопротивлением, пропорциональным амплитуде смещения.*

Необходимые сведения о величине рассеивания энергии в системе получают как правило, или анализом виброграмм свободных затухающих колебаний или анализом резонансных кривых вынужденных колебаний. Полученные данные, строго говоря, могут быть использованы для анализа автоколебаний лишь в том случае, если исследуемое автоколебательное движение по своему характеру достаточно близко к характеру колебаний, анализом которых было определено рассеивание энергии в системе.

Автоколебания почти гармонического типа по своему характеру безусловно ближе к вынужденным, чем к свободно затухающим колебаниям линейной системы, если только частота и амплитуда вынужденных колебаний достаточно близки к частоте и амплитуде автоколебаний.

Ниже приводится анализ уравнений движения неконсервативной линейной системы с двумя степенями свободы, нагруженной внешней гармонической силой, частота которой, с целью упрощения расчетов, принята равной нижней собственной частоте консервативной системы. Результаты проведенного анализа с успехом могут быть применены для оценки величины рассеивания энергии в процессе автоколебаний, так как форма исследуемых автоколебаний достаточно близка в синусоидальной, а частота автоколебаний достаточно близка к рассматриваемой собственной частоте системы.

Такой анализ представляет интерес и по той причине, что постоянство амплитуды вынужденных колебаний облегчает выяснение механизма влияния жесткости изделия на величину

рассеивания энергии колебаний в системе с двумя степенями свободы (см. таблицу 3 и лит. [3]).

Для определения рассеивания энергии в системе, описываемой системой уравнений:

$$\left. \begin{aligned} m_0 \ddot{z}_0 + k_0 z_0 + \frac{\psi_0}{2\pi} k_0 C_0 \sqrt{1 - \frac{z_0^2}{C_0^2}} - k_d z_2 - \frac{\psi_d}{2\pi} k_d C_2 \sqrt{1 - \frac{z_2^2}{C_2^2}} &= 0, \\ m_d \ddot{z}_0 + m_d \ddot{z}_2 + k_d z_2 + \frac{\psi_d}{2\pi} k_d C_2 \sqrt{1 - \frac{z_2^2}{C_2^2}} &= P_0 \sin p_1 t, \end{aligned} \right\} (7)$$

прежде всего, необходимо найти ее решение.

С целью упрощения расчетов вводим безразмерные величины

$$K = \frac{k_0}{k_d}; \quad M = \frac{m_d}{m_0} \quad \text{и} \quad \Omega = \frac{\omega_0^2}{\omega_d^2}.$$

Собственная нижняя частота консервативной системы (4), т. е. принятая частота возбуждающей силы, будет:

$$p_1^2 = \omega_d^2 F_0,$$

$$\text{где } F_0 = 0,5 [\Omega + M + 1 - \sqrt{(\Omega + M + 1)^2 - 4\Omega}].$$

Решение системы (7) ищем в виде

$$\begin{aligned} z_2 &= C_2 \sin(p_1 t - \tau_2), \\ z_0 &= C_0 \sin(p_1 t - \tau_0). \end{aligned} \quad (8)$$

Неизвестные величины  $\tau_0$ ;  $\tau_2$ ;  $C_0$ ;  $C_2$  определяем подставляя (8) в систему (7) и решая полученную систему уравнений.

В результате имеем:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \tau_0 &= \frac{1}{2\pi} \frac{4\pi^2 \Omega F_0 (\psi_0 - \psi_d) - \Omega \psi_0 (4\pi^2 + \psi_d^2) + 4\pi^2 F_0 \psi_d}{(M F_0 + F_0 - \Omega) (4\pi^2 + \psi_d^2) + F_0 \Omega (4\pi^2 + \psi_0 \psi_d) - 4\pi^2 F_0^2}; \\ \operatorname{tg} \tau_2 &= \frac{1}{2\pi} \frac{4\pi^2 (\Omega - F_0) \psi_d + \Omega^2 \psi_0^2 \psi_d + 4\pi^2 \Omega M F_0 (\psi_0 - \psi_d) + 4\pi^2 M F_0 \psi_d}{4\pi^2 (1 - F_0) (\Omega - F_0)^2 + \Omega^2 (1 - F_0) \psi_0^2 - \Omega M F_0 (4\pi^2 - \psi_0 \psi_d) + 4\pi^2 M F_0^2}; \\ \frac{C_0}{P_0} &= \frac{2\pi}{k_d F_c}; \quad \frac{C_2}{P_0} = \frac{2\pi \nu}{k_d F_c}; \end{aligned}$$

$$\text{где: } \nu = \frac{C_2}{C_0} = \frac{\cos \tau_0}{\cos \tau_2} \cdot \frac{2\pi F_0 \cdot \operatorname{tg} \tau_0}{2\pi (1 - F_0) \operatorname{tg} \tau_2 - \psi_d};$$

$$F_c = -2\pi F_0 \cos \tau_0 + \nu \cos \tau_2 [\psi_d \operatorname{tg} \tau_2 - 2\pi (F_0 - 1)].$$

Очевидно, частное решение уравнений движения не дает в явном виде представления о величине относительного рассеивания энергии колебаний. Поэтому величину коэффициента по-

глощения и вместе с тем относительное рассеивание энергии определим сравнением работы  $\Delta W$ , совершаемой внешней силой за цикл колебания, с работой  $W/4$ , внесенной в систему за четверть цикла на упругие деформации. Для этого необходимо в первую очередь установить закон движения точки приложения силы по отношению к неподвижной системе координат — станине станка.

Колебания изделия по отношению к станине станка выражаются так:

$$z_d = z_0 + z_2 = C_2 \sin(pt - \tau_2) + C_0 \sin(pt - \tau_0) = C_d \sin(pt - \tau_d),$$

$$\text{где } C_d = \frac{P_0}{k_d F_c} \sqrt{1 + \nu^2 + 2\nu \cos(\tau_0 - \tau_2)},$$

$$\tau_d = \text{arctg} \frac{\sin \tau_0 + \nu \sin \tau_2}{\cos \tau_0 + \nu \cos \tau_2}.$$

Если сила  $P = P_0 \sin pt$  действует на тело, движение которого происходит по закону

$$z_d = C_d \sin(pt - \tau_d),$$

то работа, совершаемая силой  $P$  за период колебания на преодоление неупругих сопротивлений, будет:

$$\Delta W = \pi P_0 C_d \sin \tau_d.$$

Учитывая, что работа, затраченная за четверть периода на упругие сопротивления, равна

$$\frac{W}{4} = \frac{W_0}{4} + \frac{W_2}{4} = \frac{1}{2} k_0 C_0^2 + \frac{1}{2} k_d C_d^2,$$

после элементарных преобразований получаем зависимость для определения коэффициента поглощения в виде:

$$\psi = \frac{4\Delta W}{W} = 2 \pi F_c \frac{\sin \tau_0 + \nu \sin \tau_2}{K + \nu^2} = \frac{\psi_0 k_0 + \psi_d k_d \nu^2}{k_0 + k_d \nu^2}. \quad (9)$$

С целью установления характера и зависимости  $\psi = f(k_d)$  и уяснения механизма влияния жесткости изделия  $k_d$  на величину относительного рассеивания энергии в системе был про-

веден численный анализ уравнений движения систем, параметры которых были выбраны следующими

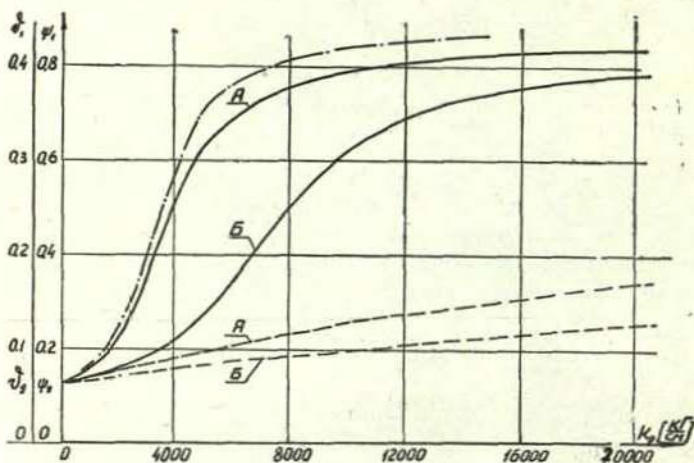
$$m_0 = 0,100 \text{ кг} \cdot \text{сек}/\text{см}; \quad m_d = 0,008 \text{ кг} \cdot \text{сек}/\text{см};$$

$$\psi_0 = 0,888576; \quad \psi_d = 0,125664;$$

$$\text{система А: } k_0 = 50.000 \text{ кг}/\text{см};$$

$$\text{система Б: } k_0 = 100.000 \text{ кг}/\text{см}$$

Результаты расчета даны в таблице 4 и фигуре 6.



Фиг. 6. Влияние жесткости изделия на относительное рассеивание энергии колебаний. Неупругие сопротивления в парциальных системах — пропорциональны амплитудам смещения.

— свободные затухающие колебания      — · — вынужденные колебания  
 — — — медленное нагружение системы

### Г. Рассеивание энергии в системе с двумя степенями свободы при медленном нагружении

В случае медленного нагружения системы скоростью перемещения и ускорением можно пренебречь, следовательно, уравнения равновесия идеально упругой системы будут

$$\left. \begin{aligned} k_0 z_0 + k_d (z_0 - z_d) &= 0, \\ z_d (k_d - z_0) &= 0. \end{aligned} \right\}$$

Заменяя переменную  $z_d$  новой переменной  $z_2 = z_d - z_0$  получаем систему уравнений:

$$\left. \begin{aligned} k_0 z_0 &= P, \\ k_d z_2 &= P. \end{aligned} \right\}$$

Результаты численного анализа уравнений движения (7)

Таблица 4.

(в размерностях  $\kappa\Gamma$ , см, сек.)

$k_d$	$\omega_d^2$	$P_1^2$	$\nu$	$\frac{C_0}{P_0} \cdot 10^3$	$\tau_0$	$\frac{C_3}{P_0} \cdot 10^3$	$\tau_2$	$\frac{C_d}{P_0} \cdot 10^3$	$\tau_d$	$\frac{\Delta W}{P_0^2} \cdot 10^3$	$\frac{W_0}{P_0^2} \cdot 10^3$	$\frac{W_1}{P_0^2} \cdot 10^3$	$\frac{W}{P_0^2} \cdot 10^3$	$\psi$
Система А — жесткость опор $k_0=50000 \kappa\Gamma/\text{см}$														
1000	125000	121780	38,74	1,070	97°36'	41,44	88°9'	42,50	88°23'	133,5	114,5	3435	3550	0,1504
1500	187500	179126	21,90	1,065	97°30'	23,31	86°14'	24,36	86°43'	76,40	113,3	1630	1744	0,1752
2000	250000	232602	13,83	1,001	96°59'	13,83	83°19'	14,81	84°14'	46,29	100,1	765,5	865,6	0,2139
2500	312500	280542	9,221	0,8882	96°4'	8,190	79°21'	9,044	80°59'	28,06	78,89	335,4	414,3	0,2709
3000	375000	321137	6,410	0,7523	94°58'	4,822	74°32'	5,533	77°15'	16,96	56,59	139,5	196,5	0,3458
3500	437500	353250	4,652	0,6233	93°55'	2,906	69°20'	3,476	73°36'	10,48	38,84	58,85	97,70	0,4289
3900	487500	372980	3,727	0,5375	93°13'	2,003	65°15'	2,491	71°4'	7,401	28,89	31,30	60,19	0,4919
4000	500000	377171	3,543	0,5191	93°4'	1,839	64°17'	2,308	70°30'	6,833	26,95	27,05	54,00	0,5062
4100	512500	381094	3,374	0,5014	92°55'	1,691	63°20'	2,142	69°58'	6,321	25,14	23,46	48,60	0,5203
4500	562500	394411	2,823	0,4415	92°26'	1,247	59°46'	1,636	68°9'	4,769	19,49	13,98	33,48	0,5699
5000	625000	406790	2,339	0,3856	91°59'	0,9021	55°56'	1,235	66°32'	3,558	14,87	8,137	23,01	0,6187
6000	750000	422567	1,747	0,3148	91°24'	0,5500	50°9'	0,8136	64°56'	2,315	9,910	3,630	13,54	0,6839
7000	875000	431800	1,403	0,2739	91°4'	0,3843	46°11'	0,6098	64°40'	1,732	7,502	2,068	9,570	0,7237
8000	1000000	437722	1,178	0,2480	90°52'	0,2921	43°23'	0,4947	65°4'	1,409	6,151	1,365	7,516	0,7501
9000	1125000	441800	1,017	0,2303	90°43'	0,2344	41°19'	0,4222	65°48'	1,210	5,306	0,9886	6,294	0,7688
10000	1250000	444766	0,8971	0,2176	90°37'	0,1952	39°45'	0,3729	66°40'	1,076	4,735	0,7621	5,497	0,7828
11000	1375000	447013	0,7991	0,2090	90°32'	0,1670	38°32'	0,3385	67°39'	0,9836	4,370	0,6139	4,984	0,7946
12000	1500000	448772	0,7275	0,2005	90°29'	0,1459	37°33'	0,3111	68°30'	0,9092	4,021	0,5107	4,532	0,8025
13000	1625000	450184	0,6653	0,1945	90°26'	0,1294	36°44'	0,2905	69°24'	0,8543	3,784	0,4354	4,219	0,8099
14000	1750000	451343	0,6130	0,1896	90°23'	0,1162	36°4'	0,2742	70°15'	0,8108	3,596	0,3784	3,975	0,8160
15000	1875000	452311	0,5685	0,1856	90°21'	0,1055	35°30'	0,2610	71°3'	0,7754	3,443	0,3338	3,777	0,8210
20000	2500000	455448	0,4178	0,1724	90°15'	0,07204	33°37'	0,2204	74°25'	0,6670	2,973	0,2076	3,181	0,8388

Система Б — жесткость опор  $k_0=100000 \kappa\Gamma/\text{см}$

4000	50000	465205	13,841	0,4996	96°59'	6,917	83°19'	7,404	84°14'	23,141	49,950	382,8	432,72	0,2138
6000	750000	462274	6,410	0,3761	94°58'	2,411	74°32'	2,767	77°15'	8,4775	28,296	69,76	98,05	0,3458
8000	1000000	754343	3,543	0,2594	93°4'	0,9191	64°17'	1,1533	70°30'	3,4152	13,460	13,52	26,98	0,5063
12000	1500000	845136	1,747	0,1574	91°24'	0,2750	50°9'	0,4068	64°56'	1,1576	4,954	1,815	1,815	0,6840
16000	2000000	875443	1,178	0,1240	90°52'	0,1460	43°23'	0,2473	64°4'	0,7046	3,075	0,6824	3,758	0,7500
20000	2500000	889532	0,8971	0,1088	90°37'	0,0976	39°45'	0,1865	66°40'	0,5379	2,367	0,3810	2,748	0,7828

Уравнения равновесия системы, обладающей неупругими сопротивлениями, пропорциональными максимальными значениями смещения в парциальных системах, будут

$$\left. \begin{aligned} k_0 z_0 \pm \frac{\psi_0}{2\pi} k_0 \sqrt{C_0^2 - z_0^2} &= P, \\ k_d z_0 \pm \frac{\psi_d}{2\pi} k_d \sqrt{C_d^2 - z_d^2} &= P, \end{aligned} \right\}$$

причем

$$C_0 \approx \frac{P_{\max}}{k_0}, \quad C_d \approx \frac{P_{\max}}{k_d}.$$

Рассмотрение уравнений движения показывает, что величина рассеивания энергии в изделии не зависит от смещения опор, и величина рассеивания энергии в опорах не зависит от величины деформации изделия.

Пользуясь обычными методами расчета [9], определяем суммарную величину рассеянной за цикл энергии.

$$\Delta W = \Delta W_0 + \Delta W_d = \frac{\psi_0}{2} k_0 C_0^2 + \frac{\psi_d}{2} k_d C_d^2 = \left( \frac{\psi_0}{k_0} + \frac{\psi_d}{k_d} \right) \frac{P_{\max}^2}{2}.$$

Работа, совершенная силой  $P$  на упругую деформацию опор и изделия за четверть цикла

$$\frac{W}{4} = \left( \frac{1}{k_0} + \frac{1}{k_d} \right) \frac{P_{\max}^2}{2}.$$

Следовательно, коэффициент поглощения энергии будет:

$$\psi = \frac{4\Delta W}{W} = \frac{\psi_0 k_d + \psi_d k_0}{k_d + k_0} = \frac{\psi_0 + \psi_d \nu}{1 + \nu}, \quad (10)$$

где

$$\nu = \frac{C_d}{C_0} = \frac{k_0}{k_d}.$$

Кривая  $\psi = f(k_d)$ , построенная по формуле (10) для системы, параметры которой приняты равными указанным на стр. 108, показана на фиг. 6 пунктирной линией.

### § 3. Сравнение результатов анализа с результатами опытов

Сравнение приведенных выше фигур показывает полное соответствие формы кривых, полученных путем анализа уравнений движения, форме кривых, полученных экспериментально, независимо от принятого при расчете вида линейных неупругих сопротивлений в парциальных системах.

Далее, численный анализ уравнений движения показал, что наиболее резкое возрастание относительного рассеивания энергии колебаний в системе при увеличении жесткости изделия имеет место при таком значении жесткости изделия, при котором частота собственных колебаний изделия близка к частоте собственных колебаний опор:

$$\omega_0 \approx \omega_d. \quad (11)$$

Указанное явление можно использовать для проверки проведенного анализа. Рассмотрение результатов опытов по исследованию затухания колебаний в системе показывает, что наиболее резкое возрастание затухания собственных колебаний нижней частоты обнаруживается при собственной частоте изделия порядка  $\omega_d = 500-1200$  1/сек. Согласно равенству (11) частота собственных колебаний опоры при этом должна быть близкой к той же цифре.

Определить частоту собственных колебаний опор станков, использованных в опытах, не удалось. Ниже приводятся все опубликованные значения собственных частот шпинделей опор станков различных марок и конструкций [4], [5], [8]:

станок 1П61:	$\omega_0 = 1990$ 1/сек,
станок 1612У:	$\omega_0 = 660$ 1/сек,
станок 316:	$\omega_0 = 1290$ 1/сек,
станок 1261:	$\omega_0 = 1570 \dots 1890$ 1/сек,

токарный станок с высотой центров  $H = 210$  мм.

— передняя бабка:	$\omega_0 = 1100$ 1/сек,
— задняя бабка:	$\omega_0 = 860$ 1/сек.

Сравнение литературных данных с результатами опытов показывает, что резкое возрастание рассеивания энергии действительно имеет место в той области значений жесткости изделия, в которой частота изделия обычно близка к частоте опор.

При медленном нагружении системы, характер полученных зависимостей  $\psi = f(k_d)$  также совпадает с результатами проведенных в работе опытов, в чем можно убедиться сравнивая пунктирные кривые на фигурах 1 и 6.

#### 4. Заключение

1. Идеализация реальной колебательной системы «опоры шпинделя — обрабатываемое изделие» системой с одной степенью свободы, приводит к потере принципиально важных свойств реальной системы. Для математического отражения

основных качественных черт реальной системы, необходима идеализация ее системой с двумя степенями свободы.

2. Проведенный анализ не дает возможности сделать заключение о виде неупругих сопротивлений в опорах шпинделя и в материале изделия.

Однако, совершенно очевидно, что неупругие сопротивления не являются пропорциональными только скорости колебаний так как опыты показывают наличие потерь и при медленном нагружении систем.

3. Анализ уравнений движения показал, что небольшое рассеивание энергии при медленном нагружении системы по сравнению с рассеиванием энергии в системе при наличии колебаний, может иметь место и в системе с чисто неупругими сопротивлениями пропорциональными только амплитудам смещения в парциальных системах.

Следовательно, значительное рассеивание одного или обоих главных видов колебаний по сравнению с рассеиванием энергии в системе при медленном ее нагружении может не обязательно быть обусловленным влиянием дополнительных сил трения, пропорциональных скорости колебаний.

4. При увеличении собственной частоты изделия величина относительного рассеивания энергии колебаний нижней резонансной частоты возрастает, верхней резонансной частоты убывает.

Следовательно, с увеличением жесткости изделия или с уменьшением его массы, вероятность появления автоколебаний нижнего тона должно уменьшаться, вероятность появления автоколебаний верхнего тона должно увеличиваться.

5. Если две системы имеют одинаковыми все параметры, кроме собственной частоты опор, то затухание собственных колебаний в обеих системах не одинаково. Например, затухание колебаний нижнего тона больше в системе с меньшей собственной частотой опор. Более того, если собственные частоты опор двух систем не равны между собой, то может оказаться, что затухание какого-либо главного вида колебаний меньше в системе, в которой затухание в обеих парциальных системах, т. е. как в опорах, так и в изделии, больше.

Следовательно, если относительное рассеивание энергии колебаний в опорах двух станков одинаково, то вероятность появления автоколебаний нижней частоты должно быть меньше на том станке, жесткость опор<sup>1</sup> которого меньше, а масса

---

<sup>1</sup> К опорам в данном случае не следует отнести те детали станка, колебания которых не сопровождаются большими потерями энергии. Например, следует считать, что при изменении вылета пиноли задней бабки жесткость опор не меняется, а жесткость вала изменяется.

больше. Вероятность появления вибрации верхней частоты, наоборот, меньше на том станке, у которого жесткость опор больше, а масса меньше.

б. С целью облегчения выбора безвибрационных режимов резания следует

а) в паспортах станков указать не только жесткость опор, но и данные о рассеивании энергии колебаний в опорах и массу опор (шпинделя и заднего центра),

б) в паспортах станков привести результаты проверки станков на затухание колебаний при различных значениях жесткости и массы изделия,

в) разработать и привести в паспортах станков номограммы для быстрого определения затухания колебаний на станках при заданной жесткости и массе изделия.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Амосов И. С. Осциллографические исследования вибраций при резании металлов. Сб. «Точность механической обработки и пути ее повышения», 1951.

2. Давиденков Н. Н. Обзор о рассеянии энергии при вибрациях. «ЖТФ», 1939, вып. 6, том VIII.

3. Зарс В. В. Исследование вибраций при точении. Дисертация, 1957.

4. Костенко Г. Ф., Трясунов П. Г., Лопата А. Я., Драйгор Д. А., Шевчук В. А. Виброустойчивость многошпиндельных токарных автоматов и полуавтоматов. «Станки и инструмент», 1951, № 7.

5. Мартышкин А. Е. Неуравновешенность в станках. «Станки и инструмент», 1955, № 1.

6. Пановко Я. Г. Об учете гистерезисных потерь в задачах прикладной теории упругих колебаний. «ЖТФ», 1953, том XXII, вып. 3.

7. Решетов Д. Н. Исследование демпфирования колебаний в станках. «Станки и инструмент», 1955, № 8.

8. Силантьев А. В. Резонансные характеристики токарного станка. «Станки и инструмент», 1953, № 11.

9. Сорокин Е. С. Метод учета неупругого сопротивления материала при расчете конструкции на колебания. Сб. «Исследования по динамике сооружений», 1951.

*А. А. ДОРОШЕНКОВ, доцент, кандидат технических наук*

## **ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ КУЛАЧКОВОГО МЕХАНИЗМА И ЗАКОНА ПОСТРОЕНИЯ ПРОФИЛЯ КУЛАЧКА НА ВЕЛИЧИНУ ЭКСТРЕМАЛЬНОГО УГЛА ДАВЛЕНИЯ**

Угол давления кулачкового профиля является тем геометрическим фактором, который оказывает существенное влияние на величину к. п. д. кулачкового механизма и из которого во многих случаях исходят конструкторы при выборе минимально допустимых конструктивных размеров последнего. Этим в значительной мере объясняется то внимание к углу давления, которое в последние десятилетия уделяли советские ученые в своих работах по теории механизмов (имеются в виду работы Х. Ф. Кетова и Н. И. Колчина [1], В. Т. Костицина [2], Л. Н. Решетова [3], Г. А. Шаумяна [4] и др.). В результате трудов названных авторов задача об углах давления в советской научно-технической литературе получила достаточно полное и всестороннее освещение; даны соответствующие обобщения на предмет проектирования кулачковых механизмов наименьших габаритных размеров.

Но, при всем этом, в технической литературе еще нет систематизированных материалов, облегчающих конструктору выбор размерных соотношений и геометрических параметров, удовлетворяющих условиям наибольшей компактности механизма при оптимально-минимальных углах давления. В этой связи представляет безусловный интерес более широкое исследование влияния геометрических параметров и законов построения кулачковых профилей на величину угла давления; чему и посвящена настоящая работа. Как будет видно из последующего, общее выражение угла давления представляет сложную функциональную зависимость между геометрическими параметрами и законом движения ведомого звена. По этой причине исследования поставленной задачи в аналитической форме представляют большие трудности и не приводят к результатам, удобным для практического пользования. В силу чего в настоящей работе использован метод графиков.

## Исходные функциональные зависимости

### 1. Соотношение между силами, действующими в кулачковом механизме. Критический угол давления.

На фиг. 1 представлена схема простейшего механизма с роликовым толкателем, движущимся поступательно. На ней обозначены:

- $Q$  — сила, слагающаяся из рабочего сопротивления, упругой силы пружины (на фигуре не показана), прижимающей ролик толкателя к профилю кулачка, и силы инерции масса звеньев, связанных с толкателем и приведенных к его оси,
- $P$  — сила давления выступа кулачка на ролик толкателя,
- $R_1$  и  $R_2$  — реакции направляющей толкателя,
- $\delta$  — угол давления профиля кулачка,
- $\rho$  — угол трения между направляющей и толкателем,
- $r_0$  — радиус основной окружности теоретического профиля кулачка,
- $e$  — дезаксиал (расстояние между осью вращения кулачка и линией движения толкателя),
- $h_0$  — исходная высота центра ролика,
- $h$  — рабочая высота подъема толкателя (центра ролика),
- $s$  — путь, пройденный толкателем с момента начала подъема,
- $r_p$  — радиус ролика,
- $b$  — высота направляющей толкателя,
- $\alpha_0$  — угол смещения,
- $d$  — диаметр штанги толкателя,
- $f$  — коэффициент трения направляющей и штанги толкателя.

Направление вращения кулачка показано дуговой стрелкой.

Пренебрегая трением на оси ролика и трением качения ролика по кулачку, а также учитывая наличие зазора между направляющей и штангой толкателя будем считать силу  $P$ , приложенной в центре ролика и направленной по нормали к действительному (практическому) профилю кулачка в точке его контакта с роликом, а реакции  $R_1$  и  $R_2$  — на концах направляющей в точках  $A$  и  $B$ . Исходя из указанного на фигуре 1 рас-



Передача движения возможна, если знаменатель положителен и больше нуля. При обращении знаменателя в нуль или когда он становится отрицательным произойдет заклинивание механизма и передача движения станет невозможной. Угол давления, при котором знаменатель обращается в нуль, называется критическим углом. Его величина определяется из выражения

$$\operatorname{tg} \delta_{\text{кр}} = \frac{b}{f[2(h + r_p - s) + b - fd]} \quad (2)$$

или, после отбрасывания члена  $fd$ , как малой величины

$$\operatorname{tg} \delta_{\text{кр}} = \frac{b}{f[2(h + r_p - s) + b]} \quad (2a)$$

Отсюда следует, что величина тангенса критического угла давления обратно пропорциональна коэффициенту трения в направляющей и в значительной мере зависит от конструктивных элементов механизма. Минимальную величину он имеет в начале, когда  $s=0$  и максимальную — в конце подъема толкателя, когда  $s=h$ . Таким образом, в отношении заклинивания наиболее опасным является начальное положение механизма.

Положим, для примера,  $b=2r_p$ ,  $h=r_p$ ,  $f=0,1$  и  $s=0$ .

Тогда получим

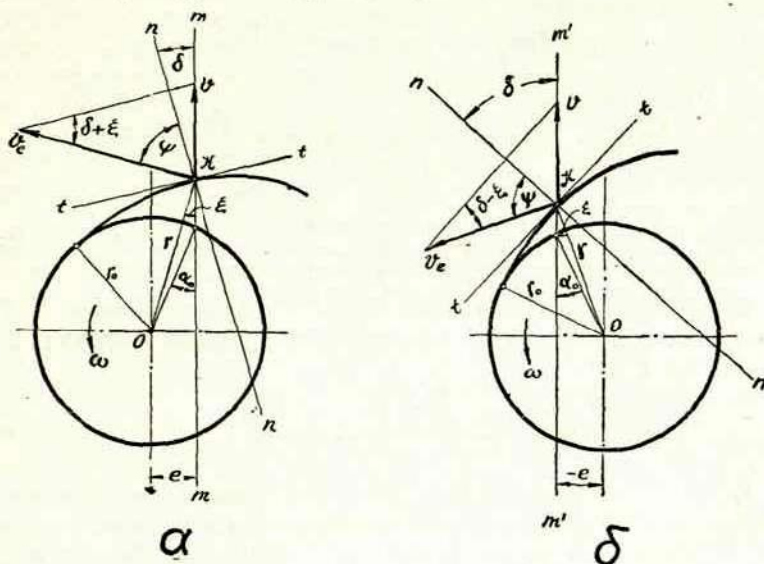
$$(\operatorname{tg} \delta_{\text{кр}})_{\text{мин.}} = 3,333$$

чему соответствует минимальный критический угол равный  $73^{\circ}18'$ . Во избежание самозаклинивания механизма допустимый угол давления должен быть меньше критического. В практических расчетах допустимый угол давления принимают меньше  $45^{\circ}$ , а часто и меньше  $30^{\circ}$ .

## 2. Угол давления.

Как уже отмечалось выше угол давления является сложной функцией закона движения толкателя, конструктивных размеров кулачка и относительного положения оси вращения кулачка и линии движения толкателя. Приведем вывод формулы, связывающей названные геометрические параметры с углом давления. На фигуре 2 схематически изображена часть теоретического профиля при двух положениях линии движения толкателя: а) линия толкателя располагается в сторону противоположную вращению кулачка и б) линия движения толкателя

располагается в сторону вращения кулачка; на фигуре линия толкателя отмечена буквами  $m-m$  и  $m'-m'$ , соответственно. Кроме того, введены следующие дополнительные обозначения:



Фиг. 2.

$n-n$  и  $t-t$  — нормаль и касательная к профилю в точке его совпадения с центром ролика (на фиг. ролик не показан),

$v$  — скорость толкателя,

$r$  — радиус-вектор профиля в точке  $K$ ,

$v_e$  — скорость точки  $K$  профиля,

$\xi$  — угол между радиусом-вектором профиля и линией движения центра ролика (толкателя),

$\varphi$  — угол поворота кулачка, отсчитываемый от положения, соответствующего началу подъема толкателя.

Проектируя векторы  $v$  и  $v_e$  на нормаль получаем:

$$v_e \cos \psi = v \cos \delta,$$

а так как

$$\begin{aligned} v_e &= r \frac{d\varphi}{dt}, \quad v = \frac{ds}{dt} \quad \text{и} \quad \cos \psi = \sin (\delta + \xi) = \\ &= \sin \delta \cos \xi + \cos \delta \sin \xi, \end{aligned}$$

то имеем:

$$r(\sin \delta \cos \xi + \cos \delta \sin \xi) = \frac{ds}{d\varphi} \cos \delta$$

и далее замечая, что

$$\sin \xi = \frac{e}{r} \text{ и } \cos \xi = \frac{r_0 \cos \alpha_0 + s}{r},$$

получаем соотношение

$$\sin \delta (r_0 \cos \alpha_0 + s) + e \cos \delta = \frac{ds}{d\varphi} \cos \delta$$

откуда

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\frac{ds}{d\varphi} - e}{r_0 \cos \alpha_0 + s}. \quad (3)$$

Если механизм выполнен по схеме, показанной на фиг. 2б, дезаксиал  $e$  принимает отрицательное значение и формула 3 принимает вид:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\frac{ds}{d\varphi} + e}{r_0 \cos \alpha_0 + s}. \quad (3a)$$

Из формулы 3 и 3a видно, что угол давления изменяется в зависимости от скорости и пути толкателя и, следовательно, при определенных их значениях имеет экстремум. В начальный же момент он зависит от величины дезаксиала и определяется из формулы

$$\operatorname{tg} \delta_0 = \frac{e}{r_0 \cos \alpha_0}, \quad (4)$$

поэтому дезаксиал должен выбираться сообразно допускаемому углу давления. В правильно спроектированных механизмах размерные соотношения должны быть выбранными так, чтобы максимальные по абсолютной величине углы давления не превосходили допускаемых.

Задача настоящей работы сводится к определению максимальных по абсолютной величине углов давления в зависимости от закона движения толкателя в практически возможных диапазонах выбора дезаксиала и угла удаления при кулачках с открытым профилем.

#### Примечание.

При кулачках с открытым профилем самозаклинивание может происходить только при удалении толкателя. Углом удаления принято называть угол поворота кулачка за время движения толкателя из ближнего крайнего (исходного) положения в дальнее крайнее.

### 3. Исходные законы построения исследуемых профилей.

В общем машиностроении кулачковые профили строятся исходя из того или иного закона изменения ускорений толкателя, причем, выбор закона обуславливается характером того рабочего процесса, который обслуживает данный механизм. В практике проектирования получили широкое применение след. законы изменения ускорений толкателя: 1) синусоидальный, 2) косинусоидальный, 3) трапецидальный и 4) ускорение во все время движения толкателя сохраняет постоянную величину, меняя лишь знак в определенных положениях толкателя.

### 4. Исходные формулы для определения максимального угла давления.

а) Ускорение изменяется по закону синуса.

$$s = h \left( \frac{\varphi}{\varphi_y} - \frac{1}{2\pi} \sin \frac{2\pi}{\varphi_y} \varphi \right), \quad (5)$$

где

$\varphi$  — угол поворота кулачка, отсчитываемый от момента начала движения толкателя при удалении,

$\varphi_y$  — угол удаления.

Из него получаем:

$$\frac{ds}{d\varphi} = \frac{h}{\varphi_y} \left( 1 - \cos \frac{2\pi}{\varphi_y} \varphi \right).$$

После подстановки этого выражения и замены абсолютных величин относительными формула (3) принимает вид:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\frac{1}{\varphi_y} \left( 1 - \cos \frac{2\pi}{\varphi_y} \varphi \right) - \frac{e}{r_0} \frac{r_0}{h}}{\frac{r_0}{h} \cos \alpha_0 + \frac{\varphi}{\varphi_y} - \frac{1}{2\pi} \sin \frac{2\pi}{\varphi_y} \varphi}. \quad (6)$$

Подсчеты в широком диапазоне значений  $\varphi_y$ ,  $\frac{r_0}{h}$  и  $\frac{e}{r_0}$  показали, что тангенс угла давления достигает экстремума по максимуму при  $\varphi = 0,45 \varphi_y$ .

б) Ускорение изменяется по закону косинуса.

Перемещение толкателя определяется по уравнению:

$$s = \frac{h}{2} \left( 1 - \cos \frac{\pi}{\varphi_y} \varphi \right).$$

Отсюда имеем:

$$\frac{ds}{d\varphi} = \frac{h}{2} \frac{\pi}{\varphi_y} \sin \frac{\pi}{\varphi_y} \varphi.$$

После подстановки  $s$  и  $\frac{ds}{d\varphi}$  в (3) получаем:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\frac{\pi}{2\varphi_y} \sin \frac{\pi}{\varphi_y} \varphi - \frac{e}{r_0} \frac{r_0}{h}}{\frac{r_0}{h} \cos \alpha_0 + \frac{1}{2} \left( 1 - \cos \frac{\pi}{\varphi_y} \varphi \right)}. \quad (7)$$

В этом случае тангенс угла давления достигает экстремума по максимуму при  $\varphi \approx 0,5 \varphi_y$ .

в) Ускорение сохраняет постоянную величину.

Перемещение толкателя определяется по формуле:

$$\left( 0 \leq \varphi \leq \frac{\varphi_y}{2} \right), s = 2h \left( \frac{\varphi}{\varphi_y} \right)^2; \quad \left( \frac{\varphi_y}{2} \leq \varphi \leq \varphi_y \right), s = h - 2 \frac{h}{\varphi_y^2} (\varphi_y - \varphi)^2.$$

Отсюда имеем:

$$\left( 0 \leq \varphi \leq \frac{\varphi_y}{2} \right), \frac{ds}{d\varphi} = 4h \left( \frac{\varphi}{\varphi_y} \right);$$

$$\left( \frac{\varphi_y}{2} \leq \varphi < \varphi_y \right), \frac{ds}{d\varphi} = 4 \frac{h}{\varphi_y^2} (\varphi_y - \varphi).$$

После подстановки  $s$  и  $\frac{ds}{d\varphi}$  в формулу (3) получаем, соответственно,

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{4 \frac{\varphi}{\varphi_y^2} - \frac{e}{r_0} \frac{r_0}{h}}{\frac{r_0}{h} \cos \alpha + 2 \left( \frac{\varphi}{\varphi_y} \right)^2} \quad \text{и} \quad \operatorname{tg} \delta = \frac{\frac{4}{\varphi_y^2} (\varphi_y - \varphi) - \frac{e}{r_0} \frac{r_0}{h}}{\frac{r_0}{h} \cos \alpha_0 + h \left[ 1 - \frac{2}{\varphi_y^2} (\varphi_y - \varphi)^2 \right]}, \quad (8)$$

В этом случае тангенс угла давления достигает экстремума по максимуму при  $\varphi = 0,5 \varphi_y$ .

г) Скорость изменяется по закону трапеции.

В рассмотрение введем трапецию, площадь которой равновелика площади, ограниченной аркой синусоиды с основанием  $X_{\max} = \varphi_y$ . Эта задача имеет множество решений. Так как ускорение толкателя пропорционально тангенсу угла наклона сто-

роны трапеции, то очевидно из всех возможных трапеций, удовлетворяющих поставленному условию, те стороны имеют наименьший наклон, которые совпадают с касательными к арке синусоиды у ее основания, и следовательно в этом случае ускорение толкателя будет иметь наименьшую величину. Ограничиваясь рассмотрением этого случая найдем соотношение между высотой трапеции и высотой арки равновеликой ей по площади синусоиды и установим параметры построения трапеции. (фиг. 3.)

При синусоидальном законе имеем:

$$\frac{ds}{d\varphi} = \frac{\pi}{2} \frac{h}{\varphi_y} \sin \frac{\pi}{\varphi_y} \varphi.$$

Пусть

$\mu\varphi$  — масштаб угла  $\varphi$ ,

$\mu\varphi^1$  — масштаб  $\frac{ds}{d\varphi}$ .

Тогда

$$X = \frac{\varphi}{\mu\varphi} = \frac{\varphi}{\frac{\varphi_y}{x_{\max}}} = \frac{X_{\max}}{\varphi_y} \varphi,$$

$$y = \frac{\frac{ds}{d\varphi}}{\mu\varphi^1} = \frac{\frac{\pi}{2} \frac{h}{\varphi_y} \sin \frac{\pi}{\varphi_y} \varphi}{\frac{\pi}{2\varphi_y} h} = y_{\max}^{\text{син}} \cdot \sin \frac{\pi}{\varphi_y} \varphi.$$

Тангенс угла наклона касательной  $\Theta$  к синусоиде определится по уравнению:

$$\text{tg} \Theta = \frac{dy}{dx} = \frac{y_{\max}^{\text{син}}}{x_{\max}} \varphi_y \frac{d}{d\varphi} \left( \sin \frac{\pi}{\varphi_y} \varphi \right) = \frac{y_{\max}^{\text{син}}}{x_{\max}} \pi \cos \frac{\pi}{\varphi_y} \varphi.$$

При  $\varphi = 0$  имеем  $\Theta = \Theta_0$  следовательно

$$\text{tg} \Theta_0 = \frac{y_{\max}^{\text{син}}}{x_{\max}} \pi. \quad (\text{a})$$

С другой же стороны, как это видно из фиг. (3)

$$\text{tg} \Theta_0 = \frac{y_{\max}^{\text{мп}}}{a}. \quad (\text{б})$$

Сравнивая (а) и (б) получим:

$$a = \frac{y_{\max}^{\text{мп}}}{y_{\max}^{\text{син}}} \frac{x_{\max}}{\pi}.$$

Площади трапеции и арки синусоиды  $F_{\text{тр}}$  и  $F_{\text{син}}$ , соответственно, выражаются формулами:

$$F_{\text{тр}} = (X_{\text{max}} - a) Y_{\text{max}}^{\text{тр}} = X_{\text{max}} \left( 1 - \frac{Y_{\text{max}}^{\text{тр}}}{Y_{\text{син}}^{\text{тр}}} \frac{1}{\pi} \right) Y_{\text{max}}^{\text{тр}}$$

и

$$F_{\text{син}} = Y_{\text{max}}^{\text{син}} \int_0^{X_{\text{max}}} \sin \frac{\pi}{X_{\text{max}}} x \, dx = \frac{2}{\pi} Y_{\text{max}}^{\text{син}} X_{\text{max}}.$$

Согласно равенству:

$$F_{\text{тр}} = F_{\text{син}}$$

имеем:

$$\left( 1 - \frac{1}{\pi} \frac{Y_{\text{max}}^{\text{тр}}}{Y_{\text{син}}^{\text{тр}}} \right) \frac{Y_{\text{max}}^{\text{тр}}}{Y_{\text{син}}^{\text{тр}}} = \frac{2}{\pi}.$$

Отсюда получаем

$$\left( \frac{Y_{\text{max}}^{\text{тр}}}{Y_{\text{син}}^{\text{тр}}} \right)^2 - \pi \frac{Y_{\text{max}}^{\text{тр}}}{Y_{\text{син}}^{\text{тр}}} + 2 = 0.$$

Решение этого уравнения дает

$$\frac{Y_{\text{max}}^{\text{тр}}}{Y_{\text{син}}^{\text{тр}}} = \frac{\pi}{2} - \sqrt{\frac{\pi^2}{4} - 2} = 0,89.$$

После подстановки полученного соотношения в (а) получаем

$$a = 0,284 x_{\text{max}}.$$

Имея выражения для  $a$  и  $\text{tg } \Theta_0$  и задавшись произвольно величиною  $Y_{\text{max}}^{\text{тр}}$  можем построить трапецию, удовлетворяющую поставленному условию (фиг. 3).

Перейдем теперь к выводу расчетной формулы угла давления, для чего разделим трапецию, выражающую закон изменения скорости толкателя, на три участка следующим образом: 1) участок возрастания скорости, 2) участок  $v = \text{пост.}$  и 3) участок убывания скорости.

На первом участке,  $0 \leq \varphi \leq \varphi$ , имеем:

$$s = \frac{h}{2\varphi_1(\varphi_y - \varphi_1)} \varphi^2.$$

и

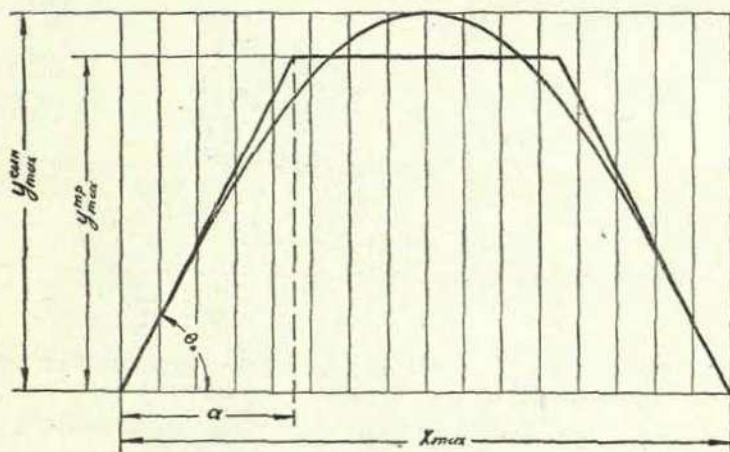
$$\frac{ds}{d\varphi} = \frac{h}{\varphi_1(\varphi_y - \varphi_1)} \varphi.$$

Подстановка  $s$  и  $\frac{ds}{d\varphi}$  в (3) дает:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\frac{h}{\varphi_1(\varphi_y - \varphi_1)} \varphi - e}{r_0 \cos \alpha_0 + \frac{h}{2\varphi_1(\varphi_y - \varphi_1)} \varphi^2}$$

или после преобразования

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\varphi - \frac{e}{r_0} \frac{r_0}{h} \varphi_1(\varphi_y - \varphi_1)}{\frac{r_0}{h} \cos \alpha_0 \varphi_1(\varphi_y - \varphi_1) + \frac{\varphi^2}{2}} \quad (9a)$$



Фиг. 3.

На втором участке,  $\varphi_1 \leq \varphi \leq \varphi_2$ , имеем:

$$s = \frac{h}{\varphi_y - \varphi_1} \left( \varphi - \frac{\varphi_1}{2} \right)$$

и

$$\frac{ds}{d\varphi} = \frac{h}{\varphi_y - \varphi_1}.$$

Подстановка  $s$  и  $\frac{ds}{d\varphi}$  в (3) дает:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\frac{h}{\varphi_y - \varphi_1} \varphi - e}{r_0 \cos \alpha_0 + \frac{h}{\varphi_y - \varphi_1} \left( \varphi - \frac{\varphi_1}{2} \right)},$$

или после преобразования

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{h - \frac{e}{r_0} \frac{r_0}{h} (\varphi_y - \varphi_1)}{\frac{r_0}{h} \cos \alpha_0 (\varphi_y - \varphi_1) + \left( \varphi - \frac{\varphi_1}{2} \right)}. \quad (96)$$

На третьем участке,  $\varphi_2 \leq \varphi \leq \varphi_y$ , имеем:

$$s = h \left[ 1 - \frac{(\varphi_y - \varphi)^2}{2\varphi_1(\varphi_y - \varphi_1)} \right]$$

и

$$\frac{ds}{d\varphi} = \frac{h}{\varphi_1(\varphi_y - \varphi_1)} (\varphi_y - \varphi).$$

Подстановка  $s$  и  $\frac{ds}{d\varphi}$  в (3) дает:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\frac{h}{\varphi_1(\varphi_y - \varphi_1)} (\varphi_y - \varphi) - e}{r_0 \cos \alpha_0 + h \left[ 1 - \frac{(\varphi_y - \varphi)^2}{2\varphi_1(\varphi_y - \varphi_1)} \right]},$$

или после преобразования

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{(\varphi_y - \varphi) - \frac{e}{r_0} \frac{r_0}{h} \varphi_1 (\varphi_y - \varphi_1)}{\frac{r_0}{h} \cos \alpha_0 \varphi_1 (\varphi_y - \varphi_1) + \varphi_1 (\varphi_y - \varphi_1) - \frac{1}{2} (\varphi_y - \varphi)^2}. \quad (97)$$

Сопоставляя (а), (б) и (в) заключаем, что тангенс угла давления достигает экстремального значения по максимуму на первом участке при  $\varphi = \varphi_1$ .

д) Скорость толкателя постоянна.

$$s = \frac{h}{\varphi_y} \varphi \quad \text{и} \quad \frac{ds}{d\varphi} = \frac{h}{\varphi_y}.$$

Подстановка  $s$  и  $\frac{ds}{d\varphi}$  в формулу (3) дает:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\frac{h}{\varphi_y} - e \frac{r_0}{h}}{r_0 \cos \alpha_0 + \frac{h}{\varphi_y} \varphi},$$

или после преобразования

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\frac{1}{\varphi_y} - \frac{e}{r_0} \frac{r_0}{n}}{\frac{r_0}{h} \cos \alpha_0 + \frac{\varphi}{\varphi_y}}. \quad (10)$$

В этом случае, с возрастанием угла  $\varphi$  тангенс угла давления убывал, следовательно, он имеет экстремальное значение при  $\varphi=0$ .

Подставляя в (6), (7), (8), (9) и (10) значения угла  $\varphi$ , соответствующие экстремальным значениям тангенса угла давления получаем нижеследующие формулы для подсчета наибольших значений углов давления в зависимости от входящих в них геометрических параметров.

1. Ускорение — величина постоянная.

$$\operatorname{tg} \delta_{\ominus} = \frac{2 - \frac{e}{r_0} \frac{r_0}{h}}{\frac{r_0}{h} \cos \alpha_0 + 0,5} \quad (11)$$

2. Ускорение изменяется по закону синуса.

$$\operatorname{tg} \delta_{\ominus} = \frac{\frac{1,95}{\varphi_y} - \frac{e}{r_0} \frac{r_0}{h}}{\frac{r_0}{h} \cos \alpha_0 + 0,4}$$

3. Ускорение изменяется по закону косинуса.

$$\operatorname{tg} \delta_{\ominus} = \frac{\frac{1,5}{\varphi_y} - \frac{e}{r_0} \frac{r_0}{h}}{\frac{r_0}{h} \cos \alpha_0 + 0,5} \quad (13)$$

4. Скорость толкателя изменяется по закону равнобочной трапеции.

$$\operatorname{tg} \delta_{\ominus} = \frac{\frac{1,4}{\varphi_y} - \frac{e}{r_0} \frac{r_0}{h}}{\frac{r_0}{h} \cos \alpha_0 + 2}$$

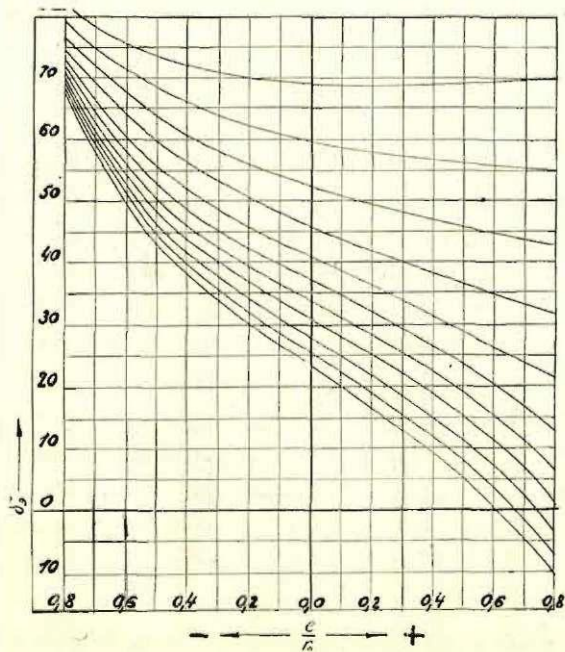
5. Скорость толкателя сохраняет постоянную величину.

$$\operatorname{tg} \delta_{\ominus} = \frac{\frac{1}{\varphi_y} - \frac{e}{r_0} \frac{r_0}{h}}{\frac{r_0}{h} \cos \alpha_0}$$

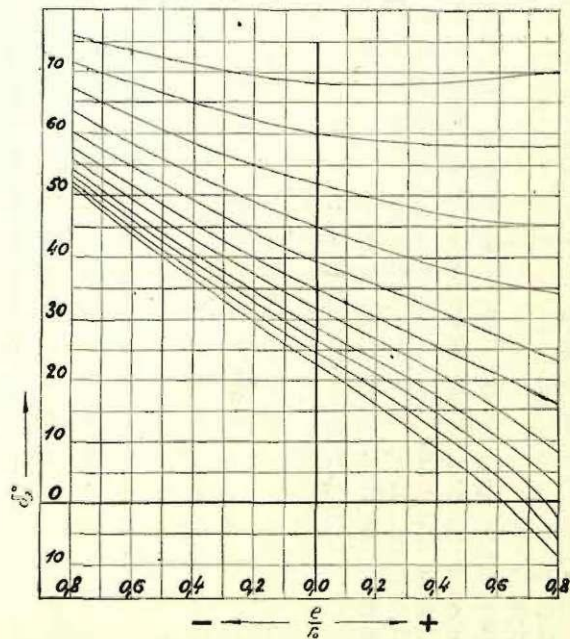
(Продолжение см. на странице 140)

$$\frac{r_0}{h} = 1. \quad (\text{Фиг. 4})$$

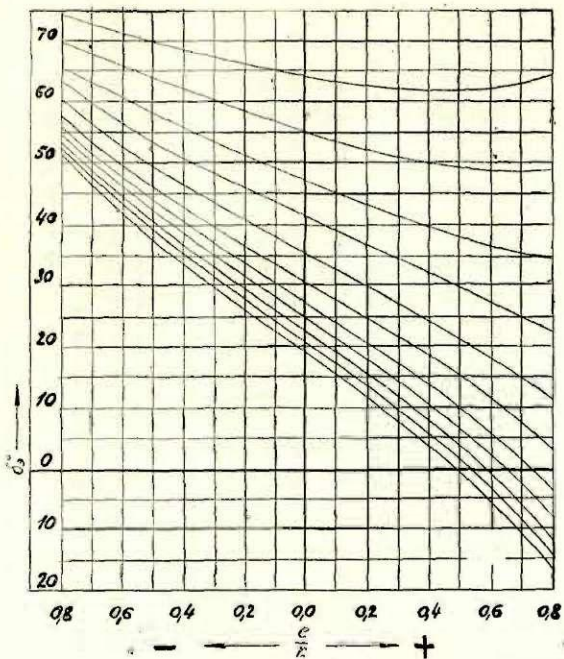
Ускорение изменяется по закону  
 $a = a_0 \cos kt$



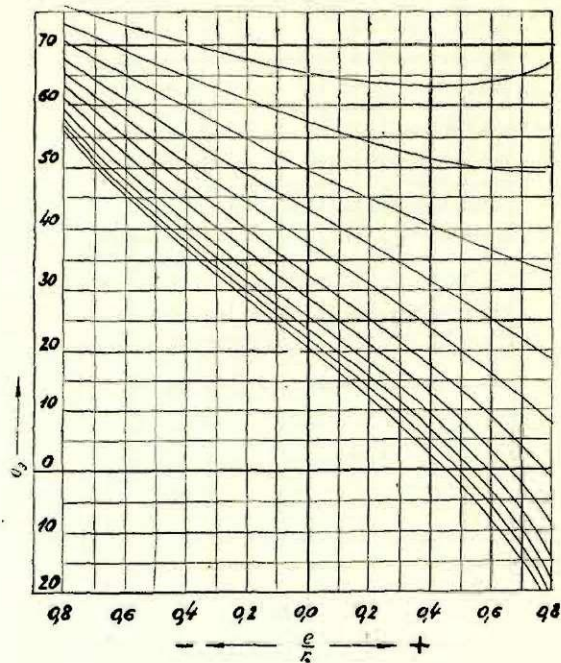
Ускорение сохраняет постоянную величину  
 $a = a_0$



Ускорение изменяется по закону  
 $a = a_0 \sin kt$



Скорость толкателя изменяется по  
 закону трапеции.

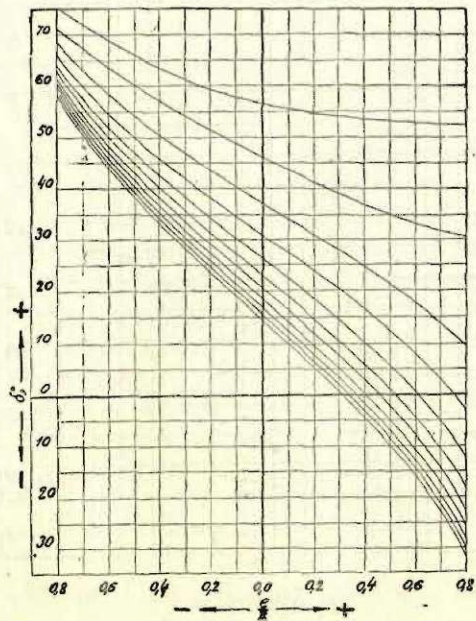


Константы построения графиков (начиная с верхнего)

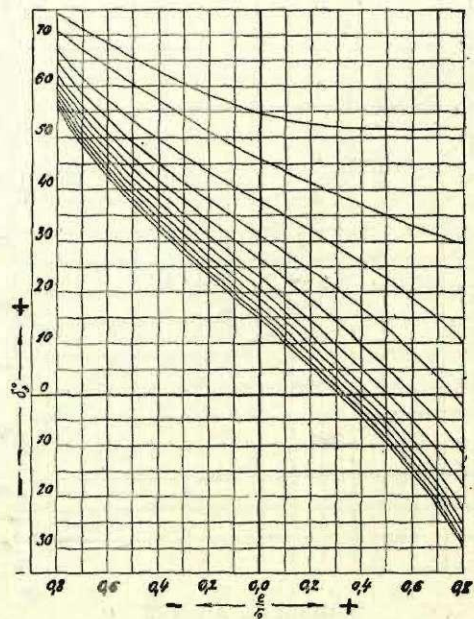
№ $\varphi_0$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
	30	45	60	75	90	105	120	135	150	165	180

$$\frac{r_0}{h} = 2. \text{ (Фиг. 5)}$$

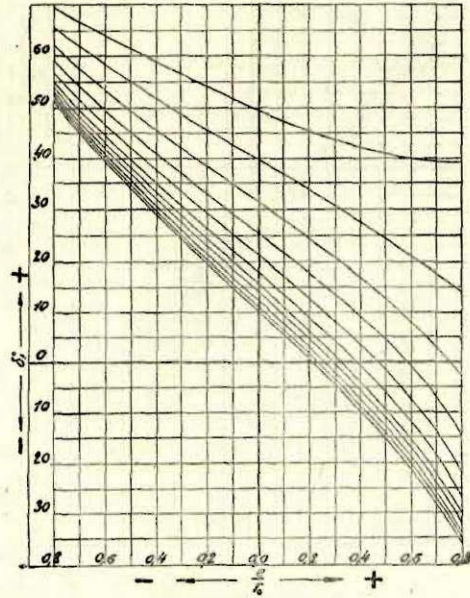
Ускорение изменяется по закону  
 $a = a_0 \cos kt$



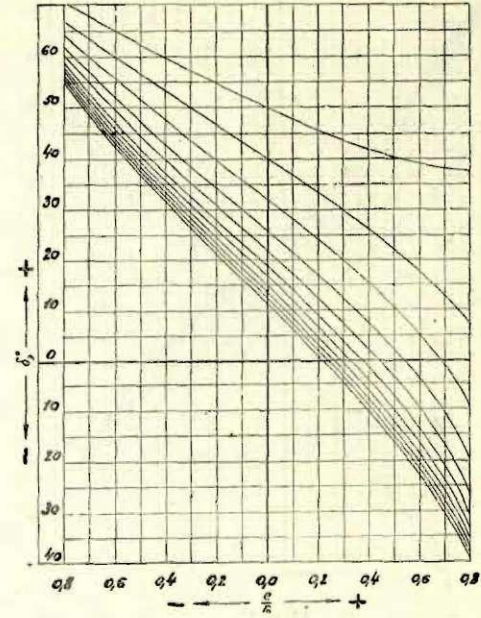
Ускорение сохраняет постоянную величину  
 $a = a_0$



Ускорение изменяется по закону  
 $a = a_0 \sin kt$



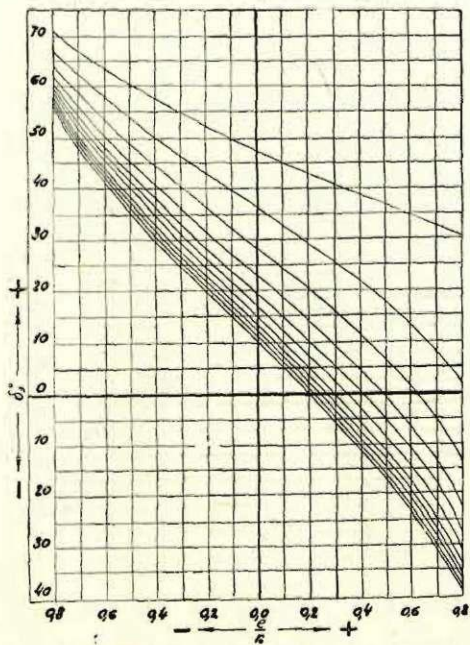
Скорость толкателя изменяется по  
 закону трапеции



Константы построения графиков (начиная с верхнего)

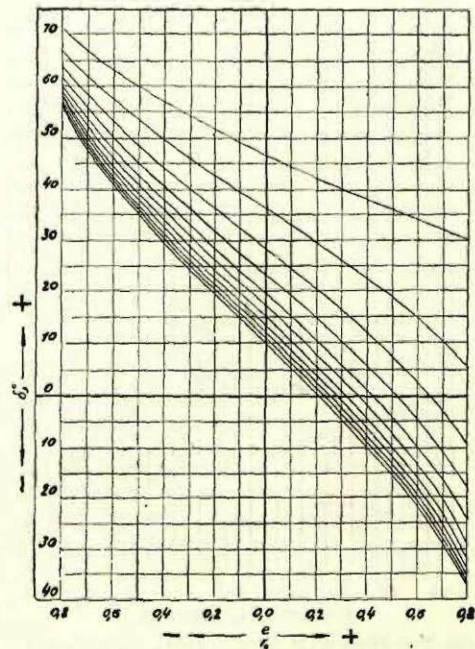
$N_2$ $\varphi^\circ$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
	30	45	60	75	90	105	120	135	150	165	180

Ускорение изменяется по закону  
 $a = a_0 \cos kt$

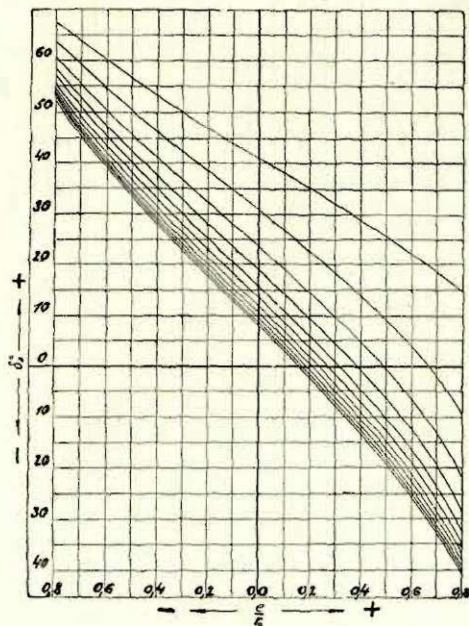


$\frac{r_0}{h} = 3$ . (Фиг. 6).

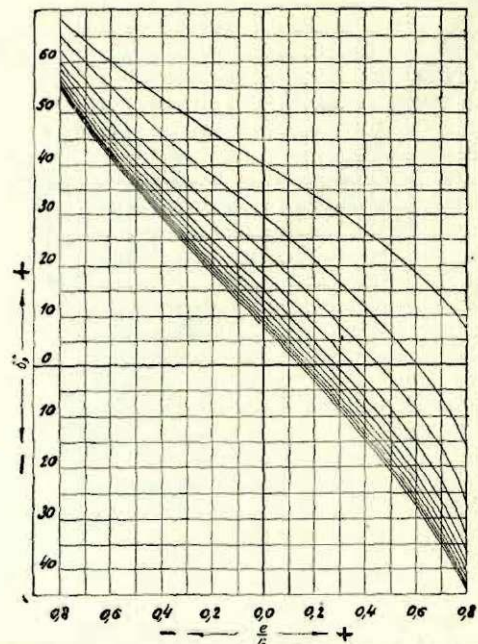
Ускорение сохраняет постоянную величину  
 $a = a_0$



Ускорение изменяется по закону  
 $a = a_0 \sin kt$



Скорость толкателя изменяется по  
 закону трапеции

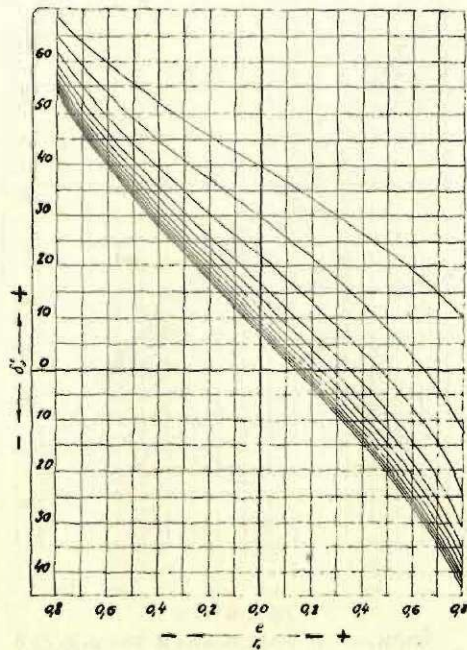


Константы построения графиков (начиная с верхнего)

№	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
$\varphi^{\circ}$	30	45	60	75	90	105	120	135	150	165	180

Ускорение изменяется по закону

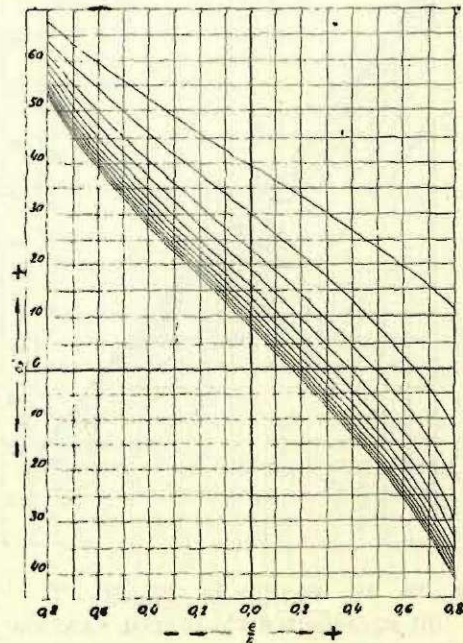
$$a = a_0 \cos kt$$



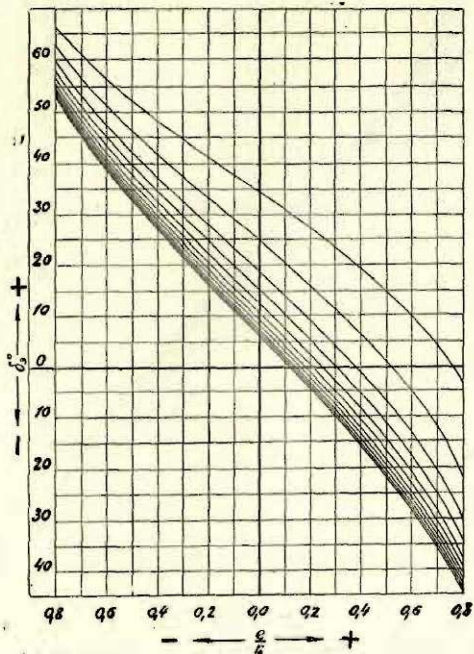
$$\frac{r_0}{h} = 4. \quad (\text{Фиг. 7}).$$

Ускорение сохраняет постоянную величину

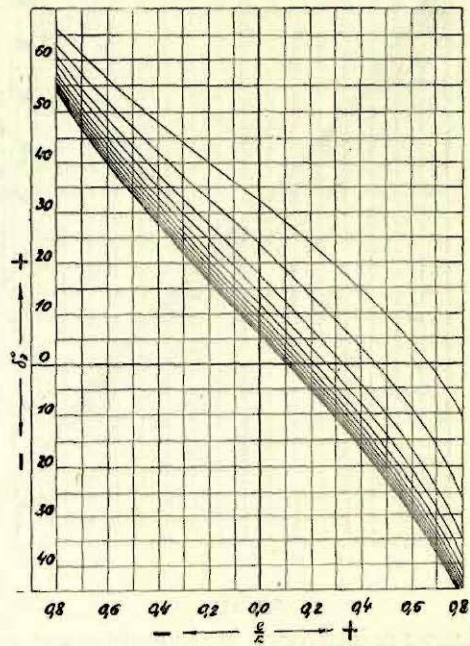
$$a = a_0$$



Ускорение изменяется по закону  
 $a = a_0 \sin kt$



Скорость толкателя изменяется по  
 закону трапеции

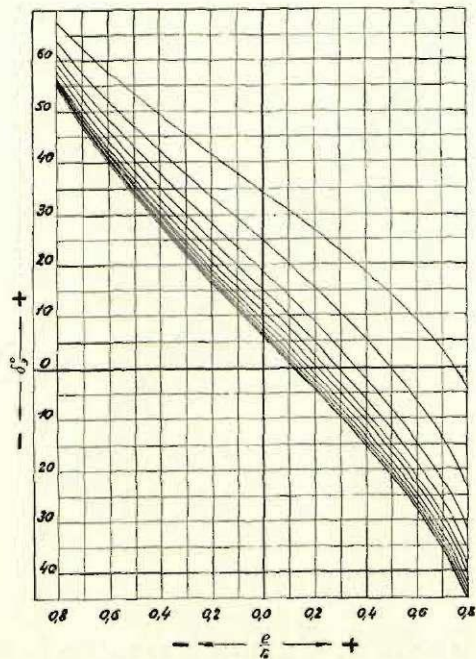


Константы построения графиков (начиная с верхнего)

№ $\varphi^0$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
	30	45	60	75	90	105	120	135	150	165	180

Ускорение изменяется по закону

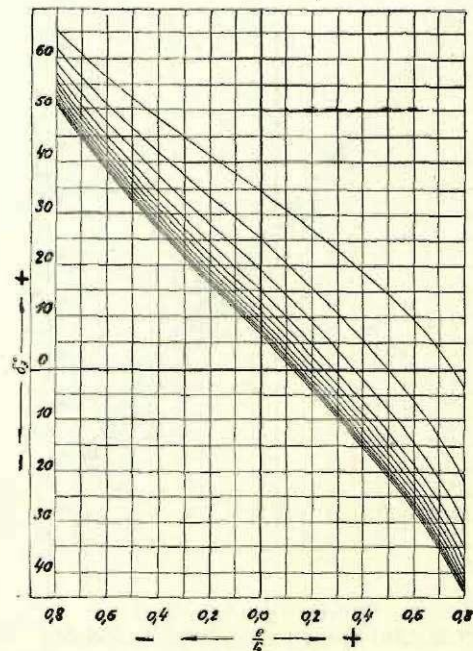
$$a = a_0 \cos kt$$



$\frac{r_0}{h} = 5$ . (Фиг. 8).

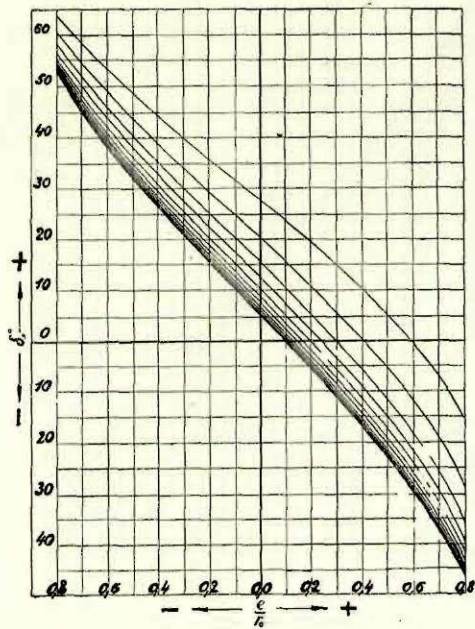
Ускорение сохраняет постоянную величину

$$a = a_0$$

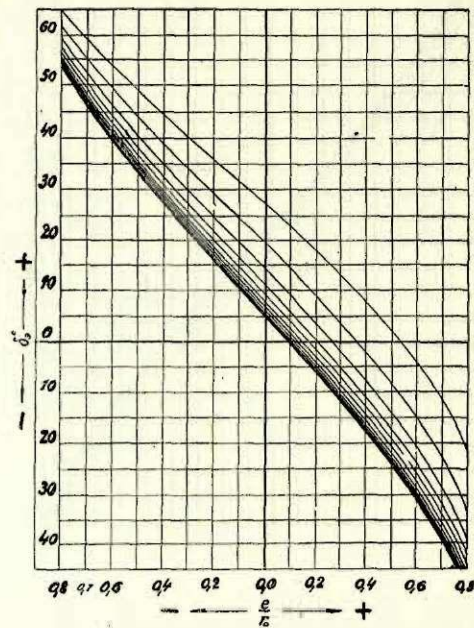


Ускорение изменяется по закону

$$a = a_0 \sin kt$$



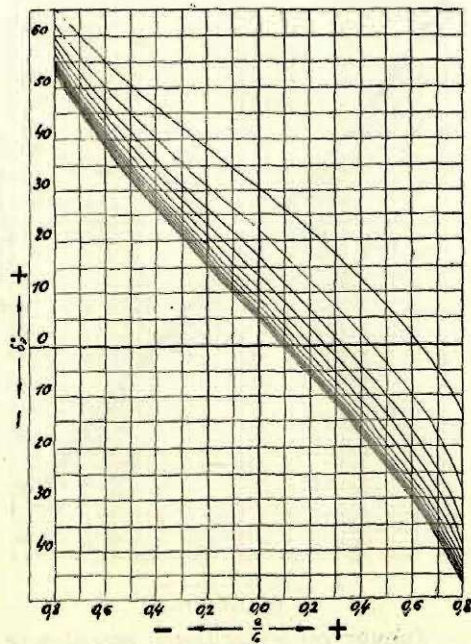
Скорость толкателя изменяется по закону  
трапеции



Константы построения графиков (начиная с верхнего)

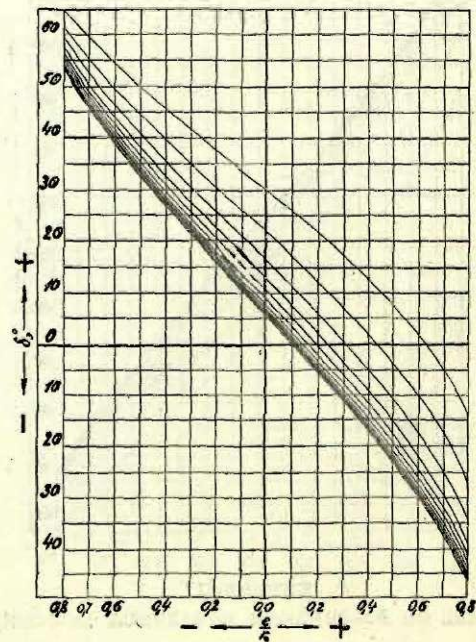
$\varphi_0$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
$\varphi_0$	30	45	60	75	90	105	120	135	150	165	180

Ускорение изменяется по закону  
 $a = a_0 \cos kt$

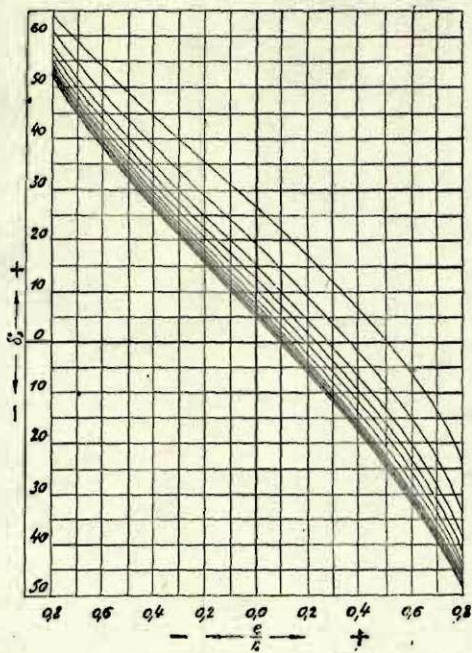


$\frac{r_0}{h} = 6$ . (Фиг. 9).

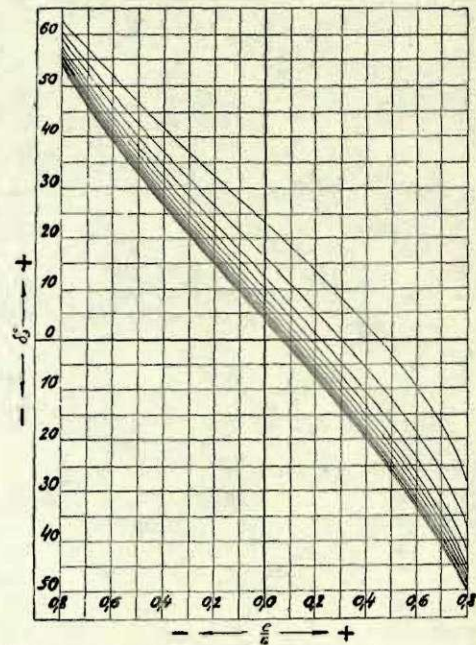
Ускорение сохраняет постоянную величину  
 $a = a_0$



Ускорение изменяется по закону  
 $a = a_0 \sin kt$



Скорость толкателя изменяется по закону  
 трапеции



Константы построения графиков (начиная с верхнего)

$\xi^{\circ}$

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
30	45	60	75	90	105	120	135	150	165	180

По этим формулам производился подсчет экстремальных значений угла давления при следующих величинах конструктивных параметров:

$\varphi_y =$	30	45	60	75	90	105	120	135	150	165	180
$\frac{e}{r_0} =$	-0,8	-0,7	-0,6	-0,5	-0,4	-0,3	-0,2	-0,1	0,0		
	0,0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8		
$\cos \alpha_0 =$	0,60	0,71	0,80	0,87	0,92	0,95	0,98	0,99	1		
$\frac{r_0}{h} =$	1	2	3	4	5	6					

Результаты подсчета сведены в таблицы числовых значений углов давления в градусах. По этим данным построены нижеприведенные таблицы графиков. В интересах более удобного сопоставления таблицы сгруппированы по отношениям  $\frac{r_0}{h}$ .

### Заключение

Из сопоставления графиков экстремальных значений угла давления видно, что при данной относительной высоте подъема толкателя, все рассмотренные законы очертания кулачковых профилей оказывают незначительное влияние на величину угла давления.

С увеличением относительного радиуса основной теоретической окружности кулачка и дезаксиала экстремальное значение угла давления убывает. При всех практических значениях относительного радиуса основной окружности кулачка, дезаксиала и угла удаления угол давления открытого профиля кулачка меньше критического.

В интересах уменьшения габаритных размеров целесообразно проектировать механизмы с кулачками открытого профиля при положительных дезаксиалах, а с кулачками закрытого профиля при отрицательных дезаксиалах, значения которых не следует брать больше 0,4.

### ЛИТЕРАТУРА

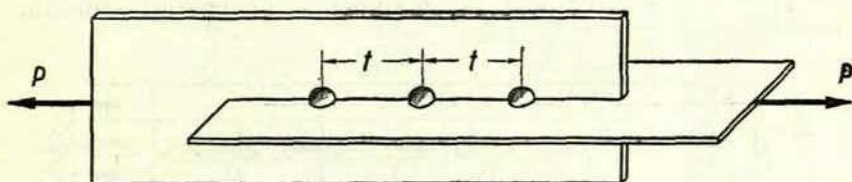
1. Х. Ф. Кетов и Н. И. Колчин. Теория механизмов и машин. 1939 г.
2. В. Т. Костицын. Методы расчета наименьших размеров кулачковых механизмов со штангой в прямолинейных направляющих. Труды семинара по ТММ. Изд. АН СССР, вып. 12, 1948 г.
3. Л. Н. Решетов. Кулачковые механизмы. Машгиз, 1948 г.
4. Г. А. Шаумян. Основы теории проектирования станков автоматов и полуавтоматических линий. Машгиз, 1949 г.

E. CEPLĪTIS, inženieris

## ATRAUŠANAS SPĒKI PUNKTMETINĀTOS SAVIENOJUMOS

### Ievads

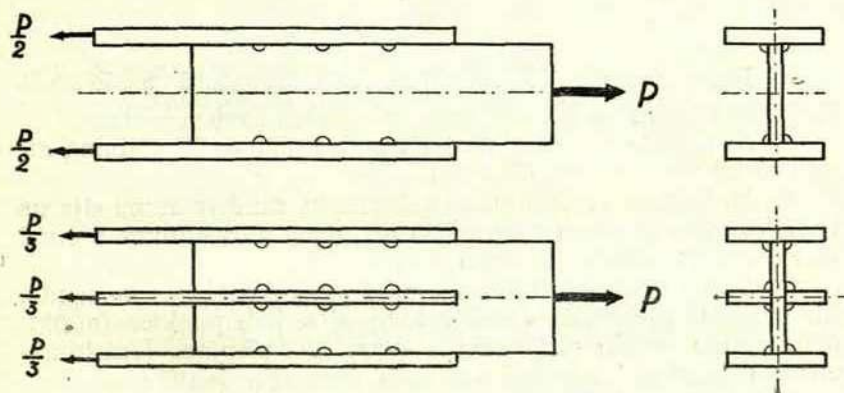
Stieptu konstrukciju elementu metinātas sānu šuves parasti aprēķina cirpē, pieņemot, ka iekšējās piepūles darbojas paraleli stieņa asij (1. zīm.).



1. zīm.

Šajos aprēķinos nav ievērotas tās papildu piepūles, kādas rodas ārējo spēku un iekšējo rezultējošo spēku ekscentrisitātes dēļ.

Savienojumu profiliem, kādi parādīti 1. un 2. zīm., jāievēro arī bīdes spēka komponentes, kas vērstas stateniski savienojuma



2. zīm.

garenasij. Vienkāršības labad sauksim šīs piepūles par atraušanas spēkiem un apzīmēsim tos ar  $S_0, \dots, S_{k-1}, S_k, \dots, S_n$  (3. zīm.). Minētā zīmējumā bīdes piepūles apzīmētas ar  $T_0, \dots, T_{k-1}, T_k, \dots, T_n$ .

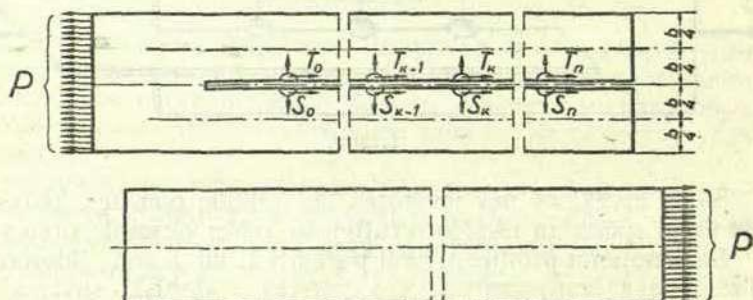
Šī raksta uzdevums ir izstrādāt papildu piepūļu aprēķināšanas metodi un noskaidrot šo piepūļu lielumu, lai varētu precīzāk novērtēt šādu savienojumu izturību.

Līdzīgus gadījumus pētījis arī A. Ržančins [1], tikai citos savienojuma veidos. Viņa lietotā diferencialvienādojumu metode šī uzdevuma atrisināšanai atvietota ar vairāk piemērotu — galīgo diferencu metodi [3].

### Atraušanas spēku aprēķināšana

Atrisinājums balstās uz šādiem pieņēmumiem:

1) Plātne slogota visā tās platumā ar vienmērīgi sadalītu, centriski pieliktu stiepes spēku.



3. zīm.

2) Bīdes piepūles  $T_k$  noteiktas pēc literatūrā pazīstamās F. Bleicha formulas [2], kas dota kniedētiem savienojumiem.

3) Ass spēka darbības līnijas atrodas plātnes  $1/4$  platuma attālumā no vidus līnijas (3. zīm.).

4) Metinātais savienojums uzskatīts kā daudzslaidumu sija uz nepadevīgiem balstiem (simetrijas dēļ nebūs pārvietojumi plātnē stateniskā virzienā). (5. zīm.).

5) Spēku ekscentrisitātes dēļ katrā punktā darbojas momenti. Šie momenti pieņemtās daudzslaidumu sijas balstpunktos (punktmetinājumu vietās) radīs stiepes — spiedes piepūles (balstreakcijas) (4. zīm.).

So piepūļu noteikšanai vispirms jānosaka bīdes piepūles, kas atkarīgas no savienoto stieņu šķēluma laukuma, no punktmetinā-



(1) formula uzrakstāma šādā vienkāršotā veidā:

$$T_k = A_1 \cdot shkc + A_2 \cdot chkc, \quad (2)$$

kur

$$A_1 = \frac{P}{(F_1 + F_2)sh(n+1)c} \left[ F_2 \cdot (chc - 1) - 2F_1 \cdot sh \left( n + \frac{1}{2} \right) \cdot c \cdot sh \frac{c}{2} \right],$$

$$A_2 = \frac{P}{(F_1 + F_2)sh(n+1) \cdot c} \left[ F_2 \cdot shc + 2F_1 \cdot sh \left( n + \frac{1}{2} \right) \cdot c \cdot sh \frac{c}{2} \right].$$

Šādā veidā (2) formula ērtāk lietojama, jo konstantes  $A_1$  un  $A_2$  var jau iepriekš izskaitļot, ievērojot to, ka tās ir atkarīgas tikai no plātņu izmēriem, punktu skaita un to novietojuma.

Ja reizinājumi  $n \cdot c$  ir lieli, tad var iegūt vēl vienkāršāku aptuvenu izteiksmi konstantēm:

$$A_1 = -A_2 = -\frac{P}{2}(1 - e^{-c}).$$

Līdz ar to bīdes piepūļu izteiksme arī vienkāršojas:

$$T_k = \frac{P}{2} \left[ e^{-ck} - e^{-(k+1)c} \right]. \quad (3)$$

Šī formula dod iespēju ar lielu noteiktību aprēķināt bīdes piepūles pirmajos divos, trijos visvairāk piepūlētos metinātā savienojuma punktos.

Lai aprēķinātu atraušanas spēkus  $S_k$ , izmantojam nepārtrauktas sijas aprēķina shemu, pieņemot, ka šī sija balstvietās (punktmetinājumu vietās) slogota ar koncentrētiem momentiem, pie kam šo momentu dabū, reizinot bīdes spēku  $\frac{1}{2} T_k$  ar tā plecu,  $\frac{1}{4}$  no plātnes platuma (5. zīm.).

Ar trīsmomentu vienādojumu nosaka balstmomentus  $M_k$  un pēc tam balstreakcijas, kas vienādas ar atraušanas spēkiem  $S_k$ .

Trīsmomentu vienādojumu visērtāk uzrakstīt kā galīgo diferencu vienādojumu.

$$M_{k-1} + 4M_k + M_{k+1} = \frac{1}{16} b(T_{k-1} - T_{k+1}), \quad (4)$$

kur

$M_k$  — meklējamais  $k^{\text{ta}}$  balsta moments.

Iegūtais galīgo diferencu vienādojums ir nehomogens. Atrodot homogēnā vienādojuma vispārīgo atrisinājumu un sumējot to ar nehomogēnā vienādojuma parciālo atrisinājumu, dabūjam

$$M_k = C_1(-0,268)^{k+1} + C_2(-3,732)^{k+1} + D_1 sh kc + D_2 \cdot ch kc, \quad (5)$$

kur

$$D_1 = \frac{A_2 \cdot b \cdot sh c}{16(2 + ch) c},$$

$$D_2 = \frac{A_1 \cdot b \cdot sh c}{16(2 + ch) c}.$$

Konstantes  $C_1$  un  $C_2$  nosakāmas no šādiem robežnoteikumiem:

1) ja  $k = -1$ , tad pagrieziena leņķis kreisā galā ir nulle,

2) ja  $k = n$ , tad  $\bar{M}_n = \frac{1}{8} T_n \cdot b$ , kur

$\bar{M}_n$  — rezultējošais balstmoments pēdējā punktā.

Šie robežnoteikumi dod šādas konstantu vērtības:

$$C_1 = 1,18 D_1 - 2,23 D_2 + 0,072 T_{-1} \cdot b - 0,036 T_0 \cdot b + C_2,$$

$$C_2 = \frac{\frac{1}{16} T_n \cdot b - D_1 \cdot sh nc - D_2 \cdot ch nc - (-0,268)^{n+1} \cdot C_0}{(-0,268)^{n+1} + (-3,732)^{n+1}},$$

kur

$$C_0 = 1,18 D_1 - 2,23 D_2 + 0,072 T_{-1} \cdot b - 0,036 T_0 \cdot b.$$

Tā kā metinājuma vietā darbojas balstmoments  $M_k$  un bez tam vēl no spēka  $T_k$  rodas koncentrēts spēkpāris, tad rezultējošais lieces moments  $k^{ia}$  balstā aprēķināms pēc šādām formulām:

$$\bar{M}_k^{kr} = M_k + \frac{1}{16} T_k \cdot b \quad (6)$$

$$\bar{M}_k^{lab} = M_k - \frac{1}{16} T_k \cdot b, \quad (7)$$

kur  $\bar{M}_k^{kr}$  ir rezultējošais moments pa kreisi no koncentrētā pāra pielikšanas vietas un  $\bar{M}_k^{lab}$  ir rezultējošais moments pa labi no koncentrētā pāra pielikšanas vietas.

Atraušanas piepūle nosakāma šādi:

$$S_k = -\frac{6M_k}{t}, \quad (8)$$

bet pēdējam punktam:

$$S_n = \frac{1}{t} (\bar{M}_{n-1}^{lab} - M_n^{kr}).$$

Aprēķini rāda, ka atraušanas piepūles sastāda ap 40% no bīdes piepūlēm, tādēļ tām ir ievērojama nozīme savienojuma izturības noteikšanā.

Atraušanas piepūles pieaug proporcionāli plātnes platumam, bet pretēji proporcionāli punktu solim.

#### LITERATURA

1. Р ж а н и ц ы н А. Р. Теория составных стержней строительных конструкций, Стройиздат, 1948.

2. F. Bleich. Theorie und Berechnung der eisernen Brücken. Berlin 1924.

3. Ф. Блейх и Е. Мелан. Уравнения в конечных разностях статики сооружений. Харьков, 1936.

Э. Э. ЦЕПЛИТИС

### ОТРЫВАЮЩИЕ УСИЛИЯ В ТОЧЕЧНЫХ ШВАХ РАСТЯНУТЫХ СОЕДИНЕНИЙ

В работе рассмотрены усилия в точечном шве растянутого крестообразного профиля, изготовленного путем точечной сварки.

Основное содержание работы составляет вывод формулы для определения усилий отрыва, действующих перпендикулярно оси соединения, чем вносится существенное уточнение при расчете усилий в сварных точках.

Для вывода формулы усилий отрыва применяется аппарат конечных разностей. Анализ полученной формулы показывает, что усилия отрыва прямо пропорциональны ширине соединяемых полос и обратно пропорциональна расстоянию между точками сварки. Численные расчеты свидетельствуют о том, что для профилей усилия отрыва составляют около 40% основных, действующих параллельно оси соединения.

Выводы, полученные в работе для крестообразного профиля распространяемы и на другие типы профилей.

---

V. GRUNDMANIS, aspirants

## LATVIJAS PSR REALIZĒTĀS DAUDZDZĪVOKĻU DZĪVOJAMĀS TIPU ĒKAS. (1945. g. — 1955. g.)<sup>1</sup>

Masu celtniecības dzīvojamo ēku tipizācija ir kļuvusi par padomju arhitektūras attīstības pamatlīniju. PSKP XX kongresa izvirzīto celtniecības uzdevumu veikšanai dzīvojamās ēkas ir nepieciešams celt tikai pēc tipu projektiem.

Apskatāmajā periodā Latvijas PSR realizētajiem dzīvojamo ēku tipu projektiem piederēja liela novatorisma loma. Tie racionalizēja kā projektētāju, tā arī celtnieku darbu. Arī Vissavienības mērogā tipu projektiem bija nenoliedzama nozīme, tomēr esošie, pēc kara izstrādātie, projekti uz laiku nostiprināja veco tehniku. Tie nespēja virzīt tālāk progresīvu celtniecību. Šo pretrunu atrisina pašreiz, projektējot uz unificēto sekciju pamata jaunus, būvrūpniecības prasībām atbilstošus tipu projektus.

### Tipu projektu serijas.

Apskatāmajā periodā Latvijas PSR realizētos dzīvojamo ēku tipu projektus var sadalīt divās grupās:

1) Vissavienības projektēšanas institūtos izstrādātie projekti, kas tika realizēti Krievijas Federatīvās Republikas centrālajos un austrumu apgabalos, Baltkrievijas PSR, Kazachijas PSR ziemeļu rajonos, Kareļu-Somu PSR, Igaunijas PSR, Lietuvas PSR un Latvijas PSR.<sup>2</sup> Šīs grupas projektu lielākā daļa ietilpst 1948. g. un vēlākā 1951. g. «Pilsētu celtniecības dzīvojamo ēku tipu projektu katalogā».

<sup>1</sup> Raksts sastādīts uz autora disertācijas «LPSR daudzdzīvokļu dzīvojamā ēka» nodaļas pamata.

Izmantoti: a) LPSR Statistikas pārvaldes dati, b) tipu ēku projektu materiāli, c) pilsētu galveno arhitektu pārvalžu un celtniecības kontroles materiāli, d) autora gūti pētījumi realizētajās ēkās, e) iedzīvotāju un namu pārvalžu aptaujas materiāli Rīgā un republikaniskās pakļautības pilsētās.

<sup>2</sup> 122., 201., 204., 206., 211., 221., 225., 228., KC-8-51. tipu projektu serijas.

2) Latvijas PSR tipu projekti, kas izstrādāti republikas projektēšanas institutos, — bij. Arhitektūras lietu pārvaldes projektēšanas darbnīcās un «Latgiprogorstroja» institūtā.<sup>1</sup>

No pirmās grupas realizētas ap desmit, no otrās — divas tipu projektu serijas. Atsevišķā serijā ir dažādu dzīvojamo ēku kopojumi, kvartālu un ciematu apbūvei. Šīm ēkām ir kopējas arhitektūras un celtniecības sīkdaļas un izstrādājumi.

Apskatāmajā periodā realizēto tipu ēku seriju lielā skaita dēļ vispārējas unifikācijas prasības nebija iespējams ievērot. Nebija arī tam nepieciešamā būvrūpniecības bāze. Pie tam vislielākais seriju daudzums realizēts Rīgas pilsētā.

### Stāvu skaits.

Apskatāmajā periodā realizētajās tipu serijās ietilpst galvenokārt 2-stāvu ēkas. Tikai trijās serijās ir arī 3-stāvu ēkas (201., 204., 286.).

Divstāvu apbūve ieņem dominējošo vietu Rīgas un Liepājas valsts piederošā dzīvojamā fondā pēc ēku skaita.<sup>2</sup> Pēc dzīvojamās kopplatības tā atrodas pirmajā vietā visās republikaniskās pakļautības pilsētās, izņemot Rēzekni. Raksturīgi, ka Rīgas pilsētas valsts piederošā dzīvojamā fondā līdz 1950. g. pirmo vietu ieņēma 5-stāvu ēkas, bet jau pēc 1950. g. pārsvarā ir 2-stāvu ēkas. Apskatāmā perioda (1945.—1955. g.) valsts piederošā dzīvojamā fonda pieaugumā 2-stāvu ēku dzīvojamā platība sastāda: Rīgā 45,73%, Liepājā 35,24%, Daugavpilī 48,08%, Jelgavā 36,28%, Ventspilī 18,10%, Rēzeknē 42,77%.<sup>3</sup> Daudz retāk tiek celtas 3-stāvu ēkas. Rīgā tās sastāda 5,11%, Liepājā 3,09%, Jelgavā 7,26%, Rēzeknē 1,62%.<sup>4</sup> Tikai Daugavpilī un Ventspilī to skaits ir relatīvi lielāks. (24,27% un 18,7%). Šīs ēkas tiek celtas galvenokārt pēc tipu projektiem. Realizēto tipu ēku seriju sadalījumu pēc stāvu un sekciju skaita redzam tabulā. (skat. 1. att.).

Lielākais seriju skaits ierindojas 2-stāvu ēku grupā.

<sup>1</sup> 301. un 286. serija.

<sup>2</sup> Tajā ietilpst vietējo padomju, valsts iestāžu un uzņēmumu fondi. Šī fonda ēkas jauncelto dzīvojamo ēku kopplatībā sastāda 88,5% (Aplēsts pēc LPSR Statistikas pārvaldes datiem).

<sup>3</sup> Dzīvojamās platības pieaugums Rīgā un republikaniskās pakļautības pilsētās sastāda vairāk nekā 60% no visa šā fonda pieauguma LPSR pilsētās un ciematos. Minētās pilsētās dzīvo  $\frac{3}{4}$  no visiem republikas iedzīvotājiem.

<sup>4</sup> Aplēsts pēc LPSR Statistikas pārvaldes «Pilsētu dzīvojamā fonda un komunālās saimniecības uzskaites pasēs» un kārtējo dzīvojamā fonda atskaišu datiem.

Pēc pašreizējiem ekonomisko rādītāju pētījumiem PSRS Celtaisniecības un Arhitektūras Akadēmijā, nosakot ēku optimālu stāvu skaitu, ir konstatēts, ka no vienādu konstrukciju ēkām ekonomiskākās ir 5-stāvu. Dzīvojamās platības 1 m<sup>2</sup> izmaksa pakāpeniski samazinās ēkām no divi līdz pieci stāviem.<sup>1</sup> Sevišķi izmaksa samazinās pēc ēku ekspluatācijas izdevumiem.

Pēc tehn. zin. kand. B. Skorova datiem, pielidzinot 5-stāvu ēkas dzīvojamās platības 1 m<sup>2</sup> izmaksu 100%, 4-stāvu ēkām tā

V STAVI					100%
IV			/KOPPROJEKT/ /BĒLĒG/PROJEKT/		
III	/KĀRĒNĪTĀS DĒLĒGPROJEKT/		204 - 1/4/ 201 - 1/7/ 266		
II	301 KС-6-71 266 206 227 208 204 /BĒLĒG/ 192 221	301 204 206 211 229 201 201 228		301 266 229 204	
	1	2	3	4	5 — БЭЛКІТАС

1. attēls. Realizēto tipu ēku seriju sadalījums pēc stāvu un sekciju skaita,

sastāda 104%, 3-stāvu — 107%, 2-stāvu — 118%, 6-stāvu — 115%.<sup>2</sup> Pie tam pēdējo ēku izmaksa paaugstinās sakarā ar dārgo liftu iekārtu. Minēto apstiprina arī republikā realizēto 2- un 3-stāvu tipu ēku dzīvojamās platības 1 m<sup>2</sup> izmaksas salīdzinājums.<sup>3</sup> Tā piem., Bolderajas silikatķieģeļu rūpnīcas ciematā

<sup>1</sup> Академия Архитектуры СССР «Сравнительная технико-экономическая характеристика жилой застройки различной этажности» М-а 1954 г.

<sup>2</sup> Б. Скоров «Об экономичном проекте жилого дома», Архитектура СССР № 2 1956 г.

<sup>3</sup> Salīdzinot ēkas ar vienādu labierīcības līmeni.

2-stāvu ēkām 1 m<sup>2</sup> Fdz izmaksa vidēji 1,16 tūkstoš rbļ., bet 3 stāvu ēkai — 1,07 tūkstoš rubļu. <sup>1/2</sup>

Saskaņojot ar higienistu pētījumiem, ka 5-stāvu ēku augstums, neiekārtojot liftus ir nevēlams, — optimāls būtu 4-stāvu skaits.<sup>3</sup>

Dīvstāvu ēkām, kas republikas pilsētu apbūvē ir dominejošas un kurām atbilst pilsētu apbūve, labierīcību līmenis un tehniskā bāze, izmaksa ir samazināma, pielietojot jaunus konstrukciju veidus. Līdzšinējo ķieģeļu sienu un koka pārsegumu vietā jāstājas, uz vietējo būvmateriālu pamata veidotām, jaunām, ekonomiskām konstrukcijām.

### Sekciju skaits.

Pēc iepriekšējās tabulas (skat. 1. att.) redzams, ka lielākais republikā realizēto tipu ēku seriju skaits ietilpst vien- un divsekciju ēku grupā. Valsts piederošā dzīvojamā fondā pēc dzīvojamās kopplatības (Fdz) 1948. g. pirmo vietu republikaniskās pakļautības pilsētās Liepājā, Daugavpilī un Ventspilī ieņem ēkas ar Fdz — 251—500 m<sup>2</sup> un tikai Jelgavā un Rēzeknē ar 121—250 m<sup>2</sup> platību.<sup>4</sup> 1950. gadā pēdējās kategorijas ēkas jau ir pārsvarā arī Liepājā un Ventspilī. Rīgā to ir visvairāk salīdzinot ar ēku kopskaitu. Arī valsts piederošā dzīvojamā fonda pieaugumā ēkas ar Fdz—121—250 m<sup>2</sup> ir dominējošas. Tā no 1948. g. — 1950. g. tās sastāda Rīgā 56,47%, Liepājā 46,60%, Daugavpilī 24,24%, Jelgavā 50,11%, Ventspilī 61,46%, Rēzeknē 37,5%.<sup>5</sup> Minētajā grupā ietilpst 6 un 8 mazu platību dzīvokļu (viensekciju) tipu ēkas.<sup>6</sup> Ēku grupa ar Fdz—251—500 m<sup>2</sup> divu gadu pieaugumā sastāda Rīgā 10,42%, Liepājā 39,54%, Daugavpilī 12,07%, Jelgavā 1,39%, Ventspilī 11,93%, Rēzeknē 24,95%. Šajā ēku kategorijā ietilpst mazu platību 12 dzīvokļu (divsekciju), vidējo un lielo platību 8 dzīvokļu ēkas. Arī pēc projektēšanas institūta «Latgiprogorstroja» ēku piesaistes projektu uzskaites datiem konstatējams, ka visvairāk tiek realizētas dzīvojamās ēkas ar 8, retāk ar 12 dzīvokļiem. T ā t a d a p s k a t ā m ā p e r i o d ā p i l s ē t u

<sup>1</sup> Aplēsts pēc Rīgas galvenā architekta pārvaldes celtniecības inspekcijas uzskaites datiem.

<sup>2</sup> Pēc 1956. g. tipu dzīvojamo ēku atklātā konkursa noteikumiem maksimāla 1 m<sup>2</sup> Fdz izmaksa — tūkstoš rubļi.

<sup>3</sup> Ukrainas PSR Komunalās higiēnas institūta pētījumi.

<sup>4</sup> LPSR Statistikas pārvaldes uzskaites grupas.

<sup>5</sup> Aplēsts pēc LPSR Statistikas pārvaldes «Pilsētu dzīvojamā fonda un komunalās saimniecības uzskaites pasēs» datiem.

<sup>6</sup> Skat. nodaļu «Dzīvokļi».

celtniecībā dominē 2-stāvu vien-, retāk divsekciju ēkas, kas celtas pēc tipu projektiem. Minēto ēku izvēli varēja pamatot:

1) Ar esošo apbūvi un tās labierīcības līmeni.

2) Ar nepieciešamo dzīvokļa tipu, jo minētās grupas ēkās ietilpst galvenokārt nelielas platības 2 istabu dzīvokļi. Bez tam 2 stāvu frontalās 3 sekciju tipu ēkas apskatāmajā periodā netiek izstrādātas.

Salīdzinot ēku ekonomiskos rādītājus atkarībā no sekciju skaita, redzam, ka labākie ir daudzsekciju ēkām. Tā Jaunciemā realizētām 301. serijas viensekciju ēkām vid. 1 m<sup>2</sup> Fdz izmaksa 1,4 tūkst. rubļi,<sup>1</sup> bet ar tādu pašu labierīcību līmeni 2-sekciju ēkām vidēji 1,3 tūkst. rubļi.<sup>2</sup> Rīgas Dīzeļrūpnīcas strādnieku ciematā viensekciju ēku 1 m<sup>2</sup> Fdz izmaksa vidēji 1,12 tūkst. rubļi,<sup>3</sup> divsekciju ēkām 0,83 tūkst. rubļi.<sup>4</sup> Minēto uzrāda arī koeficienta  $K_2 = \frac{V}{Fdz}$  vērtība. Tā minētai viensekciju ēkai  $K_2 = 7,87$ , divsekciju  $K_2 = 7,53$ . Pēc techn. zin. kand. L. Gelberga pētījumiem četru sekciju ēkai 1 m<sup>3</sup> izmaksa ir par 2,5—3% zemāka kā divsekciju ēkai. Pie tam arī kurināmā izdevumi četru sekciju ēkai ir par 10—11% mazāki.<sup>5</sup>

Minētais norāda, ka sekciju skaitu tipu ēkām turpmāk ir nepieciešams palielināt, (ja to atļauj apbūve un apvidus reljefs).

Stūra ēkas visumā mazāk realizētas. Ekonomisko rādītāju pētījumi norāda, ka stūra sekcijas dzīvojamās platības 1 m<sup>2</sup> izmaksa ir par 5,5—6% lielāka nekā parastām rindu sekcijām. Arī konstruktīvo tipa izmēru skaits tām ir par 30% lielāks.<sup>6</sup>

Kā raksturīgs piemērs minams Rīgas Dīzeļrūpnīcas strādnieku ciematu apbūve, kur stūra ēkai 1 m<sup>2</sup> Fdz izmaksa vidēji tūkst. rubļi, bet divsekcijas rindu ēkai vidēji 0,83 tūkst. rubļi.<sup>7</sup>

Positīva puse LPSR realizētajām tipu ēkām arī tā, ka tajās lielāko tiesu visus stāvus aizņem dzīvojamās telpas. Tikai triju seriņu trīsstāvu ēkās pirmajos stāvos iekārtotas veikalu telpas.<sup>8</sup> Šo ēku izmaksa līdz ar to krasi pieaug.

<sup>1</sup> Piecu 301—1 tipu ēku izmaksa Jaunciemā.

<sup>2</sup> Piecu 301—2 tipu ēku izmaksa Jaunciemā, Lašu un Meldru ielā (Vecmīlgrāvis).

<sup>3</sup> Četru 225—109 tipu ēku izmaksa.

<sup>4</sup> Piecu 225—110 tipu ēku izmaksa.

<sup>5</sup> Л. Гельберг «Технико-экономическая характеристика проектных решений домов с малометражными квартирами» Архитектура СССР № 5 1956 г.

<sup>6</sup> А. Зальцман и Н. Наумова «Об угловых секциях жилых домов» «Архитектура СССР» № 5 1956 г.

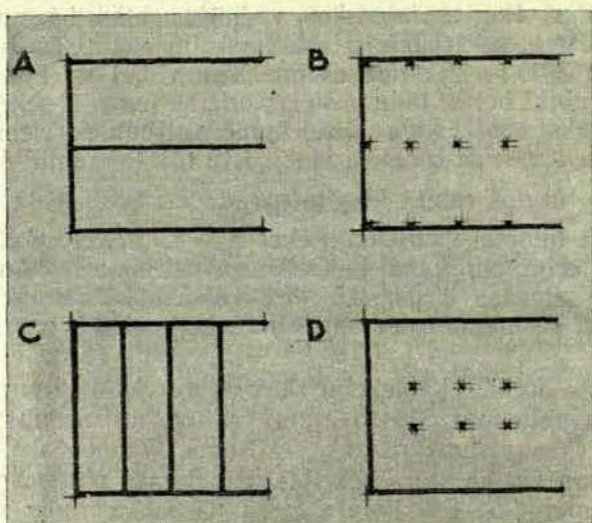
<sup>7</sup> 225—127 tipu ēka.

<sup>8</sup> 201., 204. un 286. serija.

## Konstruktīvā schema.

Realizētās tipu dzīvojamās ēkas satur visas trīs iespējamās konstruktīvās shēmas.<sup>1</sup>

- a) ar vidējo nesošo garensienu vai stabu rindu (divlaidu);
- b) ar divām vidējām nesošām garen sienām vai divām stabu rindām (trislaidu);
- c) ar nesošām šķērssienām vai šķērsstabu rindu (skat. 2. att.).



2. attēls. Konstruktīvās shēmas.

Pie tam raksturīgas ir ķieģeļu sienas un koka pārsegumi. Rīgā realizētajās ēkās pēdējos gados pārsegumi tiek veidoti jau no saliekamām dz-betona plātnēm. Šāds visu triju konstruktīvo shēmu izplatījums atrodas pretrunā ar konstrukciju unifikācijas prasībām.

Pēc PSRS Celtniecības un Arhitektūras akadēmijā izstrādātajām aplēsēm un 1955. gada PSRS vadošo projektēšanas un pētniecības institutu komisijas atzinumiem — racionalākā ir divlaidu shēma.

Salīdzinot ar pārējām konstruktīvām shēmām tai raksturīgas sekojošas īpašības:

- 1) Samērā mazs nepieciešamo materiālu daudzums.
- 2) Neliels tipa izmēru skaits,

<sup>1</sup> А. Шеренцис «Унификация конструктивных схем жилых и общественных зданий массового строительства» — классификация конструктивных схем — М-а 1956 г.

- 3) Mazākais montažas vienību daudzums,
- 4) Lielākais konstrukciju materiālu variantu skaits,
- 5) Tai atbilst labākās plānojuma īpašības.

Šī shēma ir ņemta par pamatu unificētām sekcijām, pēc kurām projektētas tipu ēkas. Konstruktīvā shēma ar vidējo nesošo kapitālsienu ir izplatītākā arī republikas, pirms Lielā Tēvijas kara celtajās dzīvojamās ēkās, jo atbilst vietējiem grunts apstākļiem,<sup>1</sup> kā arī izveidojušamies dzīvokļu tipam. Starp LPSR realizētajām tipu ēkām tā bija sastopama tikai republikā izstrādātajās 301. un 286. un Vissavienības 201. serijās. Izplatītākās div- un trīsstāvu tipu ēkas konstruētas pēc nesošo šķērssienu shēmas. Pie tam četru seriju ēkas veidotas ar nesošiem iekšējiem stabiem.<sup>2</sup> Tajās sakarā ar mazajiem laidiem tika racionāli izmantoti pārseguma materiāli. Tomēr šādām ēkām ar nesošām šķērssienu ir lielāks sienu kopgarums, līdz ar to izmaksa tām ir lielāka.

### Dzīvokļi.

Dzīvokļi nav vērtējami, vadoties tikai no abstraktas dzīvojamās kopplatības vai arī tikai no istabu skaita, to sakarības un labierīcību līmeņa. Ņemams vērā ir celtniecības ekonomijas un iedzīvotāju prasības. Spriežot par dzīvokļu lietderību jāvadās ne tikai no tālākas nākotnes iespējām, bet gan jāņem vērā arī pašreizējās un tuvākās nākotnes iespējas.

Apskatāmā periodā, balstoties uz dzīvokļu ekspluatācijas pārbaudi un Statistikas pārvaldes datiem, republikā ir konstatējami divi apdzīvošanas veidi:

- a) atsevišķu dzīvokļu,<sup>3</sup>
- b) atsevišķu istabu apdzīvošana ar vairākām mājturībām vienā dzīvoklī.

Dzīvokļu sanitārā norma ir deviņi m<sup>2</sup> dzīvojamās platības uz vienu iedzīvotāju.<sup>4</sup> «Tās uzdevums ir vienmērīgi sadalīt dzīvojamo platību, kā arī labāk apmierināt iedzīvotāju prasības pēc dzīvokļiem».<sup>5</sup> Pie tam pēc sanitārās dzīvokļu normas aplēstas dzīvojamās platības pārpalikums, kas ietilpst kopējā vai neizolētā (caurstaigājamā) istabā, tiek atstāts viena izīrētāja rīcībā. Ja pārpalikums ietilpst atsevišķā izolētā istabā, tad tas tiek nodots citam lietotājam. No šejienes izriet, ka vien- un divistabu dzīvokļi

<sup>1</sup> Ceļot lentveidu pamatus.

<sup>2</sup> 206., 208., 211. un 221. serija.

<sup>3</sup> Pēc šī veida Rīgā 1950. g. dzīvoja 67,5% (aplēsts pēc LPSR Statistikas pārvaldes datiem).

<sup>4</sup> Rīgas pilsētā 1956. g. vidēji uz vienu iedzīvotāju 7,5 m<sup>2</sup> dzīvojamās platības. Republikā — 7,2 m<sup>2</sup> (LPSR Statistikas pārvaldes dati).

<sup>5</sup> М. И. Бару «Жилищные права граждан в СССР» М-а, 1956 г.

ar caurstaigājamu istabu ir apdzīvojami tikai pēc atsevišķu dzīvokļu apdzīvošanas principa. Lieli, pēc normām vienai ģimenei neatbilstoši dzīvokļi ar izolētām istabām tiks apdzīvoti visumā pēc atsevišķu istabu apdzīvošanas principa ar vairākām mājturībām vienā dzīvoklī.

Ņemams vērā arī optimalais iedzīvotāju skaits dzīvoklī. Lai sagādātu izolētas guļamtelpas iespēju, kas ir viena no nepieciešamām minimalām dzīvokļu prasībām,

vienistabu dzīvoklim atbilstu 2 iedzīvotāji  
divistabu dzīvoklim atbilstu 3 iedzīvotāji  
trīsstabu dzīvoklim atbilstu 4/5 iedzīvotāji.

Sakarā ar atsevišķu istabu apdzīvošanas pagaidu iespēju būtu jāievēro iedzīvotāju maksimums uz vienu dzīvojamo telpu (divi iedzīvotāji uz 1 istabu).<sup>1</sup> Pēc izdarīto aptauju materiāliem jāuzsver divas iedzīvotāju prasības<sup>2</sup>:

1) iegūt vairākas dzīvojamās telpas, kaut arī uz nepalielinātas dzīvojamās kopplatības,

2) iegūt pēc iespējas ātrāk atsevišķu dzīvokli.<sup>3</sup>

Balstoties uz šiem priekšnoteikumiem, var tikt novērtēti tipu dzīvojamo ēku dzīvokļi. To uzskatāmi rāda trešais attēls.

Grafiski uzrādīta raksturīgāko LPSR realizēto tipa ēku un sekciju dzīvokļu dzīvojamā platība, tās atbilstība republikas dzīvokļu sanitarai normai un optimalam iedzīvotāju skaitam.

Vienistabu dzīvokļi apskatāmajā periodā ir reti sastopami, jo uzskata, ka mazu dzīvokļu dzīvojamās platības 1 m<sup>2</sup> izmaksa ir augsta. Pašreiz izstrādātajos projektos tā tiek pazemināta, samazinot priekštelpās ietilpstošo palīgplatību, telpu augstumus un pielietojot jaunās, ekonomiskās sanitartechniskās iekārtas. Realizētajos tipu projektos vieništabu dzīvokļi sastopami tikai 301. sērijas viensekcijas ēkā un 201. sērijā 1,5 istabu dzīvokļa veidā.

Visizplatītākais ir divistabu dzīvoklis. Tas ieņem dominējošo vietu jaunceltajās ēkās jau no trīsdesmito gadu celtniecības perioda.

Tipu ēku divistabu dzīvokļu kvadratura visumā atbilst trīs līdz četrus iedzīvotāju normatīvai platībai (3. att.). Šos dzīvokļus var sadalīt trīs kategorijās:

a) dzīvokļi ar mazu dzīvojamo platību<sup>4</sup>,

<sup>1</sup> «Pārpildīts dzīvoklis skaitās, ja uz 1 istabu vairāk nekā 2 personas». Dr. E. Bulmerinks «Rīgas pils. dzīvokļu apstākļi pēc 1930. g. 11. II skaitīšanas», R-a 1931. g.

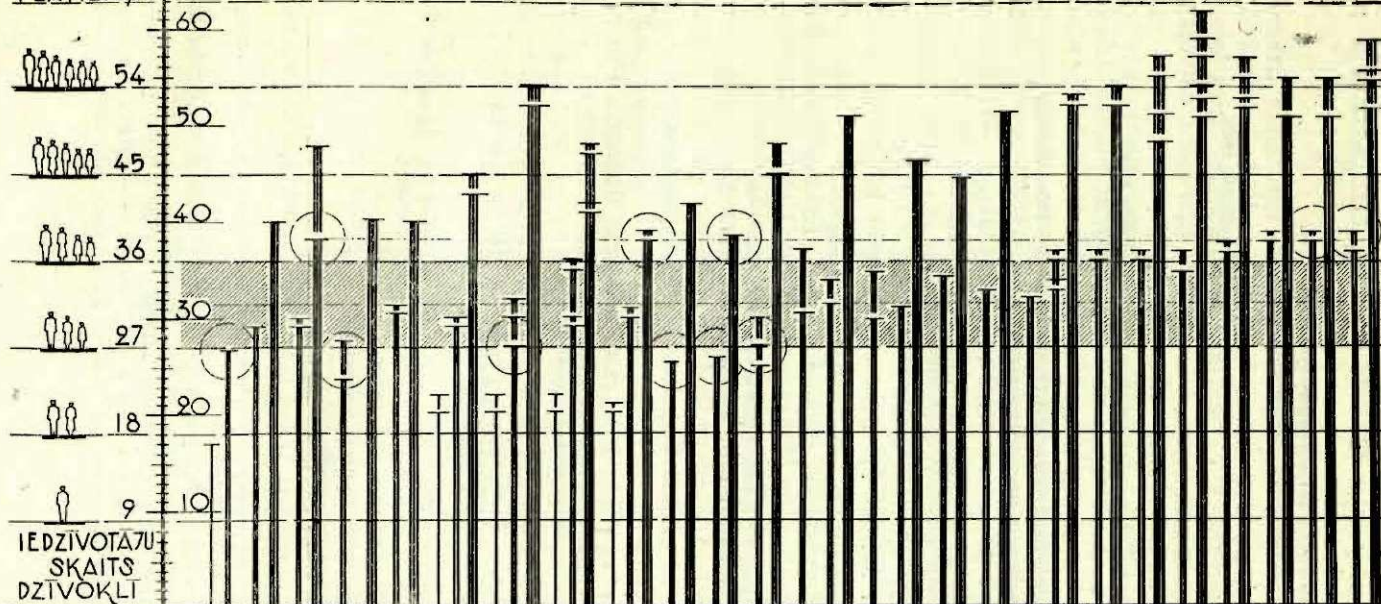
<sup>2</sup> 1956. g. vasarā autors izdarīja jauncelto dzīvojamo ēku ekspluatācijas pārbaudi un iedzīvotāju aptauju Rīgā un republikaniskās pakļautības pilsētās (Liepājā, Daugavpilī, Jelgavā, Ventspilī, Rēzeknē).

<sup>3</sup> Pārējās iedzīvotāju prasības attiecināmas uz dzīvokļu plānojuma strukturu un labierīcību iekārtojumu.

<sup>4</sup> 301., 201., 208., 122. un 211. sērijas frontālās vien- un divsekciju ēkas.

NORMATĪVA  
DZĪVOJAMĀ  
PLATĪBA /M<sup>2</sup>

DZĪVOKĻU  
DZĪVOJAMĀ PLATĪBA F<sub>DZ</sub> /M<sup>2</sup>



ĒKAS SĒRĪTA N <sup>o</sup>	301			BOLDERAŽA			201			208	122	211	286			KG-81	PSR	UNIF.	7	206	204			225		
I	2-2	2-3	2-3	2-2	2-3	2-3	1 1/2	2-4	2-3	3-3	2-3	2-3	2-2	2-3	3-3	2-3	2-3	2-3	2-2	2-3	2-3	3-3	3-3	3-3	2-3	3-3
II		2-3	2-3		2-3	2-3	1 1/2	1 1/2	1 1/2	2-2		2-3		2-3	2-3							3-3	3-3	3-4		3-3
III			2-3		2-3		2-3	2-3						2-3	2-3								2-3	2-3		
STĀVU SKAITS	*			2	*			3			2			3	2	3	2-5	2			*	3	2			

— 1-ST. DZĪVOKĻI    — 2-ST. DZĪVOKĻI    — 3-ST. DZĪVOKĻI    — 4-ST. DZĪVOKĻI    \* — STŪRA ĒKAS

3. attēls. LPSR realizēto tipu ēku dzīvokļu dzīvojamās platības atbilstība dzīvokļu sanitarai normai.

b) pārejas kategorijas dzīvokļi ar dzīvojamās platības pārpalikumu,<sup>1</sup>

c) dzīvokļi ar lielu dzīvojamo platību<sup>2</sup>.

Pēdējās kategorijas dzīvokļi neatbilst ne republikas dzīvokļu sanitarai normai, ne optimalam iedzīvotāju skaitam vienā dzīvoklī. Tajos skaidri izteikta atsevišķu istabu apdzīvošanas iespēja ar vairākām mājturībām vienā dzīvoklī. Pie tam vienā dzīvojamā telpā sasniegts apdzīvošanas blīvuma maksimums (proti — 2 iedzīvotāji uz 1 telpu).<sup>3</sup> Līdzīgās kategorijās sadalās arī trīsistabu dzīvokļi. Tomēr starp tiem lielo dzīvojamo platību dzīvokļi izdalās krasāki. Ja divām pirmajām grupām šie dzīvokļi atbilst visumā 4—5 iedzīvotājiem, tad lielo dzīvojamo platību dzīvokļi atbilst 6 iedzīvotājiem ar lielu dzīvojamās platības pārpalikumu. Tie tuvojas jau 7 personu normatīvai kvadraturai. Visumā trīsistabu dzīvokļiem ir mazāka atbilstība normai un optimalam iedzīvotāju skaitam nekā divistabu dzīvokļiem. Telpu augstumi mazu platību dzīvokļu tipu ēkām 2,8 m, lielu 3,0 m.<sup>4</sup>

Uzskatāmam salīdzinājumam var noderēt kā PSRS un ārzemju dzīvokļu normatīvi, tā arī PSRS, ārzemju un Rīgas pilsētas dzīvokļu vidējie izmēri<sup>5</sup> (skat. 4. attēlu). Tieša atbilstība sanitarai dzīvokļu normai ir Maskavas Čeromušku eksperimentālās celtniecības dzīvokļiem. Tas norāda uz racionālu dzīvokļu platību. Līdzīga atbilstība ir arī tabulā uzrādītiem ārzemju normatīviem un vidējām dzīvojamām platībām.<sup>6</sup> Šie piemēri rāda, ka uz nepalielinātas, normām atbilstošas, dzīvojamās platības iespējams izkārtot lielāku istabu skaitu. Šādiem trīsistabu dzīvokļiem atbilst lielo dzīvokļu kategorijas tipu ēku divistabu dzīvokļi. Pie tam pēdējie iepriekšējos pat pārsniedz. Tabulā uzrādīti arī Rīgas pilsētas raksturīgo celtniecības periodu (1913. g., 1920.—40. g.) dzīvokļi. Tie visumā atbilst lielo un vidējo platību realizēto tipu projektu dzīvokļiem. Minētais norāda, ka Rīgas pilsētā ir pietiekams daudzums lielu platību dzīvokļu.<sup>7</sup>

<sup>1</sup> Iepriekšējo sēriju stūra, 228., 286. sērijas, KC-8-51, Igaunijas PSR (Dorprojekts) frontālo ēku un jauno unificēto sekciju dzīvokļi.

<sup>2</sup> 206., 225., 204. sērijas ēkas.

<sup>3</sup> Pēc LPSR Statistikas pārvaldes datiem republikā 1950. g. vidēji uz 1 dzīvojamo telpu 1,8 iedzīvotājs, Rīgā — 1,77.

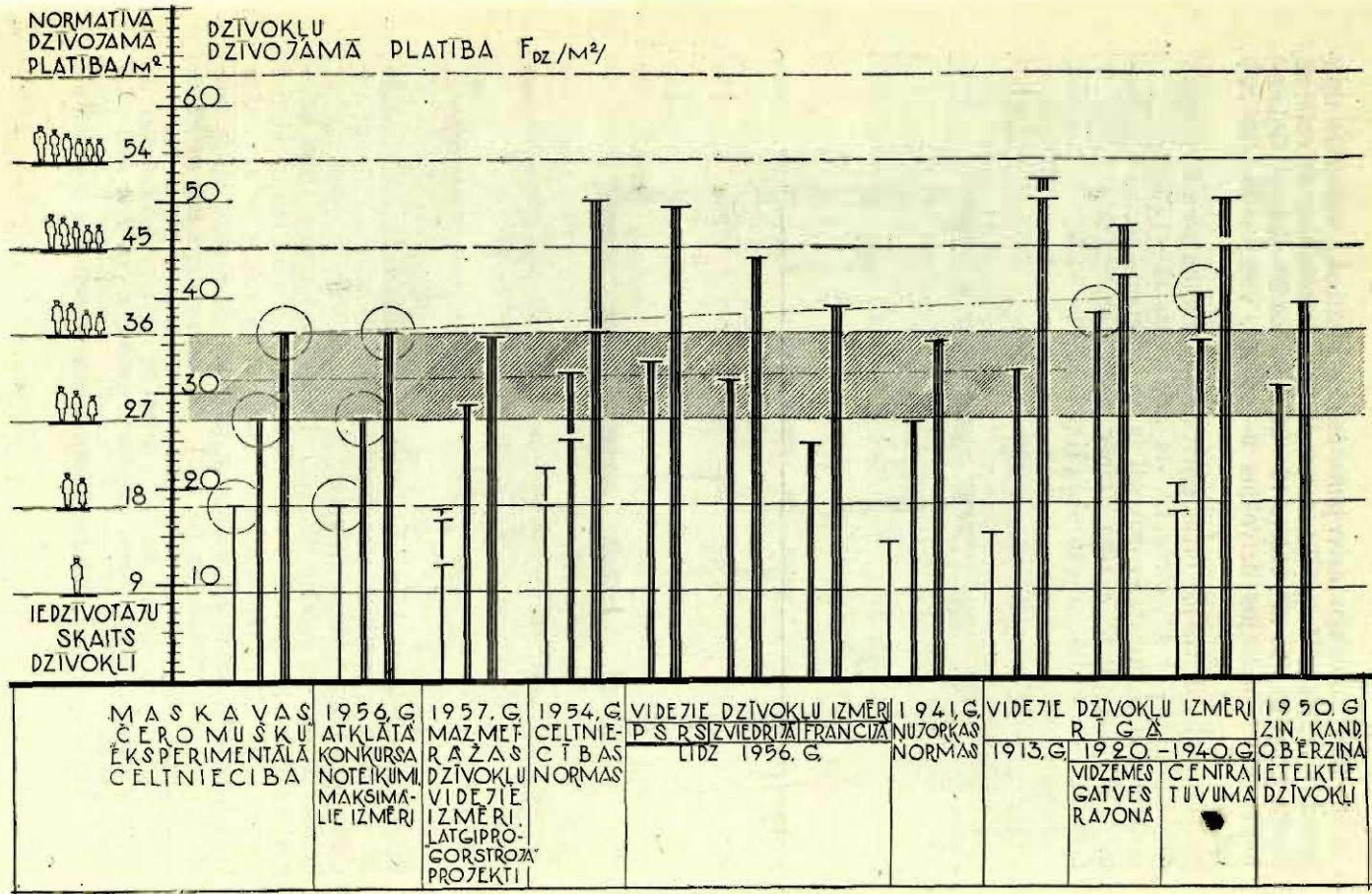
<sup>4</sup> Augstums — no grīdas līdz griestiem.

<sup>5</sup> Francijas un Zviedrijas vidējie dati pēc «Архитектура СССР» Nr. 5 1956 g.

<sup>6</sup> Ņujorkas pils. normatīvi pēc «Практика жилищного строительства за рубежом» № 4. Опыт строительства М-а 1956 г.

<sup>7</sup> Rīgas pilsētas vidējie dati pēc P. Bērkalna «Dzīvokļu būvniecība Rīgā 1913. g.», Latv. Universitātes Raksti, 1. sēj. Nr. 1—3.

P. Bērkalna «Rīgas pils. pēckara laikmeta (1920.—1940. g.) apbūves rajons pie Vidzemes gatves» R-a 1943. g., O. Bērziņa «3—5 stāvu ēku sekciju plānošana Latvijas PSR pilsētās». Latv. PSR Zin. Akadēmijas Vēstis Nr. 2/31/1950. g.

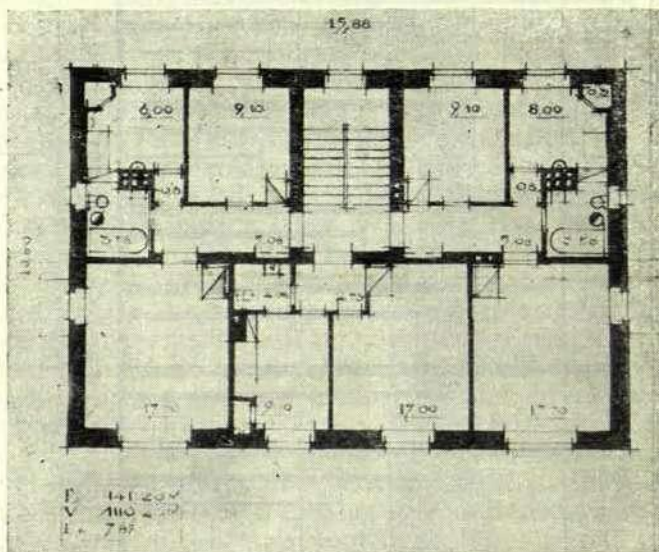


4. attēls. PSRS, Rīgas un ārzemju normatīvā un videjā dzīvokļu dzīvojamā platība.

Vērtējot atsevišķu dzīvojamo istabu platības, realizētie tipu projekti sadalās līdzīgi. Tā mazo platību dzīvokļiem, dzīvojamā istaba ir no 13—18 m<sup>2</sup>, vidējo 18—20 m<sup>2</sup>, lielo 20—23 m<sup>2</sup>. Guļamtelpas vidēji mazajos dzīvokļos 9—14 m<sup>2</sup>, vidējos 15—16 m<sup>2</sup>, lielajos 17—21 m<sup>2</sup>.

Trīsistabu dzīvokļos otras guļamtelpas platība pirmās grupas dzīvokļiem 9—11 m<sup>2</sup>, otrās 12—14 m<sup>2</sup>, trešās 14—17 m<sup>2</sup>.

Izplatītākie divistabu dzīvokļi ir ar izolētām, necaurstaigājām istabām (5., 6., 7. att.). Tomēr labāki ekonomiskie rādītāji ir divistabu dzīvoklim ar caurstaigājamo istabu, jo tajā ir mazāka



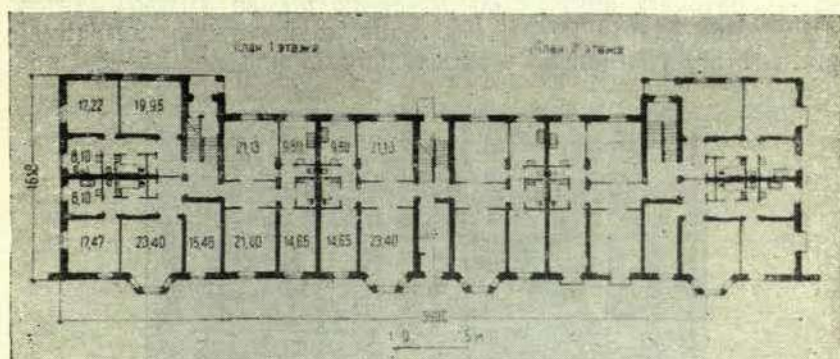
5. attēls. Tipu ēkas 301-1 plāns.

palīgplatība.<sup>1</sup> (skat. 15b; 17 b. att.). Šādi dzīvokļi ir izpelnījušies arī iedzīvotāju pozitīvu atsauksmi, jo atbilst nelielu ģimeņu sadzīves prasībām.<sup>2</sup> Mazo un vidējo platību dzīvokļi ir raksturīgi ar lielāku dzīvojamo istabu. (5. att.). Lielo dzīvojamo platību kategorijas divistabu dzīvokļos atsevišķu telpu starpība jau ir relatīvi mazāka (6. att.). Izplatītākais trīsistabu dzīvoklis ir ar visām trim izolētām, necaurstaigājām istabām. Šādi dzīvokļi ir raksturīgi ar lielu priekštelpu (6. att.). Pie kam pēdējā tiek nelietde-

<sup>1</sup> Pēc šī veida risināti 208-1, 211-5, 221-25, KC-8-51 (viensekciju) un 301-2 (divsekciju), 301-3 (stūra) projektu divistabu, kā arī 201. serijas 1,5 istabu dzīvokļi.

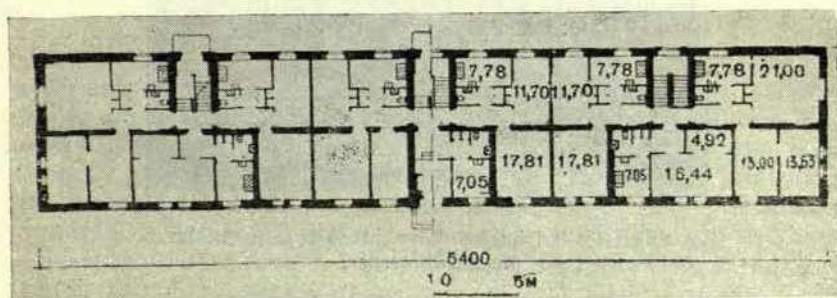
<sup>2</sup> Iedzīvotāju aptauja Daugavpilī, Raiņa ielā KC-8-51 tipa ēkā.

rīgi izmantota. Tajās tiek izvietotas nevajadzīgas istabu lietas, jo atsevišķas telpas vai skapji nav paredzēti. Sevišķi tas raksturīgs, apdzīvojot atsevišķas istabas ar vairākām mājturībām vienā dzīvoklī.<sup>1</sup> Tikai piecu seriņu tipu ēkās<sup>2</sup> trīsistabu dzīvokļi ir ar



6. attēls. Tipu ēkas 204-5 plāns.

vienu caurstaigājamu istabu. Šajos dzīvokļos priekštelpu platība ir mazāka kā iepriekšējiem. Parasti divas pirmās istabas ir lielākas, bet trešā mazāka. Republikā izstrādātas 301. serijas un Vissavienības 201 serijas dzīvokļos pirmā dzīvojamā istaba ir ievērojami lielāka, bet pārējas divas guļamtelpas mazākas (7. att.). Šāda telpu diferenciācija atbilst ģimeņu atsevišķu dzīvokļu apdzīvošanas prasībām.<sup>3</sup>



7. attēls. Tipu ēkas 201-6 plāns.

<sup>1</sup> Dzīvokļu ekspluatācijas pārbaude un iedzīvotāju aptauja Rīgā, Saldus ielā Nr. 18 (204-5 tipu ēka).

<sup>2</sup> 221. serijas (viensekciju) 301., 228. serijas divsekciju un stūra ēkās, kā arī daļā no 286. un 210. seriņu ēkām.

<sup>3</sup> 1956. g. CIAM X (Dubrovnikos) tēzu priekšlikumos tiek uzsvērtā telpu diferenciācijas nepieciešamība (Bauen+Wohnen Nr. 1, 1957). Šāda telpu plātību diference saskatāma ārzemju piemērā (att. 8).

Vērtējot dzīvojamās telpas pēc atsevišķu istabu apdzīvošanas iespējas ar vairākām mājturībām vienā dzīvoklī jāņem vērā: a) telpu izolējums, b) platību atbilstība sanitarai normai, c) pieļaujamais iedzīvotāju skaits uz 1 telpu. Šādai apdzīvošanas iespējai, pirmkārt, atbilst lielo dzīvojamo platību dzīvokļi.<sup>1</sup> Tajos dzīvojamās istabas kvadratura atbilst divu personu normatīvai platībai ar dzīvojamās platības pārpalikumu no 1,5—3,0 m<sup>2</sup>.

	DZĪV.	STAR. PLŪB.	GULĀMTELPAS		
	ISTABA M <sup>2</sup>		M <sup>2</sup>	STAR. PLŪB.	M <sup>2</sup>
201	20	8	12	8 0	12
301	18	4,5	13,5	9 4,5	9
208	18,5	5	13,5	8,5 3,5	10
NUZŪRKĀN PIĻI NORMA	16,5	5,5	11	9 3,5	7,5
KC-8-51	19	3,5	15,5	7 3,5	12
204	22	2,5	19,5	5 2,5	17
122	13,5	0,5	13	1,5 1	12
211	17,5	1	16,5	6,5 5,5	11
225	21,5	0,5	21	7,5 7	14
204	21	0	21	7 7	14
UNIFIK. SEKCIJA	19	0	19	5 5	14
RĪGA 1920-40	17,5	2	19,5	5 1	14,5

8. attēls. Trīsistabu dzīvokļu dzīvojamo istabu platību diference.

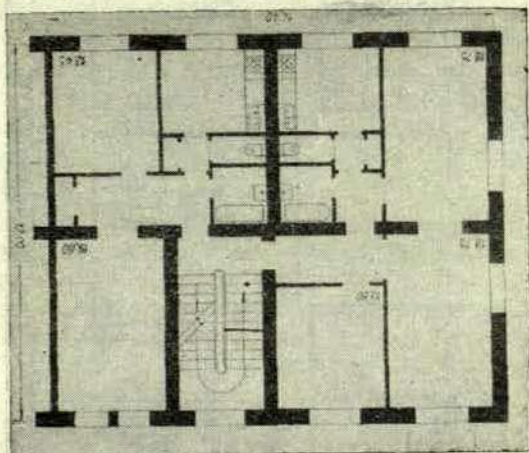
Tieša atbilstība ir jauno unificēto sekciju (2—3) trīsistabu dzīvokļa divām dzīvojamām istabām (9. att.). Pārējās mazākās istabas noderīgas t. s. vieninieku izvietojšanai. Kaut gan minēto tipu ēku projektētāji ir paredzējuši atsevišķu istabu apdzīvošanas iespēju, tomēr daudz kas šeit nav pārdomāts. Tā atsevišķu istabu ieejas durvis ir stiklotas. Vēlāk, lai izolētu savu istabu, tās īrnie-

<sup>1</sup> 204., 206., 225. seriju tipu ēkas.

kiem ir jāaizklāj. Nav paredzēti arī produktu un istabu lietu skapji. Tāpēc šim nolūkam tiek izmantotas logu palodzes, balkoni un lielā dzīvokļa priekšistaba.

Atsevišķu istabu apdzīvošanas iespēja ir izslēgta 1, 1,5 un 2 istabu dzīvokļos ar caurstaigājamām istabām.<sup>1</sup>

Raksturīgākais virtuves un sanitari-techniskā mezgla izvietojums ir dzīvokļa dziļumā pie malējās sekcijas sienas (skat. 10. A, B, C att.). Šāda veida dzīvokļiem ir raksturīgas izolētas dzīvojamās telpas (A, B). Kā attaisnojums šādam virtuves, sanitari-techniskā mezgla izvietojumam ir tas, ka divu blakus esošu sek-



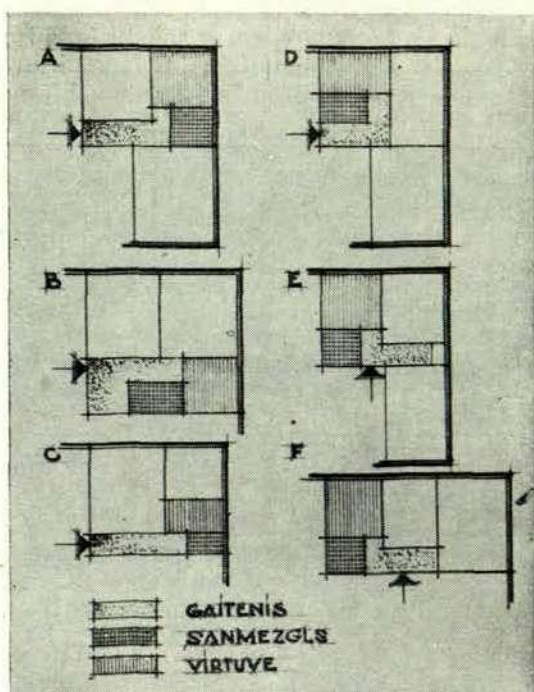
9. attēls. Unificētā sekcija 2-3 (1955. g.).

ciju dzīvokļiem kopējs sanitari-techniskā mezgla bloks (kopējs ūdens un kanalizācijas stāvvads). Bez tam šādā risinājumā dzīvokļa priekšplānā izvietojas dzīvojamās telpas.<sup>2</sup> Kaut gan jāievēro šīs priekšrocības, tomēr trūkums, ka virtuve pārāk attālināta no dzīvokļa ieejas. Bez tam šiem dzīvokļiem ir liela priekštelpu kvadratura. Izvietojot virtuves sanitari-technisko mezglu dzīvokļa priekšplānā, (pie kāpņu telpas) līdz ar palīgplatības samazinājumu, dzīvokļa izmaksa ir zemāka. (10 D att.). Bez tam šādā risinājumā dūm- un vēdināšanas vadi izveidojami kāpņu telpu sienās. Dzīvokļa t. s. klusā zona tiek atdalīta no t. s. trokšņu zonas. Pēc zin. kand. Skorova datiem šādiem dzīvokļiem dzīvojamās platības 1 m<sup>2</sup> izmaksa ir par 4,6—9% lētāka nekā iepriek-

<sup>1</sup> 301., 201., 208., 211. seriju un KC-8-51 projekta dzīvokli.

<sup>2</sup> Šādā risinājumā viensekciju ēkās (bez kanalizācijas) atēja izvietojas pie izsmeļamās bedres.

šējiem.<sup>1</sup> Pēc šī veida ir projektēti visi 201. serijas dzīvokļi. Šāds virtuves, sanitar-techniskā mezgla izvietojums bija raksturīgs arī republikas starpkaru perioda dzīvokļiem. Tipu projektu divu un trīsdzīvokļu sekciju dzīvokļiem, kas izvietoti kāpņu telpai pretējā traktā, atbilst E un F schema (10. att.).



10. attēls. Virtuves un sanitar-techniskā mezgla izvietojums.

Virtuvju platība republikā izstrādātajos tipu projektos vidēji ir no 7 līdz 8 m<sup>2</sup>. Vissavienības mazu platību dzīvokļos — 6,5 m<sup>2</sup>, vidēja un lielu platību dzīvokļos — 8,5—9,5 m<sup>2</sup>. Pēc pēdējo gadu starptautiskiem pētījumiem 14 Eiropas valstīs nāktis pie slēdziena, ka optimāla virtuves platība ir 8 m<sup>2</sup>.<sup>2</sup> Tomēr galvenokārt vērtējot virtuves platību, ir jāvadās no tā, kur tiks izvietota ēdamtelpa — vai virtuvē, vai kopējā dzīvojamā istabā, vai arī atsevišķā starp-

<sup>1</sup> Б. Скоров «Об экономике проекта жилого дома» Архитектура СССР 1956 г. № 2.

<sup>2</sup> «Küchenplanung» Baumeister Nr. 1, 1956. g.

telpā. Lielo platību dzīvokļos ir nepieciešama samērā liela virtuve tāpēc, ka tajās ir paredzēta arī atsevišķu istabu apdzīvošanas iespēja (vairākas mājturības).

Republikā izstrādātajos tipu projektos visās virtuvēs ir paredzēti raksturīgie vēdināmi pieliekamie skapji. To trūkumu asi izjūt iedzīvotāji pārējās tipu ēkās.<sup>1</sup>

Pēc labierīcību veida un līmeņa realizēto tipu projektu dzīvokļus var iedalīt sekojošās grupās:

- 1) Dzīvokļi ar atsevišķu atēju un vannas istabu,<sup>2</sup>
- 2) Dzīvokļi ar kopēju atēju un vannas istabas telpu.<sup>3</sup>

Šāds iekārtojums ir lētāks nekā iepriekšējais, bet tas atbilst prasībām tikai tad, ja viena ģimene apdzīvo dzīvokli.

3) Dzīvokļi ar kopēju vai atsevišķu atejas un mazgājamā galda telpu.<sup>4</sup> Tomēr šai tipā būtu lietderīgāk atsevišķas mazgājamā galda telpas vietā izveidot dušas telpu.

Jāatzīmē, ka jaunceltajās ēkās iedzīvotāji bieži sūdzas par santehnisko iekārtu zemo kvalitāti.

4) Dzīvokļi ar atsevišķu atēju. Šai grupā ierindojas galvenokārt provincei domātie tipu projekti, ar krāsns apkuri un izsmeļamo atejas bedri.<sup>5</sup> Šo dzīvokļu sanitar-techniskā mezgla izvietojumu skat. (10C att.). Krāsns apkures variants ir arī iepriekšējo sēriju 2-stāvu tipu ēkās (204, 225). Pilsētās realizētos tipu projektos lielāko tiesu paredzēta centralā apkure. Tomēr republikā dominējošo vietu vēl joprojām ieņem krāsns apkure. Tā republikas valsts piederošā dzīvojamā fondā ar centralapkuri apgādātā dzīvojamā platība sastādīja 1950. g. — 16,6%, Rīgas pilsētā — 21,4%, republikaniskās pakļautības pilsētās — 4,1%, pārējās pilsētās — 0,8%, strādnieku ciematos — 6,3%. 1956. g. Rīgas pilsētā — 24,3%.<sup>6</sup> Krāsns apkure Baltijas republikās tiek pamatota ar mainīgo apkures sezonās temperatūru.<sup>7</sup> Tomēr tā atbilst tikai atsevišķām divstāvu ēkām nelielās pilsētās. Daudzstāvu ēkām ir nepieciešamas apkures ierīces atbilstošas industrialai celtniecībai.

Jāatzīmē, ka tipu projekti galvenokārt realizēti lielo republikas pilsētu nomalēs bijušos t. s. strādnieku rajonos un republikas provinces pilsētās. Šeit minētās ēkas paaugstināja šo rajonu un

1 Iedzīvotāju aptauja Rīgā, Saldus ielā Nr. 18 (204-5 tipu ēkā.)

2 204., 211., 225., 301. sēriju dzīvokļi.

3 211., 286., 301. sēriju visi 1— un 2 istabu dzīvokļi.

4 122. un 221. sērijas visi, 301. sērijas vienistabu, 201. sērijas div- un trīsistabu dzīvokļi.

5 206., 208. sēriju un KC-8-51 ēkas.

6 LPSR Statistikas pārvaldes dati.

7 В. Е. Кореньков «Типизация жилища и природно-климатического условия» М-а 1956 г.

pilsētu labierīcību līmeni. Uzskatāmi to demonstrē agrāk atpali-  
kušais Daugavpils un Rēzeknes pilsētu labierīcību līmenis un tā  
kāpums apskatāmajā periodā.<sup>1</sup>

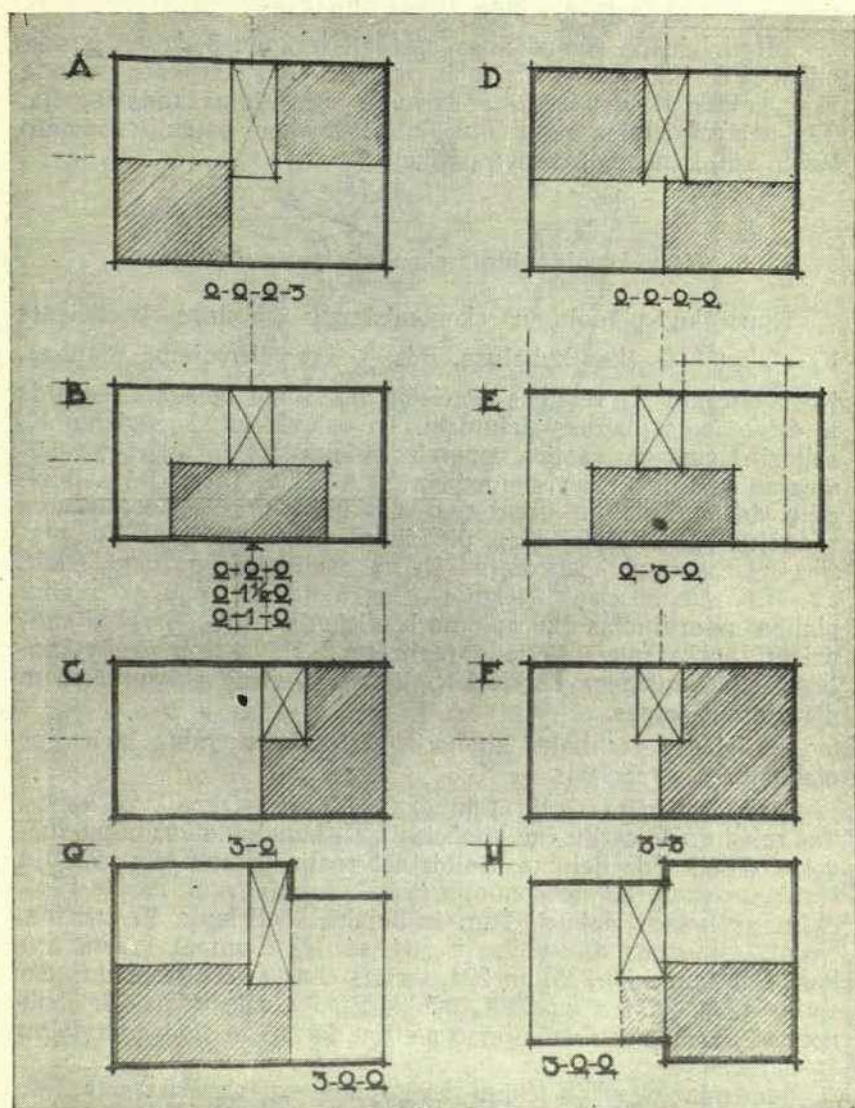
### Sekcijas.

Izplatītākā viensekcijas tipa dzīvojamā ēka ietver 4 dzīvokļus. Skaidrā konstruktīvā un tai atbilstošā plānojuma schemā ietilpst trīs 2-istabu un viens 3-istabu dzīvoklis (2-2-2-3) (11.A att.). Tikai republikas 286. serijas ēkas sekcijā ietilpst četri divistabu dzīvokļi (11.D att.). Otrs raksturīgs sekcijas veids ir ar triju dzīvokļu pieslēgumu pie viena kāpņu telpas posmeņa (11.B att.). Šādas ir 301. serijas viensekciju ēkas ar 2-1-2 istabu dzīvokļiem (5. att.), kā arī 201. serijas ēku sekcijas ar 2<sup>1</sup>/<sub>2</sub>-2 un 2-2-3 istabu dzīvokļiem. Minētā schema ar trim divistābu (2-2-2) ir raksturīga arī republikas starpkaru perioda celtnēm. Divsekciju ēkām raksturīgas ir divu vai triju dzīvokļu sekcijas (11. C, F, G, H att.). Pirmajā variantā tās satur div- un trīsistabu dzīvokļus (11. C att.). Šādas ir 301. serijas divsekciju ēkas, kā arī projektēto unificēto tipu projektu ēku sekcijas. 201. serijas ēkas satur divus 3 istabu dzīvokļus (11.F att.). Izplatītākais divsekciju ēku tips ir ar triju dzīvokļu pieslēgumu pie viena kāpņu telpas posmeņa, kas sastāv no 2-2-3 vai 2-3-3 istabu dzīvokļiem (11. G, H att.). Šādā risinājumā sekciju gali tiek paplašināti. Līdzīgas ir vienkārša apveida trīssekciju ēkas 201. un 204. serija ar paplašinātiem malējo sekciju galiem (7., 6. att.). Mazāk izplatītas stūra ēkas satur divas (201. serija) vai arī trīs sekcijas (301., 204., 225. serija). Pie tam sekcijās ietilpst divi 2- un 3 (301. serija), jeb 3-2-3 malējās un 3-3-3-istabu dzīvokļi stūra sekcijās (204. un 225. serija). Minētām stūra sekcijām, kā arī sekcijām ar paplašinātiem galiem ir zemāki ekonomiskie rādītāji salīdzinot ar vienkāršas konfigurācijas rindu un galu sekcijām.<sup>2</sup>

Labākie dzīvokļu vēdināšanas apstākļi ir divu dzīvokļu sekcijām ar iespējamu abu dzīvokļu tiešu šķērsvēdināšanu. Pēc tām seko trīsdzīvokļu rindas sekcijas ar divu malējo dzīvokļu tiešu un vidējā dzīvokļa netiešu (caur kāpņu telpu) šķērsvēdināšanu. Sekcijās ar paplašinātiem galiem (11. G un H att.) tiešā vēdināšana iespējama tikai vienam dzīvoklim, pārējiem diviem netieša un diagonāla. Pie tam pēdējais šķērsvēdināšanas veids iespējams tad, ja tam atbilst telpu un logu sakarība; ja pie perpendikulārām sienām izvietojas dzīvojamās un virtuves telpas.

<sup>1</sup> LPSR Statistikas pārvaldes dati.

<sup>2</sup> А. Зальцман и Н. Наумова «Об угловых секциях в типовых сериях жилых домов». Архитектура СССР № 5 1956 г.



11. attēls. Sekciju schemas.

Šāda iespēja ir izslēgta 208. serijas un КС-8-51 viensekciju ēkām, kur perpendikularā sienas daļā izvietotas atejas ar izsmelamo bedri. Izplatītajām četru dzīvokļu sekciju ēkām ir iespējama ne- tieša vai diagonālā dzīvokļu šķērsvēdināšana.

Tātad labākie vēdināšanas apstākļi ir 2 un 3 dzīvokļu sek- cijām. Pēc tam seko 4 dzīvokļu sekcijas. Arī starpkaru perioda ēkās lielāko tiesu paredzēta dzīvokļu šķērsvēdināšanas iespēja. Tās nepieciešamība republikas klimatiskajos apstākļos pamato techn. zin. kand. Korenkova pētījumi.<sup>1</sup>

### Tipu ēku plānojuma ekonomiskuma rādītājs.

Tipu ēku plānojumu ekonomiskumu raksturo koeficients  $K_2 = \frac{V}{Fdz}$  ( $V$  — ēkas kubatura,  $Fdz$  — ēkas dzīvojamā platība). No koeficienta  $K_2$  vērtības noteicēja faktoriem lielākais iespaids ir dzīvojamās platības lielumam. To neievērojot, koeficientu  $K_2$  salīdzinājumā var rasties nepareizs priekšstats, jo palielinot dzī- vojamo platību ( $Fdz$ ) samazinās  $K_2$  vērtība. Tāpēc lai salīdzinā- nātu dažādu platību dzīvojamo ēku plānojuma ekonomiskuma rādītājus  $K_2$ , tie jāpielīdzina pie vienas vidējas dzīvokļa  $Fdz$  pla- tības. Uzskatāmi koeficientus  $K_2$  var salīdzināt grafiski (skat. att. 12). Uz abscisas uzrādīta ēku vidējā dzīvokļu dzīvojamā platība uz ordinatas ēku apjoma koeficients —  $K_2$ . Grafiski salī- dzināti apskatāmajā periodā realizēto 2 stāvu tipu ēku plāno- juma ekonomiskuma rādītāji. Šajās ēkās visus stāvus aizņem dzīvojamās telpas.

Atbilstošas vertikales un horizontales krustpunktā izvietojas pielīdzināmais rādītājs —  $K_2$ .

Starp attiecīgu seriju tipu ēku rādītājiem novilkta liknes. Tās raksturo šo seriju ēku koeficienta  $K_2$  izmaiņu atkarībā no dzī- vokļu vidējā  $Fdz$  lieluma. Salīdzinot realizēto tipu ēku rādītāju liknes, redzam, ka neekonomiskākais risinājums ir 225. serijas ēkām ar krāsns apkuri. Tām ir lielākā koeficienta  $K_2$  vērtība. Nedaudz mazāka  $K_2$  vērtība ir 204. serijas ēkām ar krāsns ap- kuri. Pēc tam seko 225. un 204. serijas ēkas ar centralapkuri. Šo seriju ēkas, kā jau iepriekš tika minēts, ir raksturīgas ar lielu normai neatbilstošu dzīvojamo platību, kā arī ar lielu palīgtelpu kvadraturu.

Par minēto seriju ēkām ievērojami ekonomiskākas ir 201. serijas ēkas ar normām atbilstošu dzīvojamo platību. Arī šīs

<sup>1</sup> В. Е. Кореньков «Типизация жилища и природно-климатические условия» М-а 1956 г.



serijas ēkas ar centralapkuri uzrāda labākus rādītājus  $K_2$ , kā krāsns apkures ēkās. Šīs serijas rādītāju samērā mazā vērtība ir sasniegta, samazinot stāvu augstumu (2,8 m) un palīgtelpu platību. Tomēr jāievēro, ka minētajā platībā, bez priekšistabas ietilpst arī tādas dzīvokļu labierīcības līmeni noteicošas telpas, kā virtuve, sālmezglis un iebūvēti skapji. Minētās serijas ēkās ne tikai racionāli samazināta priekšistelpu platība, bet arī vannas istabas aizstātas ar mazgājamā galda telpu.

Nedaudz labāki rādītāji ir republikas 301. serijas ēkām. Arī šajās ēkās stāvu augstums 2,8 m. Visos divstābu dzīvokļos atejas apvienotas ar vannas istabu vienā telpā.

Starp minētām 225., 204. un 201., 301. seriju ēkām ekonomiskuma ziņā atrodas republikas 286. serijas ēkas un Vissavienības 221-2 tipu ēkas.

Labākie rādītāji 221-25 un it sevišķi KC-8-51 tipu ēkām. Tajās ir samazināts stāvu augstums (2,8). Jāatzīmē ka šo ēku dzīvokļos nav vannas istabu.

Ievērojami lielāka koeficienta  $K_2$  vērtība ir 3 stāvu tipu ēkām ar veikaliem. Tā 1-286-9 tipu ēkai  $K_2=9,03$ . 204-5 tipu ēkai ieskaitot veikalu telpas  $K_2=10,52$  (neieskaitot — 7,82). Minēto raksturo dzīvojamās platības 1 m<sup>2</sup> izmaksa. Tā vidēji piecām 204-5 tipu ēkām<sup>1</sup> 1 m<sup>2</sup> Fdz izmaksa — 1,5 tūkstoš rubļi. Līdzīgai ēkai (204-6) ar veikaliem 1 m<sup>2</sup> Fdz izmaksa 1,7 tūkstoš rubļi.<sup>2</sup>

### Kvartalu un ciematu apbūve.

Kā lielākie tipu ēku apbūves kompleksi Rīgā un republikaniskās pakļautības pilsētās atzīmējami: Rīgas Dizelrūpnīcas (Viestura prospektā) (225. serija), Kuģu būves un remonta rūpnīcas (204. serija), Bolderajas silikatķieģeļu rūpnīcas un Ventspils zvejnieku arteļa «Sarkanā Bāka» strādnieku ciemati (225. un 204. serija). No tiem atzīmējams Dizelrūpnīcas ciemats<sup>3</sup> ar labu ēku orientējumu. Bez tam minētā apbūvē ir mēģināts iesaistīt blakus esošā meža apstādījumus.

Republikas 301. serijas tipu ēku ievērojamākie kompleksi realizēti Jaunciemā (Papīra rūpnīca) un Rēzeknē (Linu rūpnīca).

<sup>1</sup> Katrīnas dambī, Kalnciema, Daugavgrīvas un Saldus ielās realizētas ēkas. (Rīga.)

<sup>2</sup> Dizelrūpnīcas ciematā realizēta ēka (Rīga).

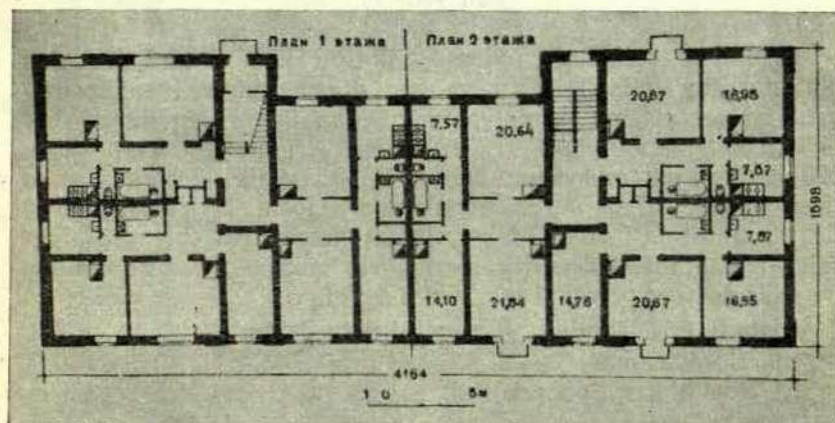
<sup>3</sup> Šī ciemata ēkām ir arī relatīvi mazāka izmaksa (skat. nod. «Sekciju skaits»).

211. serijas divsekciju ēkas galvenokārt sastopamas Baltijas dz-ceļa pārvaldes dzīvojamo ēku kompleksos — Ganību dambī, Šķīrotavā un Apuzes ielā (Rīga), Liepājā — Jelgavas ielā, Rē-



13a. attēls. Rīgas Dīzeļrūpnīcas strādnieku ciemats (225. serijas tipu ēkas.)

zeknē — I. Zviedra ielā. Minētos kvartalos sastopamas trīs vai četras šādas ēkas. Bieži tās realizētas kopā ar kopmītņu ēkām. 211. serijas divsekciju ēkas galvenokārt sastopamas Baltijas rūpnīcas ciematā un Jelgavā Andreja Upīša ielas kvartālā. La-



13b. attēls. Tipu ēkas 225-110 plāns.

bākie KC-8-51 tipu ēku apbūves piemēri ir Rīgas «VEF» rūpnīcas ciematā, Daugavpilī — Raiņa, Sarkanarmijas un Nometņu ielas kvartalos. No tiem pēdējais izdalās ar racionālu ēku apdari. Republikas pilsētās bieži realizētas trīs stāvu 204. tipu serijas ēkas. Kvartalu apbūvēs parasti sastopamas divas vai trīs šādas ēkas. Piem.: Rīgā — Daugavgrīvas, Kalnciema, Liepājas, Saldus ielas un Daugavpilī — Piekta Augusta ielas kvartalos. Tās realizētas arī kopā ar divstāvu apbūvi. Piem.: Rīgā — Katrindambja un Viestura prospekta, Daugavpilī — Imantas ielas un Ventspils «Sarkanās Bākas» ēku kompleksos. Daudzos kvartalos teritorijas labiekārtošanas darbi nav vēl nobeigti, kaut gan dzīvojamās ēkas jau nodotas ekspluatācijai. Tajos trūkst apstādījumu un pat dažreiz arī speciālu rotaļu laukumu. Tāpēc vairāk izmantojami esošie apstādījumi, kvartalu labiekārtošana pabeidzama līdz ar ēku nodošanu apdzīvošanai.

Tā kā republikā liels apmākušos dienu skaits, sevišķa nozīme ir telpu insolācijai. Bez tam ir ņemama vērā arī insolācijas liela higiēniskā un pat psiholoģiskā nozīme. Analizējot ēku orientējumus iepriekš minētajos kvartalos un ciematos, jāsecina, ka labākais realizēto tipu ēku orientējums ir meridianlais vai diagonālais ar kāpņu telpas traktu pret O, NO vai arī SO (minētajā traktā izvietojas lielākais neinsolējamo telpu skaits). Šāds orientējums atbilst ne tikai nelielu platību, bet arī pārējo kategoriju dzīvokļiem ar abiem apdzīvošanas veidiem. Tikai lielu dzīvokļu platību ēkām, ja tās paredzētas atsevišķu dzīvokļu apdzīvošanai, atbilst arī platuma grada virziena orientējums.

### Ēku veidols.

Republikā realizētajām viensekciju tipu ēkām visumā skaidram plānojumam atbilst arī ēkas galveno masu uzbūve. Pie tam galvenā dzīvokļa telpa — dzīvojamā istaba tiek akcentēta gan ar lielāka izmēra logiem (301., 225. serija), gan balkoniem (206., 225. serija), gan erkeriem (208., 211., 301. serija). Pēdējie lielāko tiesu atbilst dzīvokļu funkcionālām prasībām. Dzīvojamā telpa tiek akcentēta arī ar tīri dekoratīviem elementiem (piem.: Bolde-  
rajas ciemata ēku dekoratīvais ķieģeļu rasts). Līdzīga uzbūve ir realizēto tipu projektu divsekciju ēkām.

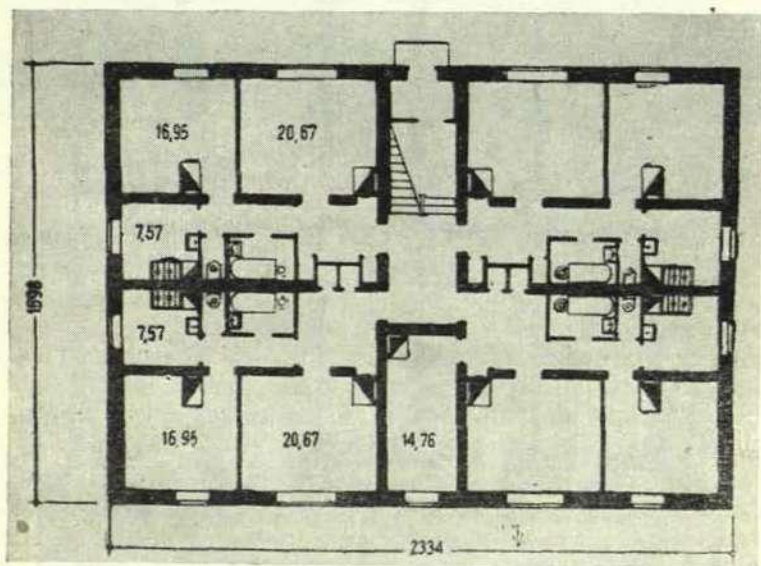
Visumā pēc veidola tipu projekti būtu dalāmi:

- a) Vissavienības,
- b) Republikas tipu projekti.

Pirmās grupas projektiem ir raksturīgas klasicisma formu sīkdaļas. Nelielo vien- un divsekciju ēkās tās ir daudz maz atbil-



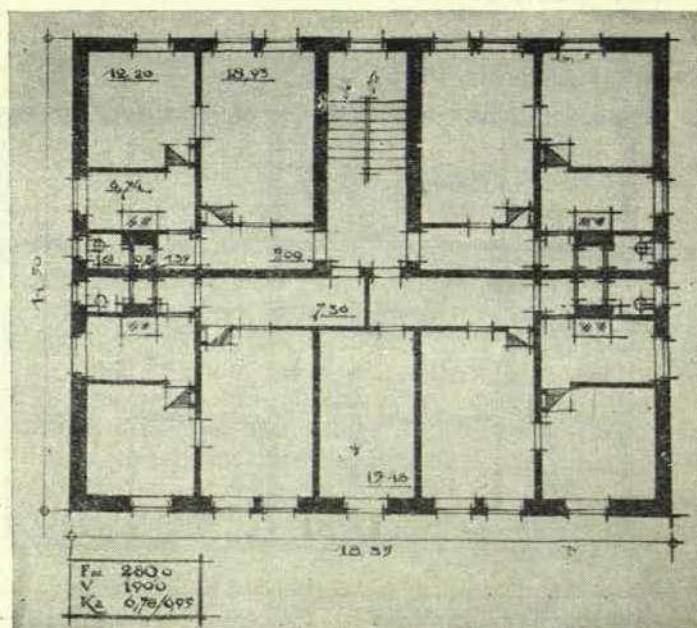
14a. attēls. Tipu ēkas 225-109 Ventspils «Sarkanā Bāka» ciemata apbūvē.



14b. attēls. Tipu ēkas 225—109 plāns.

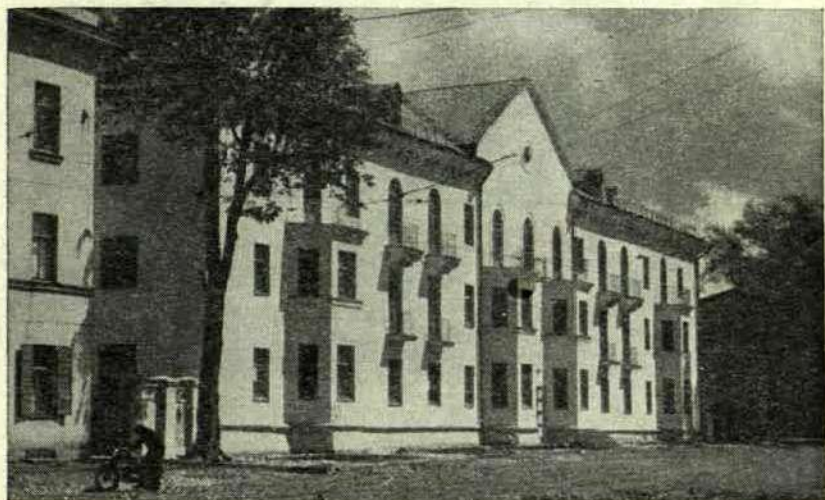


15a. attēls. Priekšplānā KC-8-51 tipu ēku apbūve Daugavpilī, Raiņa ielā, tālāk Igaunijas PSR «Dorprojekt» ēkas.



15b. attēls. Tipu ēkas KC-8-51 plāns.

stošas apmestam ķieģeļu sienu materialam. (KC-8-51, 225., 211. serijas (15. att.). Lielajās trīssekciju 3 stāvu ēkā tās jau nonāk tiešā pretrunā ar ekonomijas un būvrūpniecības prasībām. Šajās ēkās bieži nav saskatāma fasažu atbilstība dzīvokļu un sekciju plānojumu strukturai. Kā raksturīgs piemērs jāmin 204-5 projekts (16. 6. att.), kur galvenā uzmanība pievērsta abstraktai fasades kompozīcijai. Uz to norāda «galvenās» fasades pārspilētais, tikai kompozīcijas iemeslu diktēts zelminis. Pārspilēti ir arī galvenās fasades dzegas un balkonu balstekļi. Lokveida balkona durvju



16. attēls. Tipu ēku 204-5 apbūve Rīgā, Slokas ielā.

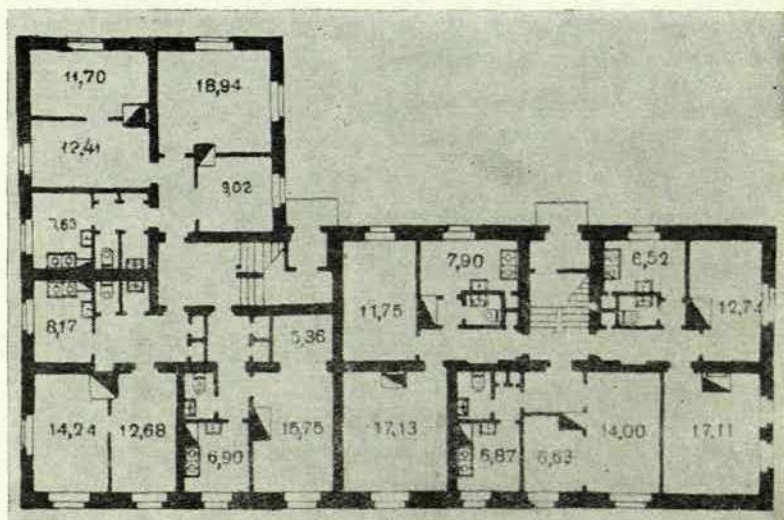
akcentējums attiecībā pret telpām ir nekonsekvents. Starp citu minētās durvis traucē arī telpas labu iekārtojumu.<sup>1</sup> Šīs formu sīkdaļas mēģina labot projektus realizējot. Tā tiek atņemti gan balstekļi, gan lokveida durvis, gan pat balkoni (Ventspils ciemata ēkās (14. att.)). Ne vienmēr šie «labojumi» nāk par labu izskatam: tā, ja projektētā veidā, kaut arī atsevišķi ņemta, galvenā fasade ir samērā proporcionāla un līdzsvarota, tad labojot izzūd arī tas, un paliek sienu virsma ar nelieliem logiem.

Vienkāršs un visumā masu celtniecībai atbilstošs ēku veidols ir 201. «Giprogorstroj» serijas stūra un viensekcijas ēkām. Tās realizētas Jelgavā lietojot apmetumu un Rēzeknē ar silikatķieģeļu apdari (17. att.). Kā vienkāršas apdares piemērs jāmin

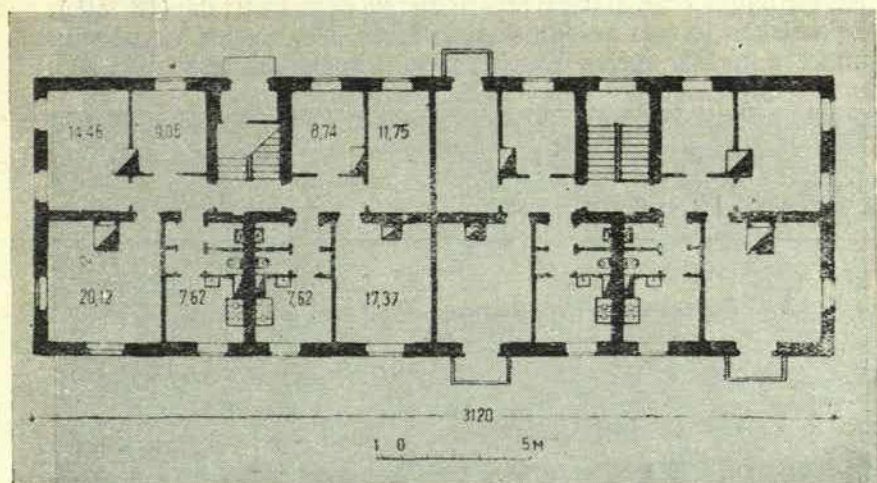
<sup>1</sup> Iedzīvotāju aptauja Rīgā, Saldus ielā Nr. 18 (204-5 tipu ēka).



17a. attēls 201. serijas tipu ēku apbūve Jelgavā, Andreja Upīša ielā.



17b. attēls. Stūra ēkas plāns (201-13).



17c. attēls. Rindu ēkas plāns (201-9).



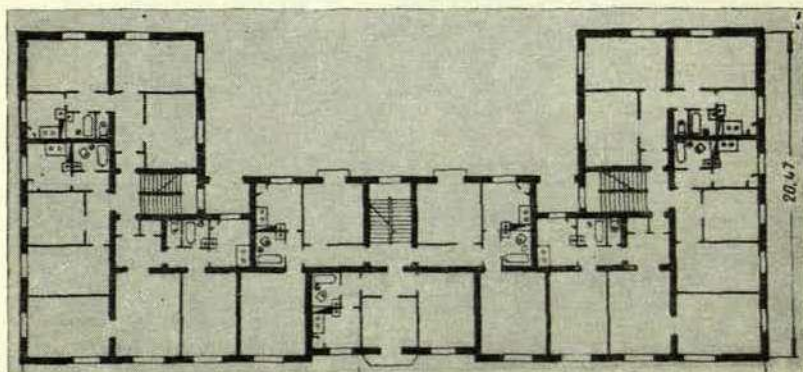
18. attēls Tipu ēku KČ-8-51 apbūve Daugavpilī, Nometņu ielā.

KC-8-51 tipu ēkas Daugavpilī Nometņu ielas kvartālā (18. att.). Lakoniskās formās veidotas arī 206. un 208. serijas viensekciju un 211. un 228. serijas divsekciju ēkas. Republikā izstrādātā 286.



19a. attēls. 1-286-9 tipu ēka Rīgā, Jūrmalas šosejā.

serija seko daļēji pirmajiem piemēriem klasicisma detaļas aizstājot ar barokālām (19. att.). Republikā agrāk izstrādātās 301. serijas ēkas raksturīgas ar vienkāršu dzegas traktējumu, apmestas sienas virsmas dalījumu kvadratos un izdalītu kāpņu telpas



19b. attēls. Tipu ēkas 1-286-9 plāns.

logu (20.; 5. att.). Līdzīga apdare ir arī Daugavpili realizētajām Igaunijas PSR «Dorprojekt» ēkām (15. att.). Kā māla un silikatķieģeļu apdares materiāliem atbilstošu formu meklējumi jāmin tipu ēku raksturu ieguvušo Bolderajas ciemata ēku apdare (21. att.) Tomēr arī šeit fasāžu virsmu veidojumā mazliet traucē apmetnie laukumi, kas vairs nedod ķieģeļu ornamentu raksturu.

Jumta klājs realizētajās tipu ēkās vairākumā — pelēkā šifera plātnes. Sienu virsma lielāko tiesu krāsota gaišos toņos. Tomēr visumā realizētajās tipu ēkās maz izmantota materiālu krāsainība un tās kompozīcijas iespējas. Tas izskaidrojams ar republikas



20. attēls. 301-1 tipu ēkas Rīgā, Ziepniekkalna ielā.

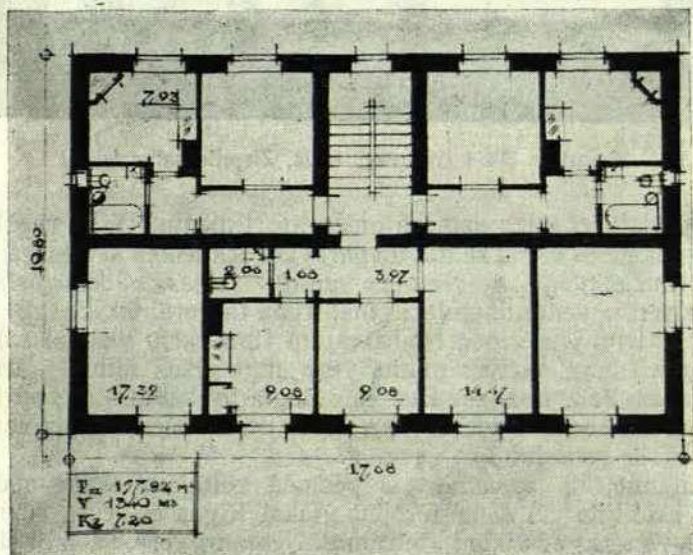
būvmateriālu rūpnīcu samērā mazo asortimentu. Tā kā republikā liels apmākušos dienu skaits un pārsvarā izkliedēta saules gaisma, ēku formu sīkdaļas ne vienmēr skaidri izceļas. Šādos apstākļos lielāka vērība veltāma apdares materiālu fakturā un krāsai.

Apskatāmajā periodā realizētajām tipu ēkām visumā raksturīgi nelieli logi. Netiek ņemts vērā republikas klimats, kā arī insolācijas lielā nozīme. Bez tam logi, to lielums un novietne ārsienas laukumā ir viens no galvenajiem līdzekļiem dzīvojamo ēku izskata veidošanā.

Jāatzīmē, ka apskatāmajā periodā celtajām ēkām apdares darbu kvalitāte vēl samērā zema. Tikai Rīgas cementa rūpnīcas ēkas novērtētas ar atzīmi «teicami». Ņemams vērā, ka laba darbu kvalitāte ir viena no svarīgākām arhitektūras izteiksmes sastāvdaļām.



21a. attēls. Bolderajas Silikatķieģeļu rūpnīcas strādnieku ciemats.



21b. attēls. Viensekcijas ēkas plāns.

Līdz ar būvrūpniecības strauju attīstību tipu ēku celtniecība nostāsies uz jaunas, augstākas pakāpes. Tas sasniedzams ievērojot noietā celtniecības perioda sasniegumus kā arī trūkumus. Tipu ēkām jābūt lietderīgām, jāatbilst augošām iedzīvotāju prasībām. Tām jāklūst ekonomiskām. Tikai saskaņojot ar jaunajām pilsētu būvniecības prasībām var sasniegt pareizu atsevišķu ēku un kvartālu risinājumu. Cīnoties pret visām formalisma izpausmēm, taps arī jauns dzīvojamo tipu ēku veidols.

*ГРУНДМАНИС В. Ж., архитектор-аспирант*

### **РЕАЛИЗОВАННЫЕ МНОГОКВАРТИРНЫЕ ЖИЛЫЕ ДОМА ЛАТВИЙСКОЙ ССР (1945—1955 г.)**

В статье автор рассматривает типовые жилые дома построенные в 5-й и 6-й пятилетке, на основе анализа проектных материалов, проверке эксплуатации и опроса жителей. Типовые жилые дома строились по проектам разработанным в союзных или республиканских проектных организациях. В строительстве преобладают 2-х и 3-х этажные дома состоящие из одной или двух секций. Из анализа экономических показателей видно, что более экономичны многосекционные здания. В основном строились фронтальные дома, реже неэкономичные угловые здания. Дома конструировались по трем возможным конструктивным схемам кирпичных зданий. Более рациональная, отвечающая требованиям индустриализации — двухпролетная схема. Такая схема тоже характерна для жилых домов построенных в предыдущих строительных периодах республики.

Квартиры реализованных типовых зданий по размерам жилой площади можно разделить на три группы, большие, средние и малые. Республиканской жилой норме наиболее соответствуют последние. Двухкомнатные квартиры с проходной жилой комнатой заселены посемейно. Большие квартиры в основном заселяются локомнатно. К категории малых квартир относятся квартиры некоторых союзных и республиканских фронтальных жилых зданий. Квартиры рассмотрены и по дифференциации жилой площади отдельных комнат. Наиболее рациональная дифференциация, когда одна жилая комната больше, а остальные используемые как спальные — меньше. Для квартир рассмотренного периода характерно расположение кухонно-санитарного узла в глубине квартиры. Но наиболее рациональное решение, когда этот узел расположен у входа в квартиру.

По типу благоустройств квартиры типовых жилых зданий разделены на 4 группы. Характерно, что вновь выстроенные жилые дома повысили уровень благоустройства городов и поселков Латв. ССР. Секции домов рассмотрены по конфигурации, количеству и составу квартир. Наиболее распространены 4-х квартирные секции. Двух- и трехквартирные секции характерные для республиканских типовых зданий. Последние не ограничивают ориентацию зданий по сторонам света. В квартирах этих секций возможно сквозное проветривание. Сравнивая коэффициент  $K_2$  различных серий типовых зданий, лучшие показатели зданиям 221-25 и КС-8-51.

Типовые жилые дома применяются в застройке кварталов и рабочих поселков. Лучшие примеры застройки — рабочие поселки Рижского Дизельного завода и завода Силикатного кирпича в Болдерае. Во многих застройках мало использована существующая зелень. Работы по благоустройству кварталов еще не закончены. Наиболее соответствующая ориентация домов, отвечающая требованиям инсоляции помещений при заселении квартир как посемейно, так и покомнатно — меридиальная.

Детали форм и наружная отделка 2-х этажных зданий весьма соответствующая материалу стен. Часто применяются детали форм классицизма и барокко. В трехэтажных зданиях такие формы уже ясно противоречат планировочной структуре зданий и материалу стен. Характерный пример — типовой жилой дом 204-5.

Примеры экономической отделки — силикатного кирпича находятся в Даугавпилсе и Резекне. Поиски соответствующих форм красного и силикатного кирпича видим в решениях домов Болдерайского рабочего поселка.

Но в основном в реализованных типовых жилых домах мало используются возможности композиции цвета и фактуры. Мало внимания уделено освещению и инсоляции жилых домов.

Опыт строительства пройденного периода можно использовать при проектировании новых, экономических жилых домов.



---

## SATURA RĀDĪTĀJS — СОДЕРЖАНИЕ

В. А. Гришко. Развитие гидродинамической и контактно-гидродинамической теории смазки . . . . .	7
В. М. Покровская. Тепловые явления при резьбонарезании машинными метчиками . . . . .	79
В. В. Зарс. Влияние жесткости изделия на рассеивание энергии колебаний в системе изделие — опоры . . . . .	95
А. А. Дорошенко. Влияние геометрических параметров кулачкового механизма и закона построения профиля кулачка на величину экстремального угла давления . . . . .	115
Е. Сеплитис. Atraušanas spēki punktmetinātos savienojumos. Э. Э. Цеплитис. Отрывающие усилия в точечных швах растянутых соединений . . . . .	141
V. Grundmanis. Latvijas PSR realizētās daudzdzīvokļu dzīvojamās tipu ēkas. (1945.—1955. g.). Реализованные многоквартирные жилые дома Латвийской ССР (1945—1955 г.) . . . . .	147

---



---

JT 15446. Papīra formāts 60×92 cm. 11,5 iespiedloksnes. Metiens 520 eks.  
Iespiesta Izdevniecību, poligrafiskās rūpniecības un grāmatu tirdzniecības  
Galvenās pārvaldes 8. tipogrāfijā Rīgā, Dzirnavu ielā 113. Tip. pas. 2652.

Bezmaksas izdevums