

# УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

---

ПОД РЕДАКЦИЕЙ  
Э. В. ШПОЛЬСКОГО

ТОМ  
XXX

ВЫПУСК 1-2

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО  
ТЕХНИКО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ  
МОСКВА      1946      ЛЕНИНГРАД

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

С. И. ВАВИЛОВ, Д. И. БЛОХИНЦЕВ,  
В. И. ВЕКСЛЕР, С. Т. КОНОБЕЕВСКИЙ,  
Э. В. ШПОЛЬСКИЙ — ответственный редактор

«Успехи физических наук» — журнал, посвящённый обзорам современного состояния наиболее актуальных проблем физики и смежных с нею наук. Предназначается для научных работников, аспирантов, студентов-физиков старших курсов, преподавателей.

Выходит 12 раз в год.

Адрес редакции: Москва, Орликов пер., д. № 3.

# УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

## ОЧЕРЕДНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ.

*Э. В. Шпольский.*

### I.

Стремительное развитие, которое испытала физика за последние пятьдесят лет, поставило эту науку в совершенно исключительное положение.

Современная физика опирается в своём развитии на необычайно мощную экспериментальную базу. Физические исследования нередко ставятся в большом техническом масштабе и требуют для своего выполнения уже не лабораторных приборов, а больших машин и целых сооружений, весящих десятки, сотни и даже тысячи тонн.

Вещество подвергается давлениям порядка  $100\,000 \text{ кг}/\text{см}^2$  или охлаждается до температуры, близкой к абсолютному нулю, или помещается в электрические и магнитные поля сверхвысоких напряжений. Измеряются ничтожно малые интенсивности света, соответствующие нескольким десяткам фотонов на  $\text{см}^2$  в сек., или электрические токи, при которых через поперечное сечение проводника проходит один-два десятка электронов в секунду, и т. д.

Широко используются автоматическая регистрация и запись, обеспечивающие полную объективность и ускоряющие темп работы в такой степени, что уже благодаря этому создаются качественно новые возможности. Работы в области космических лучей производятся многочисленными экспедициями, снабжёнными множеством тонких приборов и установок, которые, однако, бесперебойно работают в необычных и трудных экспедиционных условиях.

Замечательна также интенсивность внедрения новых физических методов и теоретических построений в смежные с физикой науки. Химия, а в последнее время также и биология, могут служить примерами. Но особенно замечательна быстрота, с которой завоевания физики используются на практике и дают начало целым новым отраслям техники. Если раньше между физическим открытием и его использованием в технике проходило чуть ли не полстолетия, то теперь на

глазах одного поколения из лабораторного эксперимента вырастает большая техника с многомилионными капиталовложениями и с десятками тысяч занятых людей. Вместе с тем развитие техники поднимает на высшую ступень и физический эксперимент, создавая для него новые возможности. Лучшим примером может служить развитие радиотехники, вышедшей из физических исследований и, в свою очередь, предоставившей в распоряжение физиков совершенно новые экспериментальные средства, революционизировавшие всю технику физического эксперимента.

Конечно, нет возможности в небольшой статье, написанной одним автором, сколько-нибудь полно очертить проблемы, стоящие перед физикой. Можно лишь попытаться наметить некоторые из направлений, в которых должно пойти развитие в ближайшие годы.

## II.

Исследование атомного ядра является центральной проблемой современной физики. Выдающиеся успехи, достигнутые в этой области за последнее время, общеизвестны. Однако, несмотря на эти успехи, изучение ядерных явлений не только далеко от завершения, но, в сущности, находится ещё в самом начале своего развития. Природа ядерных сил до сих пор является нерешённой задачей. Нет надобности много говорить о том, что использование ядерной энергии — эта грандиозная задача техники будущего — делает ещё только первые шаги. Есть основания думать, что ближайшие годы принесут ряд новых крупных открытий. В самом деле, за последнее время привлекает к себе внимание интенсивная разработка новых типов ускорителей и усовершенствование старых. Речь идёт о переходе от частиц с энергиями в миллионы (или десятки миллионов) электрон-вольт к энергиям в сотни миллионов электрон-вольт. Вероятно, в ближайшее время будут получены частицы с энергией в полмиллиарда электрон-вольт. Когда эта новая «атомная артиллерия» будет пущена в ход, несомненно откроется множество новых фактов, которые, в частности, облегчат и дальнейшее продвижение теории. В этом отношении текущий момент в развитии ядерной физики напоминает время между первыми работами Резерфорда по трансмутации элементов (1919 и последующие годы) и началом бурного развития осуществления и исследования ядерных реакций; это был также период искания новых экспериментальных средств, закончившийся открытием циклотрона и его последующими плодотворными применениями.

Большие успехи, достигнутые в разделении стабильных изотопов, кладут начало новой химии и физике чистых изотопов.

В химии уже осуществлён синтез ряда органических соединений с заменой обычных атомов на их более редкие изотопы ( $N^{15}$  вместо  $N^{14}$ , дейтерий вместо водорода). В физике можно указать, как на любопытный пример, на получение чистого изотопа ртути  $Hg^{198}$  (пу-

тём ядерной реакции нейтронов с золотом Au<sup>197</sup> и последующего превращения получаемого при этом изотопа Au<sup>198</sup> в Hg<sup>198</sup>) в количестве, достаточном для заполнения разрядной трубы до давления порядка 10<sup>-3</sup> мм Hg. Получаемый при прохождении тока в этой трубке спектр чистого изотопа Hg<sup>198</sup> даёт стандарт длины по своим качествам, значительно превосходящий (вследствие полного отсутствия сверхтонкой структуры и очень малого — ввиду значительной массы носителя — допплеровского расширения) обычный стандарт — красную кадмиеvu линию.

Возможность получения радиоактивных изотопов, иногда в заметных количествах (C<sup>14</sup>, Na<sup>24</sup>), открывает разнообразнейшие пути для развития прикладной ядерной физики. В химии метод радиоактивных индикаторов даёт возможность исследовать механизм обменных реакций, определять упругость пара или растворимость веществ, трудно доступных изучению другим путём. «Синтез» новых элементов 43, 85, 93, 94, 95, 96, заполняющих пустые места в периодической системе или расширяющих её, и исследование химических свойств этих новых элементов, которое, в частности, привело к уточнению структуры самой периодической системы, являются важнейшим вкладом ядерной физики в развитие химии. В металлургии применение тех же радиоактивных индикаторов для изучения процессов диффузии в металлах открывает огромное количество новых возможностей.

Широкую известность приобрели биологические исследования обмена веществ у растений и животных с радиоактивными индикаторами и со стабильными изотопами в качестве «мечёных» атомов. Наконец, новые средства и методы ядерной физики находят себе применение в медицине. Вся эта новая область широчайших применений ядерной физики должна получить в ближайшие годы интенсивное развитие.

С изучением атомного ядра тесно связана проблема космических лучей — этого замечательного явления, где наблюдаются процессы, пока еще неосуществлённые в лаборатории. В космических лучах наблюдаются частицы с энергиями до 10<sup>10</sup> электрон-вольт; скорость электронов, обладающих такой энергией, составляет уже 0,99999999870 скорости света. Несомненно, что исследование космических лучей, помимо чрезвычайной привлекательности самой этой проблемы, уже сыграло и будет играть в дальнейшем большую роль в развитии наших представлений в области атомного ядра. Достаточно вспомнить, что две элементарные частицы — позитроны и мезоны — были открыты в космических лучах и вспомнить о той роли, которую играют мезоны в современных теориях ядерных сил.

### III.

Изучение природы и свойств твёрдых тел является проблемой, значение которой для познания окружающего нас мира и для развития техники трудно оценить. Со времени открытия рентгеноструктурного

анализа, который дал в руки исследователя мощный метод изучения внутреннего строения твёрдых тел — особенно кристаллических твёрдых тел, эта область испытала быстрое движение вперёд.

Достигнуты существенные успехи в понимании таких важных для техники процессов как, например, пластическая деформация или фазовые превращения в металлах. Тем не менее количество проблем, подлежащих разрешению, и здесь ещё очень велико.

В области изучения механических свойств металлов выдвигается, например, дальнейшее изучение пластичности и прочности, в частности изучение природы пластической деформации и разрушения материалов, исследование свойств несовершенной упругости металлов (упругое последействие и гистерезис), до сих пор ещё изученных очень мало, и др.

Среди проблем физики твёрдых тел особый интерес приобрели за последнее время проблемы аморфных тел — простых и высокомолекулярных. Аморфные тела — это пластмассы и эластичные материалы, стёкла, эмали, смолы и т. п. материалы, получившие за последнее время исключительно широкое применение в технике. Исследование физических свойств этих чрезвычайно интересных и с научной точки зрения своеобразных видов вещества, с успехом развивавшееся в СССР в предыдущие годы, будет продолжено и в ближайшем пятилетии. Перед исследователями стоит увлекательная задача разработки теоретических основ получения материалов с заданными свойствами.

Квантовая теория дала общую картину механизма прохождения электричества в проводниках, полупроводниках и диэлектриках. Особенное большое внимание привлекали за последние годы полупроводники. В теоретическом отношении исследование свойств полупроводников, занимающих промежуточное положение между металлами и диэлектриками, чрезвычайно интересно, так как это исследование одновременно освещает природу металлов и диэлектриков. Практическая важность исследования полупроводников связана прежде всего с тем, что к этому классу принадлежит большинство тел природы: полупроводниками являются очень большое количество соединений металлов с металлоидами и, что особенно интересно, также и некоторые сплавы металлов. Далее, как известно, полупроводники используются в современных выпрямителях, фотоэлементах с запирающим слоем и термоэлементах. Замечательные свойства полупроводниковых фотоэлементов, обладающих огромной чувствительностью, которая у различных фотоэлементов охватывает область от среднего ультрафиолета ( $300 \text{ мкм}$ ) до инфракрасной части, представляют интерес не только с точки зрения техники измерений, но и подают надежду на возможность их использования для непосредственного превращения световой энергии в электрическую. В настоящее время к. п. д. этого превращения ещё очень мал. Именно поэтому дальнейшая работа над улучшением свойств полупроводниковых фотоэлементов и, в частности, — над повышением их к. п. д. — является очень существенной. Приблизи-

тельно то же можно сказать и о полупроводниковых термоэлементах, позволяющих непосредственно превращать тепловую энергию в электрическую: их к. п. д. также ещё мал, и работа над его повышением является очередной задачей.

Развитие техники высоких напряжений, как для целей передачи энергии на большие расстояния, так и для современных высоковольтных научных установок, требует работы над изучением свойств диэлектриков. В современной высоковольтной технике недавно нашли применение в качестве изоляторов не только твёрдые и жидкые тела, но также и сжатые газы. Изыскание газов, обладающих повышенной электрической прочностью, выяснение возможностей применения в высоковольтной технике газов с большой электрической прочностью — являются актуальной задачей. Столь же актуальным, конечно, является дальнейшее изучение электрической прочности твёрдых тел. С теоретической точки зрения важно изучение связи между строением вещества и его электрической прочностью. Это изучение в будущем должно помочь отысканию веществ, обладающих необходимыми диэлектрическими свойствами на основании ясной картины механизма процесса, а не путём эмпирического подбора.

За последнее время вновь привлек внимание класс веществ, называемых сегнетоэлектриками. Эти вещества ведут себя в электрических полях совершенно аналогично тому, как ферромагнетики ведут себя в полях магнитных. Сегнетоэлектрики, в частности, исследованный недавно титанат бария, обладают огромными значениями диэлектрической проницаемости. Вместе с тем у них, как и у ферромагнетиков, наблюдается зависимость диэлектрической проницаемости от напряжённости поля и гистерезис. Высокие значения диэлектрической проницаемости у сегнетоэлектриков открывают возможности их применения в качестве электроизолирующих материалов, ввиду чего дальнейшее изучение этих своеобразных тел представляет большой практический интерес.

До сих пор речь шла о твёрдых телах — поликристаллических или аморфных. Изучение монокристаллов всегда было и остаётся одной из важнейших задач физики твёрдого тела. Среди проблем, стоящих перед исследователями в этой области, следует прежде всего назвать дальнейшее применение рентгеновского и электронографического анализа к установлению структуры конкретных кристаллов. Далее, изучение физических свойств — пьезоэлектрических, механических, оптических — важно не только с научной, но и с практической точки зрения. В этом последнем отношении достаточно напомнить о разнообразных применениях пьезоэлектрических элементов и о различных кристаллооптических приспособлениях.

Выдающееся принципиальное значение имеет исследование свойств вещества при температурах, близких к абсолютному нулю. В этих исключительных условиях проявляются квантовые свойства вещества: сверхпроводимость и сверхтекучесть. Дальнейшее развитие успехов,

уже достигнутых в этом направлении, должно дать много ценных результатов, углубляющих наши знания о природе материи.

До недавнего времени жидкости обычно сближались с газами. Это представление естественным образом вытекало из теории Ван-дер-Ваальса о непрерывном переходе между жидким и газообразным состояниями. Несомненно, что при высоких температурах — особенно при температурах, близких к критическим — и при невысоких давлениях такое сближение жидкости с газом вполне отвечает действительности. С другой стороны, глубокое различие между твёрдыми телами и жидкостями представлялось тем более очевидным, что характерным признаком жидкости является её текучесть, тогда как твёрдые тела характеризуются высокими значениями упругости на сдвиг.

Однако, уже давно известно, что именно это характерное различие является вовсе не качественным, а только количественным, так как текучесть в некоторой мере присуща и твёрдым телам, а определённое скалывающее усилие имеется у жидкостей. Поэтому сближение жидкого состояния с твёрдым является в такой же степени законным, как и сближение жидкости с газом. В самом деле, жидкое состояние, как состояние промежуточное, при различных условиях должно обнаруживать все стадии перехода от свойств твёрдого тела к свойствам газа. Если при температурах, близких к критическим, жидкость должна быть подобна газу, сжатому до малого объёма, то при температурах, близких к температуре кристаллизации, жидкость должна обнаруживать черты сходства с твёрдым телом.

Экспериментальные данные последнего времени, особенно открытие при помощи рентгеновского анализа так называемых «субтактических областей» в жидкости, т. е. в сущности беспорядочно распределённых субмикроскопических областей, сохраняющих кристаллическую структуру, подчеркивают близость между жидким и твёрдым состоянием. Идея близости жидкости с твёрдыми телами, высказанная уже Maxwellом и долгое время находившаяся в забвении, в последние годы получила широкое распространение и оказалась чрезвычайно плодотворной как для теоретических построений, так и для новых экспериментальных работ. Как всегда бывает, возрождение какой либо идеи на новом теоретическом и экспериментальном уровне сразу открывает большие возможности, которые раньше было трудно предусмотреть. Поэтому исследование жидкого состояния является одной из привлекательных, хотя и трудных проблем современной физики.

#### IV.

В области физической оптики большую важность за последние годы приобрело исследование фотолюминесценции. Это красивое явление давно уже привлекало к себе внимание физиков, но до недавнего времени этот интерес был чисто теоретическим. Лет 25 назад ещё трудно было представить, что фотолюминесценция может при-

обрести практическое значение. Однако, за последние годы применения люминесцирующих материалов достигли редкой широты. Кристаллофосфоры нашли себе применение в новых люминесцентных лампах, которые в ближайшие годы, вероятно, вытеснят лампы накаливания. Люминесцирующие экраны в катодных осциллографах, телевизионных устройствах, электронных микроскопах и преобразователях изображений, рентгеновские усиливающие экраны и экраны для просвечивания также изготавляются из кристаллофосфоров. Наконец, флуоресценция лежит в основе быстро развивающегося чувствительнейшего метода анализа, имеющего широчайшие применения от проблем качественного и количественного анализа в неорганической, органической и биологической химии до криминалистики.

Все эти разнообразные применения люминесценции выдвигают перед физиками огромное количество проблем как практического, так и чисто научного характера. Наряду с этой практической стороной, явления люминесценции попрежнему привлекают внимание исследователей, как путь для решения задач о структуре молекул, о перераспределении поглощённой энергии молекул и об обмене энергией между возбуждёнными и невозбуждёнными молекулами. Это последнее направление в исследовании флуоресценции имеет важное значение для соседних с физикой дисциплин, в особенности для фотохимии.

Другой путь для исследования структуры вещества со стороны физической оптики открывает изучение аномальной дисперсии света. Этот метод, достигнувший большого совершенства благодаря классическим работам Д. С. Рождественского, является мощным средством исследования взаимодействия света и вещества. Он доставляет важные сведения, позволяющие судить о свойствах и поведении отдельных атомов и молекул. Развитие и применение исследований аномальной дисперсии и абсорбции света являются поэтому одной из важных задач, которые стоят перед нашими физиками.

Третий путь для изучения свойств и структуры вещества при посредстве оптических явлений открывает исследование рассеяния света. Как известно, изучение комбинационного рассеяния дало огромный материал относительно строения молекул разнообразнейших химических соединений. Многие сотни органических и неорганических соединений исследованы таким путём. Изучение так называемых «крыльев» рэлеевского рассеяния подвело к трудной проблеме изучения природы жидкого состояния вещества. Эта проблема также может решаться путём совместного изучения молекулярного рассеяния (классического и комбинационного), инфракрасного поглощения и ультраакустических колебаний. Наконец, исследование двойного лучепреломления в электрическом поле высокой частоты также даёт ценные данные о природе жидкого состояния.

Оптические методы анализа состава вещества приобрели исключительно широкое применение. Эти методы характеризуются высокой чувствительностью, точностью и быстротой, ставящей их вне конку-

ренции с обычными методами анализа. Нередки случаи, когда оптические методы позволяют производить в несколько минут анализ, требующий для обычных химических методов дней и недель, а иногда и вовсе невозможный. Из этих методов наибольшее распространение получил пока метод эмиссионного спектрального анализа, широко вошедший в практику массовых анализов в научных и заводских лабораториях. Наряду с эмиссионным всё большее значение приобретает анализ абсорбционный, с успехом применяемый для анализа многокомпонентных смесей углеводородов по их инфракрасным спектрам поглощения и для анализа биологически важных веществ (витамины, гормоны), по их ультрафиолетовым спектрам. О люминесцентном анализе уже упоминалось выше. Развитие этих методов выдвигает многочисленные сложные проблемы, связанные как с исследованием спектров, так и с конструированием аппаратуры, применением автоматической регистрации, разработкой источников света и т. п.

## V.

Объективные методы оптического анализа обязаны своим успехом развитию электронных приборов — фотоэлементов и усилительных ламп. Разумеется, однако, это только одна и при том, пожалуй, небольшая сторона в том гигантском значении, которое приобрели электронные приборы в современной науке и технике. Радиотелеграфия и телефония, радиолокация, телевидение, электронная микроскопия достигли своих поистине сказочных успехов именно благодаря усовершенствованию электронных приборов и развитию электронной оптики. Понятна поэтому роль исследования тех физических явлений, на которых основаны эти приборы — фотоэффекта, термоэлектронной и аутоэлектронной эмиссии.

Электромагнитные колебания и волны диапазона радиочастот выдвигают перед физикой большое количество интересных и важных проблем. Как известно, за последнее время особенное значение приобрели электромагнитные колебания сверхвысокой частоты (деци-, санти- и миллиметровые волны). Развитие радиолокации и радиогеодезии, телевидение, различные практические и научные применения радио, связанные с использованием волн сверхвысокой частоты, выдвигают эту область в качестве одной из самых актуальных. В частности, проблема генерации мощных незатухающих колебаний сантиметрового- миллиметрового диапазона и даже более коротких волн, проблема распространения радиоволн, тесно связанная с проблемой ионосферы, повышение точности измерения скорости распространения радиоволн, имеющее основное значение для радиогеодезии — вот краткий и далеко не полный перечень задач, стоящих в этой области.

С проблемами радиофизики тесно связана имеющая весьма общее и широкое значение теория нелинейных колебаний, с таким успехом разрабатывающаяся школой покойного Л. И. Мандельштама. Насколько

широки и разнообразны применения этой теории, можно судить по тому, что среди очередных её задач, требующих своего разрешения, наряду с вопросами генерации и приёма сверхвысоких частот — стоят задачи применения теории нелинейных колебаний к динамике машин (электрических и паровых), к движению релятивистских частиц в связи с развитием ускорителей, позволяющих получать частицы с энергиями в сотни миллионов электрон-вольт (бетатрон и др.). Наконец, методы этой теории с успехом могут применяться для выяснения природы сил, действующих на малых (порядка  $10^{-6}$  см) расстояниях от свободной поверхности твёрдых или жидких тел, т. е. к проблемам, связанным с природой механического трения, электрического контакта и т. д.

Современная акустика выросла в большую область, интересную и важную как с научной, так и с практической точек зрения. Внедрение в акустические исследования новых экспериментальных методов, связанных с развитием радиоаппаратуры — с одной стороны, усовершенствование классических, математических методов, применяемых в акустике, — с другой, дало мощный толчок её развитию. Проблемы, стоящие здесь перед физиками, чрезвычайно широки. Передача и воспроизведение человеческой речи и музыки (телефония, радиовещание) ведёт к исследованиям, имеющим основное значение также и для физиологии слуха и речи; распространение звука в воде имеет большое военное значение (подводная звуковая связь и разведка); наконец, архитектурная акустика имеет особенное значение в связи с намеченным пятилетним планом, огромным масштабом строительства — жилого и промышленного. Большое количество акустических проблем выдвигает также строительство больших общественных зданий (концертные залы, аудитории) и, в особенности, строительство Дворца Советов.

## VI.

Наряду с конкретными проблемами, кратко очерченными выше, имеются, конечно, и общие теоретические проблемы, ещё ожидающие своего разрешения. Попрежнему внимание теоретиков привлекает задача построения релятивистской квантовой механики, ещё не преодолены серьезные трудности в квантовой электродинамике.

Характерная черта физики XX столетия в том, что её теории выдвинули ряд важных философских проблем. Теория относительности выдвинула проблему пространства и времени, квантовая механика — проблему причинности. Перед советскими физиками и философами стоит важная задача обобщения теоретических итогов современной физики на основе диалектического материализма, в противовес идеалистическим толкованиям, которые ещё и теперь нередко появляются в зарубежной литературе.

В своей речи на собрании избирателей 9-го февраля 1946 г. тов. Сталин выдвинул задачу строительства научно-исследовательских ин-

ститутов и развития науки в качестве одной из трёх важнейших государственных задач нашей страны. «Я не сомневаюсь, — сказал тов. Сталин, — что если окажем должную помощь нашим учёным, они сумеют не только догнать, но и превзойти в ближайшее время достижения науки за пределами нашей страны». Это историческое задание тов. Сталина возлагает особенную ответственность на советских физиков, ввиду той роли, которую приобрела физика в развитии техники и в обороне страны. Советские физики должны напрячь все свои силы для того, чтобы во-время и с честью выполнить огромные задачи, поставленные Партией и Правительством перед учёными нашей страны.

---

## СОВРЕМЕННАЯ ТЕОРИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ТЕЛ \*).

Я. И. Френкель.

§ 1. Сведение многоэлектронной задачи к совокупности одноэлектронных в случае сложных атомов. § 2. Сведение многоэлектронной задачи к одноэлектронной в случае кристаллов; металлы и диэлектрики. § 3. Критика зональных теорий Блоха-Пайерлса. § 4. Возбуждённые состояния и частичная коллективизация электронов; диэлектрики, полупроводники, металлы. § 5. Типичные металлы со сплошной коллективизацией электронов. § 6. Простейшая модель кристаллических тел и электрическая теория сил сцепления. § 7. Кинетическая теория сил отталкивания в металлах. § 8. Усовершенствование статистической теории металлов (Гомбас и другие). § 9. Применение зональной теории к силам сцепления в металлах и сплавах (Джонс). § 10. Теория ячеек Вигнера-Зейца. § 11. Интерметаллические сплавы. 12. Заключение.

### § 1. СВЕДЕНИЕ МНОГОЭЛЕКТРОННОЙ ЗАДАЧИ К СОВОКУПНОСТИ ОДНОЭЛЕКТРОННЫХ В СЛУЧАЕ СЛОЖНЫХ АТОМОВ.

Квантовая механика возникла, как известно, в связи с учением о движении простейшей механической системы, способной испускать и поглощать свет определённой частоты колебаний — гармонического вибратора. В 1913 г. Бор распространил эту теорию на более сложные механические системы — реальные атомы, или, вернее, на электронные оболочки атомов, оставив в стороне вопрос о строении атомного ядра, практически не связанный с поведением электронов и всеми теми свойствами атомов, молекул и материальных тел, которые определяются этим поведением и для которых существенными характеристиками ядер являются лишь их заряд и масса.

В случае задачи о движении одного электрона в кулоновском поле положительного ядра («водородный» атом) теория Бора, при учёте релятивистских эффектов, сразу же обеспечила полное и притом абсолютно точное количественное объяснение всех наблюдаемых явлений (и, в частности, спектральных закономерностей).

В случае сложных атомов, содержащих два и более электронов, теория Бора вынуждена была отказаться от поисков точного реше-

\* ) Переработанный текст доклада, прочитанного 7/XII-45 г. в Химическом отделении АН ССР, в качестве первого Курнаковского чтения.

ния и удовольствоваться приближёнными решениями, основанными на сведении многоэлектронной задачи к совокупности одноэлектронных.

При этом движение каждого электрона рассматривается независимо от движения остальных, а взаимодействие их друг с другом учитывается приближённым образом, путём введения некоторого добавочного внешнего поля, частично экранирующего кулоновское поле положительного ядра. В наиболее грубом приближении это экранирование сводится к уменьшению эффективного заряда ядра на величину, принимающую различные значения для электронов, движущихся по разным орбитам. В более точной теории действие, испытываемое каждым из электронов со стороны остальных, характеризуется средним значением силы, оказываемой последними, при невозмущённом движении их по своим орбитам, на первый. Подбирая эти средние силы, определяемые орбитами других электронов и определяющие орбиту данного электрона надлежащим образом, можно добиться того, чтобы квантованное движение каждого электрона в соответствующем силовом поле приводило именно к рассматриваемым квантованным орбитам. Это силовое поле, описывающее наилучшим образом взаимодействие электронов (совместно с притяжением, оказываемым на них положительным ядром) называется «самосогласованным». Пользуясь методом эффективных электрических зарядов ядра или методом самосогласованного поля, с учётом принципа Паули (согласно которому по одинаковым квантованным орбитам могут двигаться максимум два электрона при условии противоположности их спинов), удалось, как известно, дать не только качественное, но, в значительной мере, и количественное объяснение химических, оптических, магнитных и других свойств атомов.

Этот успех рассматривается обычно как полное искупление «первозданного греха» квантовой теории сложных атомов, который связан с заменой многоэлектронной задачи совокупностью одноэлектронных задач. В действительности, однако, эта замена *à priori* ограничивает точность тех результатов, которые могут быть получены с помощью подобной теории, делая иллюзорными попытки повысить точность последней путём более точного решения совокупности одноэлектронных задач, к которым она приводится.

Замена боровской теории современной волновой механикой не меняет существенным образом указанного положения вещей. Непреодолимые математические трудности, связанные с точным решением многоэлектронной задачи, заставляют и в этом случае прибегнуть к замене её совокупностью одноэлектронных задач, причём квантованным электронным орбитам старой теории соответствуют волновые функции, характеризующие движение отдельных электронов. Волновая функция всей электронной системы определяется произведением этих индивидуальных волновых функций, или же линейной комбинацией подобных произведений, получающихся друг из друга перетасовкой электронов между разными индивидуальными квантованными со-

стояниями, причём самосогласованное поле подбирается наилучшим способом, исходя из условия минимума вероятного значения полной энергии рассматриваемой системы (метод Хартри-Фока). Этому условию удовлетворяет, как известно, не только «нормальное» состояние, для которого полная энергия имеет абсолютный минимум, но и возбуждённые стационарные состояния атома.

Применение метода самосогласованного поля к возбуждённым состояниям затрудняется тем обстоятельством, что различным состояниям этого рода соответствуют различные самосогласованные поля, так что волновые функции, характеризующие их, оказываются неортогональными друг к другу. Это обстоятельство затрудняет сколько-нибудь точное вычисление возмущений, вызываемых внешними силами и, в частности, вычисление вероятности переходов (между невозмущёнными состояниями), вызываемых силами, меняющими во времени, делая результаты подобных вычислений крайне ненадёжными.

## § 2. СВЕДЕНИЕ МНОГОЭЛЕКТРОННОЙ ЗАДАЧИ К ОДНОЭЛЕКТРОННОЙ В СЛУЧАЕ КРИСТАЛЛОВ; МЕТАЛЛЫ И ДИЭЛЕКТРИКИ.

В случае многоатомных систем теория, основанная на том же приближённом приёме сведения задачи о системе  $N$  электронов к  $N$  задачам о движении отдельных электронов в заданном — или, вернее, более или менее удачно подобранным — внешнем поле, становится ещё более неточной, чем в случае отдельных атомов. Это относится, в частности, к современной электронной теории кристаллов. Применительно кmono кристаллам теория развивалась до сих пор, исходя из того, на первый взгляд весьма естественного, предположения, что потенциал самосогласованного электрического поля обладает в этом случае трёхмерной периодичностью и, следовательно, может быть разложен в тройной ряд Фурье по параметрам обратной кристаллической решётки. Коэффициенты этого ряда, однако, фактически не вычисляются, так что метод самосогласованного поля используется лишь в схематической форме. При этом предполагается, что в случае возбуждённых состояний кристалла, как целого, движение электронов происходит в том же самом самосогласованном поле, как и в случае нормального состояния. Это упрощение обеспечивает ортогональность волновых функций, описывающих различные стационарные состояния кристалла, но приводит к дополнительным ошибкам при вычислении энергетических уровней и вероятности различных переходов, вызываемых внешними возмущениями.

В случае многоатомной системы, каковой является кристалл, замена взаимодействия электронов друг с другом (и с положительными ядрами) внешним «самосогласованным» полем приводит к несравненно более грубым ошибкам, чем в случае отдельного атома,

так что понятие самосогласованного поля в значительной степени утрачивает свой смысл и практическую полезность. В самом деле, если движение каждого электрона считать независимым от движения остальных (учитывая их взаимодействие друг с другом лишь с помощью выбранного тем или иным образом периодического поля), то не исключается возможность скопления их около одних и тех же ядер в количестве, сколь угодно превышающем норму, и наоборот, более или менее значительное — или даже полное — оголение других ядер. При этом вероятность подобных флюктуаций оказывается чрезвычайно большой, тогда как в действительности, при правильном учёте взаимодействия между электронами, она должна быть весьма мала, так чтобы каждая элементарная ячейка, содержащая одно ядро (в случае одноатомного кристалла), являлась практически всегда нейтральной.

Эта трудность совершенно игнорируется в современной «зональной» теории движения электронов в кристаллах, которая учитывает лишь статистическое (а не динамическое) взаимодействие электронов, выражющееся в том, что при распределении их по различным энергетическим уровням, соответствующим рассматриваемому периодическому (якобы «самосогласованному») полю, они распределяются попарно (с противоположными направлениями спина) на каждом из  $\frac{1}{2} N$  нижних уровней, тогда как все остальные, более высокие уровни, остаются вакантными (в нормальном состоянии кристалла). Эта схема реализуется обычно в двух вариантах. В первом варианте, развитом Пайерлсом, все электроны считаются, в первом приближении, совершенно свободными, так что действие периодического поля (играющего роль поля самосогласованного) сводится к слабому возмущению их движения. Это возмущение приводит к возникновению ряда «зон», границы между которыми соответствуют таким невозмущённым движениям электронов, при которых последние испытывают селективное отражение, аналогичное дифракции рентгеновых лучей с той же длиной волны. Ширина этих «запрещённых» зон, в случае электронных волн, несколько больше, чем в случае рентгеновых лучей (при соответственно одинаковой длине и направлении распространения волн), увеличиваясь с уменьшением энергии электронов. Совокупность энергетических уровней, заключённых между двумя соседними запрещёнными зонами, образует так называемую «бриллюэнову зону». Первая из бриллюэновых зон, соответствующая самому низкому энергетическому уровню электрона в отдельном атоме, ограничена запретной зоной лишь снаружи (или «сверху»).

Этот вариант зональной теории применяется в некоторых случаях ко всем электронам кристалла, что, в случае кристаллов со сложными атомами, содержащими большое число электронов, даёт чрезвычайно искажённое карикатурное изображение действительности. Обычно, впрочем, рассматриваемая схема применяется лишь к тем

электронам, которые в отдельных атомах связаны наименее прочно, т. е. «валентным» электронам, тогда как движение остальных «внутренних» электронов описывается таким же образом, как в случае изолированных атомов. Такое «умеренное» пользование зональной схемой в отношении одних лишь наружных электронов в некоторых случаях — особенно в случае металлов с их относительно слабо связанными наружными электронами — приводит к результатам, которые по ряду пунктов более или менее согласуются с действительностью, если не количественным, то качественным образом.

Второй вариант зональной теории, развитый Блохом, на первый взгляд, представляющийся несколько менее радикальным, чем предыдущий, исходит из приближения связанных электронов. Однако, при количественном развитии теории эта связь учитывается заведомо неправильным образом. А именно, предполагается, что электрон, связанный с каким-либо атомом, может перейти от этого атома к другому, например, соседнему и связаться с ним таким же точно образом, в частности, с той же самой энергией. Это предположение было бы вполне справедливо в случае постороннего электрона, прибавляющегося к тем электронам, которые составляют нормальную оболочку рассматриваемых атомов. В теории Блоха, однако, оно применяется не к постороннему электрону, а к одному из «своих» электронов, входящих в состав оболочки какого-либо атома. При этом игнорируется то обстоятельство, что этот атом по отношению к принадлежащему ему электрону является положительным ионом, тогда как другие атомы по отношению к тому же самому, «чужому» для них, электрону являются нейтральными атомами. Таким образом, индивидуальный переход одного электрона от «своего» атома к «чужому» может иметь место лишь при возрастании энергии на величину, равную разности энергии ионизации атома и сродства его к постороннему электрону; при этом переходе изменяется как энергия связи, так и её характер.

Эти, совершенно очевидные, соображения полностью игнорируются в теории Блоха; ценой этого игнорирования она приходит к представлению о том, что электроны, находившиеся на одном и том же энергетическом уровне в изолированных атомах, при сближении этих атомов друг с другом утрачивают связь с отдельными атомами, как бы обобществляясь ими, и становятся подобными свободным электронам теории Пайерлса. Движение их в идеальной кристаллической решётке может быть при этом описано как последовательный переход от одного атома к соседнему в неизменном направлении, чему, с точки зрения волновой механики, соответствуют плоские волны, испещрённые мелкой рябью, с периодичностью, равной периодичности самой решётки. При этом каждый уровень энергии электрона в изолированном атоме расщепляется в случае кристалла, состоящего из  $N$  атомов, на  $N$  уровней, расстояние между которыми обратно пропор-

ционально  $N$ ; все эти уровни образуют, таким образом, полосу постоянной (не зависящей от  $N$ ) ширины, или «зону», аналогичную до некоторой степени зоне Бриллюэна. Разным энергетическим уровням электронов в изолированных атомах соответствуют, в случае кристалла, разные блоховские зоны, отделённые друг от друга более или менее широкими интервалами — запрещёнными зонами — так же, как и в случае теории Пайерлса. При этом нижние зоны считаются заполненными электронами (в смысле принципа Паули), тогда как верхняя зона, соответствующая валентным электронам, может оставаться незаполненной. В последнем случае кристалл ведёт себя как металл, в противном — как диэлектрик.

### § 3. КРИТИКА ЗОНАЛЬНЫХ ТЕОРИЙ БЛОХА-ПАЙЕРЛСА.

В то время как теория Пайерлса *a priori* отказывается от представления о связи электронов с отдельными атомами кристалла, трактуя электроны в первом приближении как свободные, теория Блоха, рассматривая их в первом приближении как связанные, подвергает их затем процессу «коллективизации», в результате которого они ведут себя практически таким же образом, как и свободные электроны теории Пайерлса.

Сущность обеих теорий заключается в том, что при сближении атомов — или, вернее, атомных ядер — друг с другом электроны, входившие в состав определённых атомов, переходят в общее пользование, становясь способными двигаться по всему кристаллу, независимо друг от друга.

Эту коллективизацию электронов не следует смешивать с эффектом квантового обмена, когда два или более электронов одновременно меняются своими местами или орбитами. Подобный «обмен», выражющийся математически в соответствующей симметризации волновых функций, должен осуществляться как для связанных, так и для свободных или коллективизированных электронов, сводясь, в последнем случае, к перестановке их между различными квантованными уровнями энергии, которые характеризуют движение каждого из них в периодическом поле всего кристалла.

Симметризация, или, вернее, антисимметризация волновых функций (при учёте спина электронов) автоматически обеспечивает соблюдение принципа Паули для всей совокупности электронов, движение которых описывается этими функциями. При отнесении электронов к отдельным атомам, принцип Паули применяется обычно лишь к тем электронам, которые принадлежат одному и тому же атому; принадлежность двух электронов к разным атомам или ядрам является при этом эквивалентной нахождению их в разных квантованных состояниях, хотя бы они двигались по квантованным орбитам одного и того же вида (но с разными центрами). При коллективизации электронов принцип Паули должен применяться ко всем им одновре-

менно, поскольку состояния их не могут отличаться принадлежностью к тому или иному ядру.

При точном решении вопроса о движении системы электронов с учётом фактического взаимодействия между ними, можно было бы, наряду с обычным методом волновых функций от координат электронов, воспользоваться методом волновых функций от их импульсов. При этом потенциальная энергия электронов как по отношению к положительным ядрам, так и по отношению друг к другу свелась бы к дифференциальным операторам от соответствующих импульсов (подобно тому как кинетическая энергия выражается дифференциальным оператором в случае обычного, координатного, представления). Теорию Пайерлса можно рассматривать как попытку подойти к решению задачи о движении электронов в кристаллической решётке именно с этой стороны, но попытку весьма грубую, не учитывающую должным образом взаимодействие между электронами и совершенно необоснованным образом заменяющую это взаимодействие, совместно с действием положительных ядер, периодическим полем с симметрией кристаллической решётки.

Теория Блоха, исходящая из представления о связанных электронах, т. е. представления о движении их в конфигурационном пространстве, переходит, путём незаконного принципа коллективизации, при составлении волновых функций индивидуальных электронов, к представлению об их движении в импульсном, или, вернее, квазимпульсном пространстве, используя вместо координат квазимпульсы электронов, соответствующие волновым векторам электронных волн (без учёта мелкой ряби, обусловленной кристаллической решёткой и обладающей периодичностью последней).

Обе теории представляют собой попытки с негодными средствами, предпринятые в правильном направлении, но без надлежащего учёта конкретных особенностей задачи, связанных с сильным взаимодействием электронов с ядрами и друг с другом.

Неудовлетворительность этих теорий выступает особенно отчётливо при попытке применения их ко всем электронам — как тем, которые в изолированных атомах занимают наружные положения, так и тем, которые, находясь в непосредственной близости к ядрам, образуют практически неотъемлемую собственность последних. Совершенно очевидно, что трактовка притяжения, испытываемого этими электронами со стороны соответствующих ядер, как слабого возмущения — как это делается в теории Пайерлса — не может привести к сколько-нибудь удовлетворительным результатам. Не лучше, однако, обстоит дело и в теории Блоха. Ошибочность её представления о том, что переход электрона со «своего» атома на «чужой» не сопровождается изменением энергии, достаточно грубоая в том случае, когда речь идёт о наружных электронах, становится совершенно недопустимой при коллективизации внутренних электронов. Так например,

при коллективизации электронов, образующих самую внутреннюю группу оболочки отдельных атомов ( $K$ -группу), волновая функция одного из этих электронов заменяется линейной комбинацией этой функций и аналогичных функций, соответствующих нахождению того же самого электрона в  $K$ -группе всех других атомов. Но, поскольку каждая из этих групп заполнена парой «своих» электронов, присоединение к последним постороннего — третьего — электрона является недопустимым не только с точки зрения энергетического баланса, как в случае наружных электронов, но и с точки зрения принципа Паули. Соблюдение этого принципа так же, как и принципа сохранения энергии, требует, чтобы при переходе данного электрона со своего атома на чужой один из электронов, принадлежавших второму атому, перешёл на освободившееся место первого атома, т. е. чтобы оба электрона обменялись местами. Однако такой «обмен мест» ничего общего с коллективизацией в настоящем смысле слова не имеет: он приводит лишь к «обезличиванию» электронов, совершенно не меняя характера их движения в отдельных атомах.

#### § 4. ВОЗБУЖДЁННЫЕ СОСТОЯНИЯ И ЧАСТИЧНАЯ КОЛЛЕКТИВИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ; ДИЭЛЕКТРИКИ, ПОЛУПРОВОДНИКИ, МЕТАЛЛЫ.

Эти недостатки теорий Пайерлса и Блоха могут быть устранены, если ограничить процесс коллективизации лишь незначительной частью всех наружных (валентных) электронов, связав его с переходом коллективизируемого электрона от «своего» положительного иона, с которым он составлял нейтральный атом, к «чужому» нейтральному атому, который он превращает в отрицательный ион.

Если расстояние между «пересаженным» электроном и оставленной им «положительной дыркой» достаточно велико и если общее число подобных электронов и дырок мало в сравнении с общим числом атомов, то каждый пересаженный электрон должен вести себя среди окружающих нейтральных атомов практически так же, как посторонний электрон, внесённый в кристалл извне. При этом он должен коллективизироваться этими нейтральными атомами — в том самом смысле, в каком это понятие мыслится в теории Блоха, где оно, однако, применяется незаконным образом, основанным на отождествлении возбуждённого состояния электрона, присоединившегося к чужому атому, с нормальным состоянием его в своём атоме.

Заметим, что аналогичным образом коллективизируются и положительные дырки: при замещении каждой дырки электроном, принадлежавшим ранее одному из окружающих её атомов, эта дырка переходит на место последнего, перемещаясь подобным «эстафетным»

образом по всему кристаллу; она ведёт себя, как коллективизированный электрон с положительным зарядом («позитрон»).

Эта картина частичной коллективизации, связанной с затратой энергии на переселение электронов с положительных ионов на нейтральные атомы, применяется обычно к кристаллам диэлектриков и электронных полупроводников. Находясь в подобном «возбуждённом» состоянии, кристалл приобретает способность проводить электрический ток путём перемещения коллективизированных электронов и дырок в противоположные стороны, тогда как в нормальном состоянии он обладает изолирующими свойствами, подобно газу. В случае настоящих диэлектриков энергия, необходимая для переселения электронов, а, следовательно, и для их коллективизации, имеет значение порядка нескольких вольт; она может быть получена за счёт энергии квантов видимого или ультрафиолетового света, тогда как нагревание до нескольких тысяч градусов является мало эффективным. В случае же электронных полупроводников, характеризующихся относительно малой величиной «энергии коллективизации» — порядка нескольких сотых вольт — значительная степень коллективизации может быть достигнута уже при комнатных температурах \*). Однако и в этом случае так же, как и в предыдущем, электропроводность кристалла должна стремиться к нулю при пониженных до абсолютного нуля температурах.

Приложимость вышеизложенной концепции к металлическим телам, электропроводность которых при понижении температуры не уменьшается, но, наоборот, увеличивается, представляется на первый взгляд совершенно исключённой. Однако Слейтер<sup>1</sup> (в Америке), а также Шубин и Вонсовский<sup>2</sup> (в СССР) пытались распространить её на этот случай, исходя из предположения, которое до сих пор не удалось ни доказать, ни опровергнуть, что затрата энергии на переселение электронов может компенсироваться благодаря расщеплению энергетических уровней коллективизированных электронов при достаточно большом опускании нижней границы образуемой ими зоны (в смысле теории Блоха или Пайерлса).

К аналогичному результату приводят рассмотрение влияния, оказываемого коллективизированными электронами и дырками друг на друга. А именно, нетрудно показать, что с увеличением числа — или вернее концентрации — коллективизированных атомов (дырок) энергия, необходимая для их дальнейшей коллективизации, уменьшается; в некоторых случаях она может при этом оказаться отрицательной. При таких условиях коллективизация электронов должна устанавливаться спонтанным образом и сохраняться при абсолютном нуле температуры на некотором определённом уровне. Соответствующие тела являются, очевидно, металлами.

\*) Напомним, что энергия теплового движения при комнатной температуре соответствует 0,03 вольта.

## § 5. ТИПИЧНЫЕ МЕТАЛЛЫ СО СПЛОШНОЙ КОЛЛЕКТИВИЗАЦИЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ.

Возможность объяснения металлического состояния в духе вышеизложенной концепции является бесспорной. Однако, остаётся открытый вопрос о том, оказывается ли при этом степень коллективизации достаточно малой для того, чтобы можно было считать каждый коллективизированный электрон или положительную дырку «затерянными» среди моря нейтральных атомов, например, щелочных металлов; этот вопрос решается, бесспорно, в отрицательном смысле. В этом случае мы имеем дело со сплошной коллективизацией в с е х валентных электронов, так что понятие о переселённых электронах и положительных дырках утрачивает смысл вместе с понятием о нейтральных атомах.

Подобный типичный металл следует представлять себе гораздо проще, а именно как совокупность положительных ионов, погружённых в газ или жидкость, образованную коллективизированными электронами.

Это представление, развитое мною ещё в 1925 г.<sup>3</sup>, не поддаётся, однако, адекватному математическому оформлению. Движение коллективизированных электронов описывалось мною вначале как комбинация вращения около одного из атомов по некоторой квантованной орбите с переходом от этого атома к одному из его соседей. Многократное повторение этого комбинированного движения обеспечивает перемещение каждого электрона по всему объёму металла. Движение электрона может быть при этом уподоблено движению точки на окружности катящегося колеса: вращению это: точки вокруг центра колеса соответствует вращение электрона вокруг центра атома, временным гостем которого он является, а движению центра колеса — перемещение электрона от одного атома к другому.

Основная трудность в этом представлении заключается в установлении такой корреляции в движении различных электронов, которая обеспечивала бы возможность каждому из них совершать описываемое движение без существенных помех со стороны других электронов. Строгое выполнение этого требования приводит к представлению о вполне согласованном движении всех электронов, или, по крайней мере, отдельных электронных цепочек, замкнутых или же тянувшихся через весь металл от одной точки поверхности до другой. Такое представление, повидимому, применимо к металлам, находящимся в сверхпроводящем состоянии \*); в обычном же состоянии, при котором

---

\*) Эта точка зрения на природу сверхпроводимости была развита мной в двух заметках, опубликованных в 1933 и в 1935 гг. В первой заметке <sup>4</sup> электростатическое взаимодействие между электронами проводимости было дополнено электромагнитным, которое, при наличии результирующего тока, способно стабилизировать их движение в случае достаточно низких температур <sup>6</sup>. Во второй заметке <sup>5</sup> было показано, что сверхпроводник следует трактовать как сверхдиэлектрик (или сверхдиамагнетик), т. е. как тело, электропроводимость которого равна нулю, так как магнитная проницаемость равна нулю, а диэлектрическая постоянная равна бесконечности.

они обладают конечным электрическим сопротивлением, согласованность в движении различных электронов должна иметь ограниченный характер, не исключающий временные и местные помехи, которые можно трактовать как результат их «столкновения» друг с другом из-за права «погостить» в одном и том же атоме.

Проблема корреляции электронов осталась неразрешённой и при дальнейшем развитии электронной теории металлов на основе волновой механики, т. е. при введении представления об «электронных волнах», распространяющихся в металле по всем направлениям. Это представление, введённое мной в 1927 г.<sup>7 \*)</sup>, позволило, однако, уточнить влияние тех «помех», которые испытывают электроны при своём движении в металлическом теле, вследствие неоднородности среды, образуемой этим телом,—неоднородности, обусловленной отчасти посторонними примесями, а, главным образом,—при не слишком низких температурах—флюктуациями плотности, связанными с тепловым движением. Так же как и при распространении световых волн в жидкой или твёрдой среде, эти флюктуации вызывают рассеяние электронных волн, т. е. ослабление в  $e^{\mu x}$  раз при прохождении пути  $x$ . При этом величина, обратная коэффициенту рассеяния  $\mu$ , может быть определена с корпускулярной точки зрения как средняя длина свободного пробега электронов в металлическом теле. Зная эту длину как функцию температуры, нетрудно вычислить электропроводность металла. При этом теория согласуется с опытными данными как в отношении температурной зависимости электропроводности, так и её абсолютной величины.

Дальнейшее развитие электронной теории металлов на основе волновой механики, предложенное в уже рассмотренных выше работах Блоха и Пайерлса, не привело к сколько-нибудь существенному улучшению её как с принципиальной стороны, так и в смысле согласия её результатов с данными опыта. Можно даже сказать, что в некоторых отношениях это согласие ухудшилось. А именно, теории Блоха и Пайерлса относятся, строго говоря, лишь к кристаллическим телам (точнее—к монокристаллам). Представления об электронных «зонах», характерные для этих теорий, отпадают при переходе от кристаллических тел к расплавленным, т. е. к жидким металлам. Между тем, в большинстве случаев, плавление металла сопровождается лишь сравнительно небольшим изменением его электрических свойств (а также плотности и энергии сил сцепления, см. ниже). А именно, электропроводность металла при плавлении обычно падает в несколько раз, увеличиваясь лишь в случае таких металлов, объём которых при этом уменьшается (например, сурьма и висмут). Характер температурной зависимости выше температуры плавления также несколько изменяется. Эти изменения не являются, однако, сущест-

<sup>\*)</sup> В этой работе мной также было введено, в зачаточном виде представление о зонах, разработанное позже более подробно Пайерлсом и Бриджменом.

венными. В частности, скачкообразное увеличение электропроводности при плавлении может быть объяснено увеличением сжимаемости металла (связанным с увеличением его удельного объёма) и вытекающим отсюда увеличением величины флюктуаций плотности.

Отсюда видно, что акцентирование периодичности электрического поля в твёрдых металлах и использование вытекающей отсюда зональной структуры энергетических уровней электронов, составляющее отличительную черту теорий Блоха и Пайерлса, отнюдь не может считаться достоинством этих теорий. Сопоставление свойств твёрдых и жидкких металлов показывает, что зональные эффекты, связанные с кристаллическим строением, имеют второстепенное значение и что для понимания наиболее существенных свойств металлов их можно вовсе игнорировать.

## § 6. ПРОСТЕЙШАЯ МОДЕЛЬ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ТЕЛ И ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ СИЛ СЦЕПЛЕНИЯ.

Одним из наиболее существенных свойств металлических тел является их межчастичное сцепление и связанные с ним механические и тепловые свойства. Ключом к пониманию этих свойств служит рассмотренное в предыдущем параграфе представление о коллективизации электронов в металлах.

В ранних работах Габера<sup>8</sup> и Томсона<sup>9</sup> (в 1916 — 1925 гг.), трактовавших металлический кристалл как гетерополярное соединение типа  $\text{NaCl}$ , в котором роль отрицательных ионов играют коллективизированные электроны (образующие решётку, подобную решётке положительных ионов), силы сцепления вычислялись по той же схеме, которая была впервые применена Борном для кристаллов солеобразных соединений. При этом силы притяжения сводились к электростатическим силам между положительными ионами и электронами, природа же сил отталкивания оставалась невыясненной. При таких условиях вычисление нормального расстояния между соседними атомами (т. е. плотности металла) оказывалось невозможным, а для вычисления его энергии или сжимаемости приходилось пользоваться эмпирическими константами. Недостатком теории Габера-Томсона являлась также необоснованность предположения о правильном расположении коллективизированных электронов в узлах кристаллической решётки. При неучёте иных сил, кроме электрических, такое расположение является неустойчивым и, следовательно, не может длительно сохраняться. Кроме того, представляется совершенно непонятным, каким образом оно может возникнуть в процессе образования твёрдого металла путём конденсации металлического пара.

В моей первой работе (1925 г.) была дана новая концепция коллективизированных электронов, которая частично устранила указанные недостатки. В этой концепции валентные электроны при конденсации металлического пара не переходят в какие-либо равно-

весные положения, но сохраняют своё квантованное вращательное движение, осложняя его лишь (более или менее согласованными) переходами от одних атомов к соседним. Именно в этом и заключается явление коллективизации. Применение клаузиевской теоремы вириала к кулоновским силам, действующим между электронами и положительными ионами, показывает, что коллективизация электронов должна сопровождаться увеличением их кинетической энергии на величину, равную энергии, выделяющейся при этой коллективизации, т. е. при переходе пара в жидкий или твёрдый металл.

Таким образом, в отличие от классической теории Друде, оказалось, что свободные электроны в металлических телах сохраняют при абсолютном нуле температуры кинетическую энергию, отличную от нуля и притом даже несколько большую, чем та, которой они обладают в изолированных атомах.

Отвлекаясь от вращательной составляющей движения коллективизированных электронов и рассматривая лишь их поступательное движение (от атома к атому), можно уподобить их, следуя Друде, идеальному газу, заключённому внутри непроницаемой оболочки, образованной поверхностью металла \*). При этом электроны, благодаря своему движению, оказывают на эту «оболочку» такое же давление, как и частицы обыкновенного газа, обладающие в среднем такой же самой кинетической энергией. Давление электронного газа и представляет собой те силы отталкивания, которыми уравновешиваются электрические силы притяжения между положительными ионами и сущими между ними коллективизированными электронами. Заметим, что эти силы несколько ослабляются, но отнюдь не компенсируются взаимным отталкиванием между одноимённо заряженными частицами ввиду того, что ближайшее расстояния между последними меньше, нежели ближайшее расстояние между частицами разноимёнными, т. е. положительными ионами, с одной стороны, и коллективизированными электронами — с другой.

Коллективизация электронов происходит спонтанным образом при достаточном сближении атомов металлического пара (на расстояния, сравнимые с размерами орбит наружных валентных электронов) по той причине, что она сопровождается уменьшением потенциальной энергии кулоновых сил, лишь наполовину компенсируемым увеличением кинетической энергии электронов (согласно теореме вириала). Уменьшение полной энергии совокупности металлических атомов при конденсации образуемого ими пара в жидкое или твёрдое тело представляет собой не что иное, как энергию связи между этими

---

\*.) Вблизи этой поверхности электроны испытывают силы, направленные внутрь, причём работа, которую нужно затратить для их преодоления, больше максимальной кинетической энергии электронов при абсолютном нуле температуры. Как было показано мной ещё в 1917 г., дополнительной потенциальной энергией электронов на поверхности жидкого металла определяется поверхностное натяжение последнего.

атомами, т. е. меру работы соответствующих сил сцепления (с учётом сил отталкивания инерциального происхождения, обусловленных движением электронов).

Мы видим, таким образом, что коллективизация электронов является одновременно следствием сближения атомов металлического пара и причиной этого сближения, вернее сохранения близости между ними при определённых устойчивых расстояниях, на которых электрические силы притяжения уравновешиваются инерциальными силами отталкивания.

Неметаллические тела отличаются, с этой точки зрения, от металлических тем, что связь между их атомами устанавливается либо без коллективизации электронов, за счёт взаимной поляризации атомов («дисперсионные» силы), либо путём парного обобществления электронов между соседними атомами (гомополярная связь), либо, наконец, в случае солеобразных соединений, путём перехода электронов от металлических атомов к металлоидальным. В первом случае связь между атомами оказывается слабой; во втором и третьем — столь же сильной, как и в случае металлов. При этом, однако, она имеет существенно другой характер, выражющийся в различии кристаллического строения металлических и неметаллических тел.

Для наиболее типичных металлов характерными являются компактно упакованные структуры, в которых каждый атом окружён двенадцатью соседями. Эти структуры реализуются в виде гранецентрированной кубической решётки или гексагональной решётки с вполне определённым отношением осей. Подобные структуры непосредственно вытекают из представления о твёрдом металле как совокупности положительных ионов, плавающих в отрицательной жидкости, образованной коллективизированными электронами. Прижимая их друг к другу, эта жидкость действует на них таким же образом, как внешнее давление на совокупность одинаковых дробинок, располагающихся при этом наиболее компактным образом, т. е. так, чтобы каждая дробинка соприкасалась с двенадцатью соседними дробинками.

Вопрос о том, почему ряд металлических тел и, в частности, щелочных металлов, кристаллизуется менее компактным образом — в виде объёмно-центрированной кубической решётки, в которой каждый атом окружён 8-ю соседями, остаётся до сих пор неразрешенным. В этом отношении различные усовершенствования, которые вносились в электронную теорию металлов на основе волновой механики, оказались совершенно бесполезными.

#### § 7. КИНЕТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ СИЛ ОТТАЛКИВАНИЯ В МЕТАЛЛАХ.

В предыдущем параграфе было указано, что в твёрдом металлическом теле при абсолютном нуле температуры и отсутствии внешнего давления электрические силы притяжения между ионами и

коллективизированными электронами уравновешиваются инерционными силами, обусловленными (поступательным) движением последних и сводящимися к давлению образуемого ими газа.

Для того, чтобы это равновесие имело устойчивый характер, силы отталкивания должны с увеличением расстояния  $R$  между соседними атомами уменьшаться быстрее, чем силы притяжения, так, чтобы при  $R < R_0$ , где  $R_0$  — равновесное расстояние, перевес имели силы отталкивания, а при  $R > R_0$  — силы притяжения.

Нетрудно показать, из самых общих соображений, что это условие оказывается выполненным.

При адиабатическом расширении обыкновенного газа, последний охлаждается (а при адиабатическом сжатии — нагревается). Это означает, что при этом средняя кинетическая энергия его частиц уменьшается (или возрастает). В случае одноатомного газа соотношение между кинетической энергией  $E$  и объёмом газа  $V$  (при адиабатических процессах) выражается известной формулой  $EV^{2/3} = \text{const}$ \*). Эта формула остаётся в силе и для электронного газа при абсолютном нуле температуры. В то время, однако, как в случае обыкновенного газа энергия является мерой абсолютной температуры, в случае электронного газа она представляет собой величину атермическую.

Так как объём металла пропорционален кубу расстояния между соседними атомами, то предыдущую формулу для кинетической энергии электронного газа можно переписать в виде  $E = A/R^2$ , где  $A$  — постоянная. Что касается потенциальной энергии электрических сил  $U$ , то, согласно закону Кулона, зависимость её от  $R$  определяется формулой  $U = -\frac{B}{R}$ . При этом коэффициент пропорциональности  $B$  имеет порядок  $e^2 N$ , где  $e$  — заряд электронов, а  $N$  — общее число их.

Производная энергии по объёму, взятая со знаком минус, представляет собой давление, обусловленное соответствующими силами. Полагая  $V = \gamma R^3$ , где  $\gamma$  — численный коэффициент порядка 1, получаем для кинетического давления электронного газа положительное значение  $\frac{2}{3} \frac{A}{\gamma R^5}$ , а для потенциального (электрического) давления — отрицательное значение  $-\frac{B}{3\gamma R^4}$ , характеризующее величину сил сцепления. Алгебраическая сумма их обращается в нуль при значении  $R$ , равном  $R_0 = \frac{2A}{B}$ , которое соответствует равновесному со-

\*.) Эта формула выводится следующим образом. Приравнивая внешнюю работу  $p dV$ , совершаемую газом при увеличении его объёма на  $dV$ , уменьшению  $-dE$  его кинетической энергии и выражая давление газа через его энергию и объём известной формулой кинетической теории газов  $pV = \frac{1}{3} Nmv^2 = \frac{2}{3} E$ , получаем:  $-dE = \frac{2}{3} \frac{E}{V} dV$ , т. е.  $d \lg E = \frac{2}{3} d \lg V$ , откуда следует  $EV^{2/3} = \text{const}$ .

стоянию. Устойчивость этого состояния вытекает из того обстоятельства, что положительное давление (отталкивание) изменяется с  $R$  быстрее, чем отрицательное давление (притяжение). К тому же результату приводит рассмотрение полной энергии металла  $W = E + U$ , которая при  $R = R_0$  достигает минимального значения, равного  $-\frac{B}{2R_0}$ , т. е.  $\frac{1}{2}U_0$ .

Отсюда, между прочим, следует, что в состоянии равновесия кинетическая энергия равна половине потенциальной, взятой с обратным знаком — в согласии с теоремой вириала.

Предыдущие соображения достаточны для понимания природы сил, связывающих атомы в металлическом теле и обеспечивающих устойчивое равновесие последнего; однако, они недостаточны для количественного определения этих сил, а равным образом и нормального объёма, характеризуемого равновесным значением междуатомного расстояния  $R_0$ . Для вычисления этого расстояния и связанных с ним величин — сжимаемости металла, его прочности энергии испарения и т. д., необходимо знать величину коэффициента  $A$  в формуле  $E = \frac{A}{R^3}$  для кинетической энергии электронов. Эта задача была впервые разрешена Ферми в 1927 г. путём применения принципа Паули к свободным (или коллективизированным) электронам в металлических телах. Результат, полученный Ферми, был применён мною в 1928 г.<sup>10</sup> для приближённого вычисления размеров, сжимаемости и других свойств металлов при обычных температурах, при которых тепловой энергией электронов можно пренебречь по сравнению с их атермической энергией, т. е. при температурах, практически неотличимых от нуля.

При таких условиях распределение Ферми сводится к парному замещению электронами нижних  $N/2$  энергетических уровней, соответствующих их свободному движению внутри металлического тела ( $N$  — общее число электронов). При этом максимальная скорость электронов  $v_{\max}$  соответствует минимальной де-броглевской длине волны  $\lambda_{\min}$ , приблизительно равной удвоенному значению расстояния между соседними электронами  $2\left(\frac{V}{N}\right)^{1/2}$ , или, точнее  $\left(\frac{8\pi}{3}\frac{V}{N}\right)^{1/2}$ . Полагая  $mv = \frac{\hbar}{\lambda}$ , где  $\hbar$  — постоянная Планка, получаем для максимального значения энергии электрона при  $T = 0$ ,  $e_{\max} = \frac{(mv_{\max})^3}{2m}$  выражение

$$e_{\max} = \frac{\hbar^3}{2m} \left( \frac{3}{8\pi} \frac{N}{V} \right)^{1/2}.$$

Среднее значение энергии одного электрона составляет  $3/5$  от предыдущего; таким образом, полная энергия всех свободных (или коллективизированных) электронов  $E$  может быть представлена в виде

$A/V^{1/3}$ , как это было сделано нами выше, причём постоянная  $A$  оказывается равной  $\frac{3}{10} \frac{\hbar^2}{m} \left( \frac{3N}{8\pi V} \right)^{1/3} N$ . Пользуясь этим значением и приближённым значением постоянной  $B$  в выражении для энергии кулоновых сил, указанным выше ( $B \cong e^2 N$ ), я вычислил в 1928 г. междудомные расстояния для ряда типичных металлов, а также коэффициенты их сжимаемости и величину их прочности (на разрыв), получив при этом удовлетворительное согласие с опытными данными как в отношении зависимостей, существующих между этими величинами, так и в отношении их абсолютных значений.

#### § 8. УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ СТАТИСТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ МЕТАЛЛОВ (ГОМБАС И ДР.)

В последующие годы появилось большое количество работ, имевших целью более точное вычисление энергии металлических тел и связанных с ней величин.

Часть этих работ (напр., работы Гомбаса<sup>11)</sup>) представляет собой, по существу, лишь попытку уточнения электронной теории, изложеной в двух предыдущих параграфах, не связанную с какими бы то ни было новыми соображениями и представлениями. Так, например, в своей первоначальной теории (1925 и 1928 гг.) я предполагал, для простоты, что «отрицательная жидкость», образованная свободными электронами, распределяется по всему объёму металла равномерно, т. е. с постоянной плотностью, за исключением, быть может, той части этого объёма, которая заключается внутри положительных ионов (последнее предположение приводит к добавочным силам отталкивания, энергия которых обратно пропорциональна кубу расстояния). К таким же выводам десять лет спустя пришёл и Гомбас, применяя к задаче о пространственном распределении свободных электронов статистическое уравнение Ферми, с учётом «обменного эффекта» (который сводится практически к исключению из объёмного отрицательного заряда, действующего на данный электрон, той части этого заряда, которая обусловливается этим же самым электроном). При вычислении электрической энергии металла Гомбас определил не только порядок величины коэффициента  $B (\cong e^2 N)$ , но его точное значение, отожествив потенциальную энергию одного из положительных ионов по отношению ко всем окружающим зарядам с потенциальной энергией его по отношению к шару отрицательного заряда равной величины, в центре которого этот ион находится (поскольку действие, испытываемое им со стороны остальных ионов, компенсируется действием соответствующих им отрицательных шаров) \*).

В одной из своих статей Гомбас пытался применить статистический метод Ферми не только к валентным электронам, но и к

\*.) В моей первой работе (1925 г.) тот же самый результат был получен более сложным путём.

внутренним, определив энергию образования кристаллической решётки металла как разность между энергией последнего и суммой энергий образующих его атомов, взятых в отдельности. При этом оказалось, что плотность электронной жидкости внутри ионов (т. е. на малых расстояниях от атомных ядер) практически не меняется при конденсации металлического пара, т. е., следовательно, что соответствующие «внутренние» электроны практически не затрагиваются процессом коллективизации «наружных» (валентных) электронов, которые распределяются почти равномерно в промежутках между положительными ионами, образуя как бы дисперсную среду, в которой эти ионы взвешены, подобно коллоидным частицам дисперской фазы.

Несколько раньше Гомбаса аналогичный метод был применён Иенсеном<sup>12</sup> для вычисления энергии образования гетерополярных (ионных) кристаллов типа NaCl; при этом Иенсен предполагал, что распределение отрицательного заряда в кристаллической решётке может быть представлено как сумма зарядов, образованных электронными оболочками ионов обоих знаков, при сохранении сферической симметрии этих оболочек (по отношению к соответствующим атомным ядрам), но изменении плотности электронов в радиальном направлении в зависимости от постоянной решётки. Исходя из условия максимума полной (т. е. потенциальной и кинетической) энергии, Иенсен определил для ряда гетерополярных кристаллов нормальные размеры и энергию образования в удовлетворительном согласии с опытными данными.

### § 9. ПРИМЕНЕНИЕ ЗОНАЛЬНОЙ ТЕОРИИ К СИЛАМ СЦЕПЛЕНИЯ В МЕТАЛЛАХ И СПЛАВАХ (ДЖОНС).

Преимущество статистического метода по сравнению с более строгими методами волновой механики заключается, главным образом, в его простоте, которая в ряде случаев позволяет достигнуть с его помощью результатов, не уступающих в точности тем, которые могут быть получены исходя из более точной квантово-механической формулировки соответствующей задачи, при необходимости ограничиваться грубо приближённым её решением, игнорирующим эффекты корреляции при движении различных электронов (в статистической теории эти эффекты отпадают)\*). Однако, некоторые характерные волновые эффекты, обнаруживающиеся в движении отдельных электронов, не могут быть учтены при описании этого движения статистическим методом (который основан на использовании классической механики в связи со статистикой Ферми).

Естественно поэтому, что вопрос о силах сцепления в твёрдых металлах решался рядом авторов с помощью тех же методов квантовой

---

\*.) Поскольку, учитывая взаимодействие электронов друг с другом, мы при этом вовсе не рассматриваем движение каждого из них в отдельности,

механики, которые оказываются необходимыми для понимания и вычисления электропроводности металлических тел, а также других более «тонких» свойств их — электрических, магнитных, гальваниомагнитных, оптических и т. д. При этом, однако, неизбежно возникают в той или иной форме все те трудности, о которых мы говорили выше в связи с зональными теориями Блоха и Пайерлса, и, прежде всего, трудность правильного учёта взаимодействия между электронами и корреляции в их движении.

Применением этих теорий (или, вернее, теории Пайерлса) к проблеме строения металлических тел — в особенности интерметаллических сплавов — и сил сцепления, обусловливающих это строение, занимался, главным образом, Джонс<sup>13</sup>. Исходным принципом его теории являлось при этом согласование числа валентных (коллективизированных) электронов с объёмом первой бриллюэновской зоны (отделённой от следующей достаточно большим скачком энергии), в которой эти электроны должны быть размещены в соответствии с принципом Паули и требованием минимума энергии. Именно последнее требование и приводит к необходимости размещения электронов внутри первой зоны, так как проникновение их во вторую связано со скачкообразным увеличением энергии.

Изложенные принципы позволили Джонсу дать теоретическую интерпретацию известного правила Юма-Розери, связывающего кристаллическую структуру сплавов различного типа с числом электронов, приходящихся на элементарную ячейку кристаллической решётки. Однако, распространение теории Джонса на разбавленные твёрдые растворы разновалентных металлов натолкнулось на непреодолимую трудность не математического, а принципиального характера. Представим себе, например, что в решётку одновалентного металла, скажем серебра, вкраплены двувалентные атомы цинка (по принципу замещения). Согласно основным принципам зональной теории Пайерлса, оба валентных электрона каждого атома Zn, так же как и валентные электроны атомов Ag, должны поступить в «общий котёл» сплава, т. е. подвергнуться коллективизации. Так как, однако, ион цинка должен при этом обладать удвоенным положительным зарядом по сравнению с ионом меди, то такая коллективизация оказывается невозможной (согласно Мотту избыточный заряд иона примеси должен частично экранироваться близлежащим электроном, который таким образом остаётся фактически в связанным состоянии).

К вопросу о теории и строении сплавов мы ещё вернемся ниже. Здесь необходимо отметить то обстоятельство, что в применении к чистым металлам теория Джонса позволила — и то не без некоторой натяжки \*) — объяснить строение такого промежуточного элемента, как висмут, между тем как строение типичных металлических эле-

\*) Связанной с заменой первой бриллюэновской зоны зоной более высокого порядка, характеризуемой большей величиной скачка энергии на её границе.

ментов и, в частности, щелочных металлов с их объёмно-центрированными кубическими решётками (вместо ожидаемых на основании элементарной теории решёток «компактно-упакованного» типа), не получило никакого объяснения.

### § 10. ТЕОРИЯ ЯЧЕЕК ВИГНЕРА-ЗЕЙЦА.

Более серьёзный интерес, нежели теория Джонса, представляет теория Вигнера и Зейца<sup>14</sup>. Эта теория, строго говоря, вовсе отказывается от представления о коллективизации электронов и заменяет его представлением о том, что каждый атом в кристаллической решётке металла имеет нормальный комплект валентных электронов. Разница между подобным «решётчатым» атомом и изолированным атомом (в металлической паре) заключается в том, что в последнем случае валентные электроны могут находиться на сколь угодно большом расстоянии от ядра, тогда как в первом они должны оставаться внутри некоторой многогранной ячейки, отделяющей «сферу влияния» этого ядра от таких же сфер влияния соседних ядер. Заменяя многогранник равновеликим шаром, Вигнер и Зейц вводят в качестве граничного условия для валентного электрона, «приписанного» к соответствующему атому, обращение в нуль производной волновой функции электрона в радиальном направлении на поверхности шара (вместо обычного условия  $\psi = 0$  при  $r = \infty$ ). Этим условием они пытаются выразить то обстоятельство, что электрон, «приписанный» к данному атому, т. е. находящийся в его сфере влияния, в действительности может перейти в сферу влияния соседнего атома, заменив тот электрон, который находился там ранее. Если считать, что подобная «подстановка» или, вернее, «перестановка» обоих электронов не имеет принципиального значения (ввиду неразличимости электронов), и если, соответственно этому, рассматривать волновые функции  $\psi_i$  электронов, приписанных к различным атомам  $i$ , как значения волновой функции  $\psi$  одного (любого) из них в соответствующих областях (ячейках), то граничное условие Вигнера-Зейца обеспечивает непрерывность функции  $\psi$  во всём объёме кристалла, а самая функция  $\psi$  описывает движение электрона так, как если бы он мог перемещаться по всему этому объёму, т. е. находился бы в коллективизированном состоянии. Фактически, однако, как мы только что видели, подобное перемещение возможно лишь при надлежащей корреляции в движении различных электронов, обеспечивающей сохранение в каждой ячейке неизменного (нормального) числа электронов.

В теории Вигнера-Зейца эта корреляция учитывается весьма неполным образом, а именно чисто статистически — путём описания всей совокупности валентных электронов с помощью волновой функции  $\Psi$ , составленной из произведений «локальных» волновых функций  $\psi_i$ , для отдельных электронов, симметризованных в соот-

вествии с требованиями статистики Ферми-Паули-Дирака. При этом взаимное отталкивание электронов учитывается лишь косвенным образом, при определении локальных функций  $\Psi_i$ , которое осуществляется в предположении, что сила, испытываемая каждым электроном, со стороны остальных компенсируется действием соответствующих положительных ионов так, что результирующее поле, действующее на данный электрон, сводится к полю ядра, к которому он считается приписанным (т. е. так же, как в случае изолированного атома).

Такая модель металлического тела — по существу ничем не отличающаяся от модели какого-либо металлоидального (например инертного) элемента в твёрдом состоянии несовместима с существованием обычной электрической проводимости, связанной с более или менее несогласованными переходами отдельных электронов из одной ячейки в другую и, следовательно, аномальным увеличением числа электронов в одних ячейках за счёт других, т. е. образованием отрицательных ионов и положительных дырок (ср. § 4)\*).

Впрочем, если число подобных полярных (т. е. отрицательно или положительно заряженных) ячеек мало в сравнении с их общим числом, то на величине сил сцепления и строении металла это обстоятельство не может отразиться сколько-нибудь существенным образом, так что относящиеся сюда выводы теории Вигнера-Зейца остаются в силе при неучёте этого обстоятельства.

Выводы эти для одновалентных металлов — лития и натрия, — если исходить из того строения, которым они обладают в действительности, — находятся в хорошем согласии с опытом как в отношении величины удельного объёма (т. е. междуатомного расстояния  $R_0$ ), так и в отношении энергии конденсации. Однако, вопрос о том, почему они имеют именно такую структуру, а не какую-либо иную, остаётся невыясненным; для этого нужно было бы провести аналогичные вычисления, исходя из других возможных типов решётки, и показать, что для них всех энергия рассматриваемых металлов оказалась бы больше, чем в случае объёмно-центрированной кубической решётки, наблюдаемой на опыте. Ввиду их сложности подобные вычисления не были, однако, произведены кем-либо до сих пор.

Естественно, возникает вопрос: оправдывают ли результаты такого рода вычислений труд, который нужно затратить на их выполнение.

По моему мнению, на этот вопрос следует ответить отрицательно. Точность результатов возрастает в несравненно меньшей степени, нежели сложность и утомительность вычислений, и является, к тому же, принципиально ограниченной неизбежной неточностью исходных приближений (связанных, например, со сведением многоэлектронной задачи к одноэлектронным). Увеличение точности вычислений имеет

---

\* ) Она не исключает, однако, возможности существования «сверхпроводимости», связанной с согласованным «цепочным» перемещением электронов.

смысл лишь в том случае, если оно позволяет объяснить такие принципиально важные стороны рассматриваемого явления, которые не поддаются объяснению при менее точных расчётах. При этом, конечно, многое зависит от того, какие вопросы считать принципиально важными и какие несущественными.

Как уже было отмечено в § 3, плавление металлических тел сопровождается сравнительно небольшим увеличением объёма (около 10%, что соответствует увеличению междугомонных расстояний всего лишь на 3%) и незначительным увеличением внутренней энергии (скрытая теплота плавления металлов составляет несколько процентов от скрытой теплоты испарения). Если, следовательно, при вычислении энергии, плотности и других связанных с ними свойств металлических тел довольствоваться точностью порядка нескольких процентов, то нет надобности учитывать различие между твёрдым и жидким состоянием этих тел. Статистическая теория, даже в той наиболее грубой форме, в которой она была впервые развита мною, даёт, при таких условиях, вполне достаточное приближение к действительности.

### § 11. ИНТЕРМЕТАЛЛИЧЕСКИЕ СПЛАВЫ.

В § 9, при рассмотрении теории Джонса, мы уже вкратце коснулись вопроса об интерметаллических сплавах. Вопрос этот, несмотря на его капитальное значение для металлофизики, находится в настоящее время в очень слабо разработанном состоянии. В случае сплавов стехиометрического состава ( $A_mB_n$ , где  $m$  и  $n$  — небольшие целые числа), представляющих собой химические соединения между соответствующими металлическими элементами, мы имеем пока лишь теорию Джонса и ещё неопубликованную работу Смирнова\*), который так же, как и Джонс, исходит из зональной теории Пайерлса (в приближении почти свободных электронов) и Блоха (в приближении сильно связанных электронов). В отличие, однако, от Джонса, Смирнов, развивая идею, высказанную мной ещё в 1937 г. и эскизно оформленную до него Рудницким<sup>15</sup>, а также, независимо от него, японским физиком Муто<sup>16</sup>, обобщил теорию зон Бриллюэна на случай бинарного сплава типа  $A_mB_n$  (или близкого к нему), введя, наряду с основными зонами, которые соответствуют наиболее интенсивным отражениям рентгеновых лучей, дополнительные зоны, соответствующие (в случае вполне упорядоченного сплава) «сверхструктурным» рентгеновским линиям. На этой основе оказывается возможным не только определить тип кристаллической структуры сплава (этой задачей, рассматривавшейся Джонсом, Смирнов и Муто, впрочем, не занимались), но также вычислить — с ограниченной степенью точности, допускаемой зональным методом, — энергию

\* Докторская диссертация, Ленинград, 1946 г.

образования сплава, постоянную решётки, а также электропроводность и различные другие электрические и гальваниомагнитные коэффициенты.

Главный интерес этих работ заключается, однако, не в подобных вычислениях, приводящих к численным результатам весьма сомнительной ценности, а в выяснении влияния, оказываемого на различные свойства сплава уменьшением степени порядка в расположении образующих его атомов обоего сорта по соответствующим (и несоответствующим) узлам кристаллической решётки (в предложении, что последняя остаётся неизменной). Влияние такого «разупорядочивания» на электрическое сопротивление сплава рассматривалось отчасти и ранее (например, Нордгеймом), а именно в той части, в которой это разупорядочивание вызывает дополнительное рассеяние электронов, сообщая сплаву свойства мутной среды по отношению к электронным волнам — помимо той «мутности», которая обусловливается тепловыми флюктуациями плотности (см. § 5)\*).

Наряду, однако, с этим непосредственным влиянием разупорядочения, оно оказывает на электрическое сопротивление и, в особенности, на гальваниомагнитные свойства (эффект Холла, добавочное сопротивление в магнитном поле) косвенное влияние, зависящее от постоянного ослабления границ между дополнительными бриллюэновскими зонами, соответствующего ослаблению сверхструктурных рентгеновских линий на рентгенограммах сплава. Этим косвенным влиянием разупорядочения оказывается возможным объяснить, по крайней мере качественно, аномальное изменение эффекта Холла с уменьшением степени порядка (например, при повышении температуры сплава, в особенности вблизи температуры Кюри)\*\*).

Другим весьма интересным моментом работы Смирнова является указание на возможность стехиометрических интерметаллических соединений, которые, при полном упорядочении атомов обеих компонент, являлись бы диэлектриками и электропроводность которых должна резко возрастать по мере их разупорядочения или же при отклонении состава от стехиометрического. Этот результат был получен Смирновым для сплавов с объёмно-центрированной кубической решёткой, в предположении одинаковой валентности обоих металлических элементов и малого различия между их ионизационными потенциалами.

Этот парадоксальный вывод подтверждается рядом недавно обнаруженных экспериментальных фактов, на которые указал

\* ) Дополнительная «мутность», зависящая от неправильного распределения примесей, обуславливает в случае слабых растворов дополнительное сопротивление, определяемое правилом Матиссено и теоретически объяснённое мной ещё в 1928 г.

\*\*) В опытах А. П. Комара влияние степени порядка на гальваниомагнитные свойства исследовалось при постоянной температуре путём сравнения сплавов, закалённых быстрым охлаждением от различных исходных температур.

А. Ф. Иоффе \*). Факты эти относятся, однако, не к таким сплавам, для которых их следовало бы ожидать согласно теории Смирнова, а к сплавам между некоторыми типичными металлами и элементами со слабо выраженным металлическим характером (например, свинец и сера, таллий и сера, цинк и сурьма).

Я думаю, что отсутствие проводимости, вернее, весьма малое значение её — в сплавах этого рода объясняется вовсе не теми соображениями зональной теории, из которых исходил Смирнов (и которые связаны с расположением поверхности максимальной кинетической энергии, по Ферми, относительно границы первой дополнительной бриллюэновской зоны), а гораздо более простыми и наглядными соображениями, связанными с относительным характером металлических и металлоидальных свойств при взаимодействии разных атомов друг с другом в молекулах или кристаллах.

Можно показать, что при неодинаковости обеих компонент сплава  $AB$ , плотность электронной жидкости вблизи атомов одного сорта должна быть несколько больше, чем вблизи атомов другого сорта, подобно тому, как это имеет место в более резко выраженной форме, в случае солеобразных соединений, вроде  $\text{NaCl}$ , в которых атомы металлоида экспроприируют валентные электроны у атомов металла. В случае интерметаллических сплавов металлов разные атомы ведут себя таким образом, как если бы одни из них имели избыточный отрицательный, а другие — положительный заряд, — т. е., другими словами, так, как если бы одни из них вместе с окружающей их электронной жидкостью представляли собой отрицательные ионы, а другие — положительные ионы. Заряд этих «ионов» в случае сплавов между металлическими элементами с одинаковой валентностью, может составлять небольшую долю элементарного заряда, т. е. заряда электрона или протона \*\*).

При таких условиях представляется вполне естественной возможность того обстоятельства, что вполне упорядоченный стехиометрический сплав двух металлов может обладать такими же электрическими и механическими свойствами, как ионный диэлектрик. Условия реализации этой возможности остаются, однако, неясными ввиду отсутствия в настоящее время удовлетворительной количественной теории явления коллективизации электронов в твёрдых телах, которая бы надлежащим образом учитывала взаимодействие электронов друг с другом и корреляцию в их движении.

Неудовлетворительность в этом отношении современной электронной теории металлических тел и, в частности, различных вариантов зональной теории уже неоднократно отмечалась нами выше и не может быть устранена уточнением и усложнением этой теории в рам-

\* ) В докладе на сессии Отделения физ.-мат. наук АН СССР в Ленинграде, в декабре 1945 г.

\*\*) Согласно вычислениям Ю. П. Булашевича, канд. диссертация, Ленинград, 1939 г.

ках её основных исходных предположений, связанных со сведением многоэлектронной задачи к одноэлектронным. Это обстоятельство иллюстрируется неспособностью современной теории объяснить явление сверхпроводимости \*), а также дать количественные критерии для решения основного вопроса о принадлежности какого-либо элемента (не говоря уже о химических соединениях) к классу проводников или диэлектриков. Так например, вопрос о том, почему алмаз представляет собой диэлектрик, а не проводник, в то время как гомологичные ему элементы: кремний, германий и, в особенности, олово и свинец имеют более или менее резко выраженные металлические свойства, остаётся в настоящее время открытым. Несомненно лишь то обстоятельство, что в случае диэлектрических элементов, например, того же алмаза, связь между атомами имеет не металлический, а гомополярный характер, т. е. обусловливается не полной коллективизацией всех наружных электронов, а попарным обобществлением их между соседними атомами, приводящим к образованию направленных «химических» связей. Несомненно также, что этот характер она сохраняет, в большей или меньшей степени, и в случае элементов с явно выраженным металлическим характером, так что «металлическая связь» представляет собой не особый вид междуатомной связи, существенно отличный от ковалентной, но лишь некоторую модификацию последней, связанную со способностью отдельных электронов переходить от одних атомов (или вернее пар атомов, которые они связывают друг с другом) к другим атомам (или парам атомов) более или менее независимо от остальных электронов. Факторы, обусловливающие разрывление ковалентной связи, соответствующие её «металлизации», в настоящее время ещё не выяснены. Ясно, однако, что важнейшим из них является величина связи валентных электронов в изолированных атомах рассматриваемого элемента: чем слабее эта связь (измеряемая величиной энергии ионизации), тем больше степень металлизации при соединении атомов в твёрдый или жидкий агрегат \*\*).

В предельном случае наиболее типичных металлов — например, щёлочных — ковалентная связь модифицируется в наибольшей степени, утрачивая свой обычный характер и сводясь к типичной «металлической связи», которая осуществляется притяжением отрицательной жидкости, образованной коллективизированными электронами, к плавающим в ней положительным ионам.

\*) Во всяком случае количественным образом.

\*\*) Много лет тому назад Герцфельд высказал мысль, что металлические элементы могут быть охарактеризованы аномально большой поляризуемостью своих атомов, приводящей, согласно формуле Лорентца  $(\epsilon - 1)(\epsilon + 2) = \frac{3}{4\pi} \alpha N$  к бесконечно большому (или отрицательному) значению диэлектрической постоянной в твёрдом состоянии. Эта точка зрения находится в полном соответствии с нашей, поскольку поляризуемость атома *а* тем больше, чем слабее связь его валентных электронов.

Тот факт, что последние располагаются при этом не компактным образом, а в виде объёмно-центрированной кубической решётки, свидетельствует, однако, о том, что даже и в этом предельном случае дело обстоит не так просто. По мнению А. Ф. Иоффе, эта характерная структура щелочных элементов объясняется тем, что спины электронов у соседних атомов имеют тенденцию ориентироваться противоположным образом — что было бы невозможно в том случае, если бы каждый из них был окружён двенадцатью соседями. Что же касается указанной тенденции, характеризующей антиферромагнитные вещества, то она может быть объяснена так же, как и тенденция к одинаковой ориентации спинов у ферромагнитных веществ, исходя из рассмотрения величины или, вернее, знака «обменной энергии», соответствующей перестановке обоих электронов, связывающих два соседних атома в кристаллической решётке.

Эта точка зрения вполне соответствует представлению о химическом или ковалентном характере межатомной связи даже в случае наиболее типичных металлических тел<sup>\*)</sup>.

Противопоставление гомеополярной и металлической связей в случае элементарных веществ столь же неправильно, как и весьма распространённое в настоящее время противопоставление гомеополярной и гетерополярной связей в случае химических соединений. Представление о том, что в молекуле или кристалле типа NaCl атомы металла полностью отдают свой валентный электрон атому металлоида, образуя соединение чисто ионного характера, является неточным. В действительности, как указал Коссель в 1916 г., валентные электроны обоих атомов обобществляются ими, причём, однако, центр тяжести системы обобществлённых электронов смещается в сторону «более сильного» партнёра, каковым является металлоидный атом. В случае одинаковости обоих партнёров (например в молекуле H<sub>2</sub> или O<sub>2</sub>) обобществлённые электроны распределяются симметричным образом в соответствии с обычным представлением о чисто гомеополярном характере ковалентной химической связи. При неодинаковости обоих атомов эта связь «поляризуется», приобретая более или менее выраженный ионный характер, но оставаясь по существу ковалентной, т. е. обусловленной обобществлением валентных электронов у соседних атомов, так же как и обычная гомеополярная связь. Таким образом, полярность представляет собой некоторое свойство ковалентной связи, исчезающее в предельном случае одинаковых атомов и отнюдь не могущее служить основанием для противопоставления гомеополярной связи гетерополярной, которую следует рас-

<sup>\*)</sup> Аналогичные соображения были высказаны мной на докладе о теории антиферромагнетизма в г. Киеве в 1936 г. По всей вероятности, однако, они не имеют непосредственного отношения к вопросу о кристаллической структуре щелочных металлов. В самом деле, железо, являющееся прототипом ферромагнитного вещества, обладает той же самой структурой объёмно-центрированной кубической решётки.

сматривать как ковалентную связь с резко выраженным полярным характером.

В таком же самом смысле «металлическую связь» следует рассматривать как ковалентную связь с резко выраженным металлическим характером, обусловленным способностью создающих её электронов переходить более или менее независимо друг от друга от одной пары атомов к другой (уменьшая её наполовину в первом случае и, настолько же увеличивая — во втором).

В интерметаллических сплавах ковалентная связь осложняется не только этой металлизацией, но и поляризацией, т. е. связью гетерополярного типа, причём, как мы видели выше, эта поляризация может осуществляться за счёт металлизации, приводя к образованию интерметаллических сплавов стехиометрического состава, обладающих резко выраженными диэлектрическими свойствами.

Эти осложнения обнаруживаются не только в электрических, но также в магнитных и механических свойствах металлических элементов и сплавов. Однако, удовлетворительного объяснения всех этих осложнений теория металлов не сможет дать до тех пор, пока она будет базироваться на методе самосогласованного поля, т. е. на сведении многоэлектронной задачи к совокупности одноэлектронных.

## § 12. ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

Чем сложнее рассматриваемая система, тем, по необходимости, упрощённее должно быть её теоретическое описание. Невозможно требовать от теоретического описания сложного атома — а тем более молекулы или кристалла — результатов столь же высокой точности, как от теории простейшего водородного атома. Впрочем, подобное требование является не только невыполнимым, но, по существу, и «никчёмным». Физическая теория может ставить себе двоякого рода задачи: принципиальные и практические. Принципиальные задачи сводятся к объяснению и предвидению физических явлений, а практические — к расчёту тех величин, которыми эти явления характеризуются, с целью более удобного их технического использования.

Точное вычисление констант, характеризующих простейшие физические системы, имеет существенное значение в качестве испытания правильности основных принципов теории. После того как, однако, она блестяще выдержала это испытание, нет никакого смысла подвергать её новым испытаниям в применении к более сложным системам. Подобного испытания не может выдержать самая идеальная теория из-за практически непреодолимых математических трудностей, на которые она неизбежно наталкивается в применении к сложным системам. В этом случае от теории требуется лишь правильное истолкование общего характера величин и закономерностей, относящихся к подобной системе. Физик-теоретик в этом отношении подобен художнику-карикатуристу, который должен воспроизвести

оригинал не во всех его деталях — подобно фотографическому аппарату, — но упростить и схематизировать его таким образом, чтобы выявить и подчеркнуть его наиболее характерные черты. Фотографической точности можно — и следует — требовать лишь от теоретического описания простейших систем. Хорошая теория сложных систем должна представлять собой лишь хорошую карикатуру на эти системы, утрирующую те свойства их, которые являются наиболее типичными и умышленно игнорирующую все остальные несущественные свойства.

Подходя к оценке современной электронной теории металлов с этой точки зрения, мы видим, что в отношении ряда свойств металлических тел теория, данная мной ещё в 1925 — 1929 гг., является в достаточной мере удовлетворительной, и что дальнейшая математическая разработка её на основе квантовой механики и статистики не может привести к существенному её улучшению. Хорошая карикатура на какого-либо человека не может существенно улучшиться от более аккуратного и точного изображения нехарактерных деталей его лица и фигуры.

Зональная теория Блоха-Пайерлса, статистическая теория Гомбаса-Иенсена, «ячеистая» теория Вигнера-Зейца позволяют добиться несколько более точных результатов, несколько более полного сходства карикатуры или «модели» с оригиналом, однако лишь в весьма ограниченной степени и притом ценой совершенно неадекватной затраты труда, а главное, явного игнорирования других черт оригинала, связанных с коллективизацией электронов, типом структуры, характером связи, механическими свойствами и т. д., по отношению к которым эти сложные теории оказываются столь же беспомощными, как и элементарная теория.

Последняя нуждается, таким образом, в дальнейшей разработке в совершенно другом направлении, оставшемся до сих пор без должного внимания и связанном с более точным учётом взаимодействия электронов и корреляции в их движении. При этом задача теории должна заключаться не в более точном вычислении различных величин, характеризующих металлические тела, но в более правильном понимании отличительных свойств этих тел по сравнению с телами неметаллическими. Иными словами, теорию следует развивать далее не столько в количественном, сколько в качественном направлении. Гораздо существеннее понять сущность связи между электропроводностью металлов и их пластичностью (природа которой остаётся до сих пор совершенно неясной), чем вычислить точнее, чем это было сделано до сих пор, величину электропроводности или энергию сил сцепления.

Гораздо интереснее и важнее объяснить различие между алмазом и свинцом в отношении их электрических свойств или различие между обычным металлическим состоянием и сверхпроводящим состоянием, чем пытаться уточнить расчёт гальваниомагнитных или термоэлектрических коэффициентов различных металлических тел.

Так обстоит дело при подходе к современной теории металлов с принципиальной точки зрения \*). Что касается практического подхода к этой теории, то здесь дальнейший путь её развития может быть иллюстрирован сопоставлением с новейшим развитием гидродинамики и теории теплопередачи в применении к сложным проблемам современной техники. В обоих случаях развитие теории пошло по пути создания полуэмпирических методов расчёта, не игнорирующих эксперимент, но вплетающих его результаты в теоретическое исследование с использованием различных теоретических «критериев» или безразмерных чисел Рейнольдса, Прандтля, Нуссельта и т. д.— соотношения между которыми устанавливаются экспериментально. По этому пути пошло новейшее развитие теории внутреннего строения звёзд. Я думаю, что по этому же пути должно пойти и развитие теории металлов, как практического орудия для металловедения и металлургии.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА.

1. J. C. Slater, Phys. Rev., **36**, 57 (1930).
2. С. П. Шубин и С. В. Вонсовский, Pros. Roy. Soc., **145**, 159 (1934).
3. Я. И. Френкель, ЖРФХО, ч. физической, 1924; см. также: Zs. f. Phys. **26**, 117 (1924).
4. J. Frenkel, Phys. Rev., **43**, 907 (1933).
5. J. Frenkel, Nature, **133**, 730, (1934).
6. W. Band, Phys. Rev., **69**, 41 (1946).
7. J. Frenkel, Congress International de Physique à Como (1927); см. также: Zs. f. Phys., **47**, 819 (1928) Frenkel и Miroubow., Zs. f. Phys., **48**, 835 (1928).
8. F. Haber, Ber. Berl. Akad. (1919) S. 506 и 909.
9. J. J. Thomson, Phil. Mag., **43**, 736 и **44**, 657 (1922).
10. J. Frenkel, Zs. f. Phys., **49**, 31 (1928); см. также Волновая механика, ч. I, стр. 304.
11. P. Gom̄bas, Zs. f. Phys., **93**, 378 (1935); **94**, 473 (1935); **99**, 749 (1936); **100**, 599 (1935); **104**, 81, 543 (1937).
12. H. Jensen, Zs. f. Phys., **77**, 722 (1932).
13. H. Jones, Pros. Roy. Soc., **144**, 225 (1934), **147**, 396 (1934); см. также Mott. a. Jones: Theory of Metals and Alloys (1936).
14. E. Wigner и F. Seitz, Phys. Rev., **43**, 804 (1933).
15. Б. Рудницкий, ЖЭТФ (1940).
16. T. Mito, Sc. Pap. Inst. Phys. Chem. Res., Tokyo, **34**, 377 (1938).

---

\*) Совершенно аналогичную ситуацию мы имеем в современной квантовой химии даже относительно простых молекул. Применяемые в ней методы расчёта энергии связи, межатомных расстояний и т. д. имеют грубо приближённый характер, достаточный, однако, для принципиального выяснения соответствующих явлений и закономерностей.

## ОБЗОР РАБОТ ПО РЕЗОНАНСНЫМ ЗВУКОПОГЛОТИТЕЛЯМ.

*С. Н. Ржевкин.*

### § 1. СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ВОПРОСА О ЗВУКОПОГЛОТИТЕЛЯХ.

Основы архитектурной акустики заложены работами американского физика-акустика Уолласа Сэбина, сделанными в начале нашего века<sup>1</sup>. Работы эти показали, что для получения хороших акустических условий в помещении необходимо применять специальные материалы — звукопоглощающие материалы. В последующие годы в ряде стран, особенно в Америке, было разработано большое количество новых типов пористых звукопоглощающих материалов. Обычно при этом шли по пути чисто эмпирического изготовления новых материалов, получая путём постепенной подгонки состава пористой массы и вариаций конструкции ту или иную желательную частотную характеристику поглощения. Таким путём возникли десятки различных типов материалов, выпускаемых ныне многочисленными фирмами\*).

Эмпирическая методика разработки почти не позволяла предвидеть, какие изменения произойдут в частотной характеристике звукопоглощения при том или ином изменении состава массы или конструкции. Спроектировать новый материал с видоизменённой характеристикой звукопоглощения, например, с очень большим коэффициентом звукопоглощения в той или иной области частот или во всём звуковом диапазоне, было невозможно ввиду отсутствия руководящих теоретических соображений.

В 1937 году началась интенсивная подготовка акустического проекта большого зала Дворца Советов, высота купола которого намечена около 100 м (рис. 1). В связи с этим возникла необходимость в создании новых звукопоглощающих материалов, которые давали бы практически полное поглощение звука в весьма широком диапазоне от 100 до 4000 герц. Даже ничтожное отражение звука от купола столь большого зала грозило опасностью появления сильного эха, которое исказило бы передачу речи и музыки. Задача создания материала с достаточно высоким коэффициентом звукопоглощения,

\*) В известной книге В. Кнудсена по архитектурной акустике, вышедшей в 1932 г., около 14 стр. посвящено описанию и перечислению различных сортов поглощающих материалов.

близким к единице, казалась чрезвычайно трудной, и пути её решения в технике не были известны. Однако, благодаря работе ряда советских акустиков, сгруппировавшихся в Академии Наук СССР и при строительстве Дворца Советов, были достигнуты значительные успехи в развитии теории звукопоглощающих материалов, и была доказана полная возможность разрешения вышеуказанной задачи.

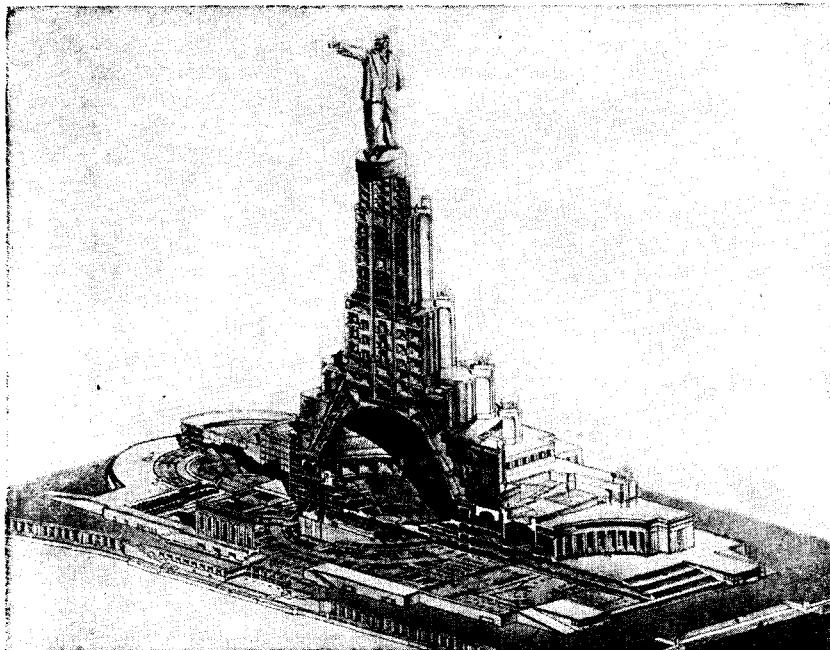


Рис. 1.

В этой статье я хотел бы сообщить основные сведения об одном из методов решения этой задачи, разработанном коллективом акустиков, работавших вместе со мною. Эти работы привели к созданию звукопоглощающих материалов, названных нами резонансными звукопоглотителями. В процессе работы по звукопоглотителям были найдены пути проектирования новых типов материалов с заданной частотной характеристикой поглощения. Эти материалы, или, точнее, конструкции, оказались пригодны для применения в строительной практике: для театров, зал, студий, кинотеатров и других помещений.

В настоящее время выясняется полная возможность отказаться от господствовавшей ранее эмпирики в разработке поглотителей звука и перейти к рациональному их проектированию на основе теории

В этом обзоре я постараюсь осветить историю развития резонансных звукопоглотителей, основные принципы их устройства и вопросы их применения.

## § 2. ИСТОРИЯ ПРИМЕНЕНИЯ РЕЗОНАТОРОВ В АРХИТЕКТУРНОЙ АКУСТИКЕ.

Ещё в древней Греции и Риме, в открытых театрах, применяли резонаторы в форме металлических сосудов, помещавшихся в спинках

каменных скамей амфитеатров и своим отверстием выходивших в сторону сидящих на скамьях слушателей. Эти сосуды-резонаторы (эхея — греч. *ηχεια*) настраивались на различные тоны гаммы и своим отзвуком, повидимому, создавали известное впечатление глухости, свойственное закрытым помещениям и известное ныне под именем реверберации. Детали устройства «эхея», их форма, размеры, число и размещение нам известны лишь в общих чертах по данным римского архитектора Витрувия.

Архитектурно-акустическое наследие древних перешло в Ви-

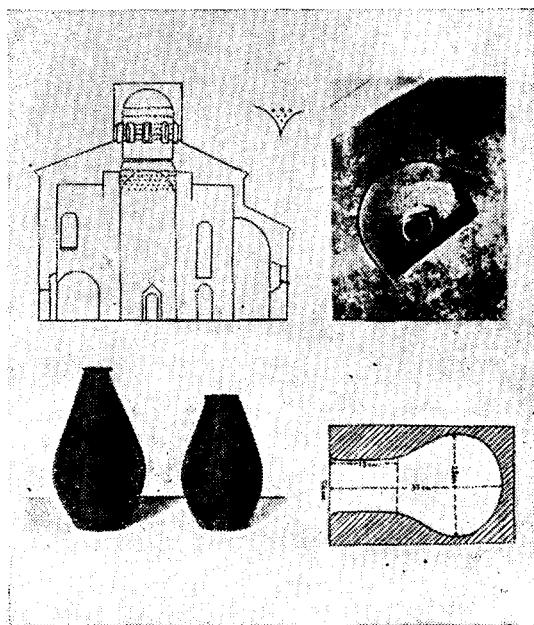


Рис. 2.

зантию, главным образом, по линии строительства храмов. В византийских храмах, а в дальнейшем в церквях Европы, в частности в древнерусских церквях, в стенах и сводах заделывались металлические или глиняные сосуды-резонаторы, служившие, по всей вероятности, для усиления отзыва голосов хора или музыки, т. е. для увеличения реверберации. На рис. 2 показано расположение резонаторов (голосников) в древних храмах Новгорода и Пскова. Подобные же сосуды часто устанавливали в театрах. Так в Малом театре в Москве существовали ранее в стенах сосуды-резонаторы, уничтоженные в дальнейшем при ремонтах здания.

В новейшее время резонаторы были применены для воздействия на акустику помещения в совершенно ином, диаметрально противоположном, направлении. В работах Сэбина было, например, обнаружено, что звукопоглощение слоя войлока определённой толщины имеет максимум в некоторой области частот. Слой в два, три и т. д. раза большей толщины имеет максимум поглощения при частотах, всё более и более низких. Это указывает на резонансный характер явления поглощения.

В 1932 г. Эрвин Майер<sup>2</sup> показал, что резонансный максимум поглощения наблюдается у замкнутых полостей, закрытых листом металла, фанеры или другого материала. Частота резонанса соответствует собственной частоте мембранны, подпёртой упругой воздушной подушкой полости, лежащей под ней. В известной книге Гловера «Practical Acoustics»<sup>3</sup> имеется указание на отделку некоторых американских театров своеобразными резонаторами в форме круглых металлических дисков, укреплённых на некотором расстоянии от стены на сетке или ткани. В данном случае резонансные полости имеют цилиндрическую форму с закрытыми основаниями цилиндра и открытой боковой поверхностью.

В 1933 г. Винтергерст<sup>4</sup> опубликовал исследование поглощения звука перфорированным листом из жёсткой пористой массы (типа «Целотекс»), установленным на некотором расстоянии от стены (рис. 3). Полость за листом была пустой или заполнялась рыхлым пористым материалом. Винтергерст отметил, что этот поглотитель может рассматриваться как система отдельных резонаторов. Материалы типа «Санакустик» и им подобные, состоящие из жёсткого перфорированного покровного листа с рыхлой пористой массой под ним, уже давно известные в технике, также можно было рассматривать как резонансные звукопоглощающие системы.

В указанных примерах резонаторы являлись поглотителями звука и, следовательно, их действие приводило к уменьшению реверберации помещения.

### § 3. ВЛИЯНИЕ РЕЗОНАТОРОВ НА РЕВЕРБЕРАЦИЮ ПОМЕЩЕНИЯ.

Анализируя указанные выше данные о применении резонаторов, естественно было поставить вопрос: как же действуют резонаторы на акустику помещения? Когда они увеличивают и когда уменьшают реверберацию помещения?

В результате работ 1934—1936 гг. мне удалось осветить этот вопрос как с теоретической, так и с экспериментальной точки зрения<sup>5</sup>. Было показано, что резонатор, накапляя звуковую энергию

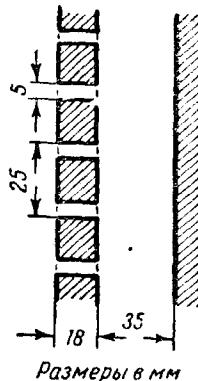


Рис. 3.

в своей полости, эквивалентен как бы некоторому добавочному объёму помещения. Этот объём тем больше, чем меньше затухание резонатора. С другой стороны, резонатор, обладающий некоторыми потерями на трение, непрерывно поглощает звуковую энергию, черпая её из запаса энергии помещения. Известная формула Сэбина для времени реверберации звука в помещении была представлена в изменённой форме:

$$T = 0,162 \cdot 10^{-2} \frac{V + V'}{A + A'}, \quad (1)$$

где  $V$  — объём помещения, а  $A$  — суммарное поглощение. В формулу Сэбина был введён, таким образом, добавочный объём  $V'$  и добавочное поглощение  $A'$ . Величина  $V'$  пропорциональна числу резонаторов и обратно пропорциональна квадрату суммарного коэффициента затухания. Добавочное поглощение  $A$  пропорционально числу резонаторов и коэффициенту трения в горле резонаторов. Анализ этой формулы показывает, что резонансные системы с мало задемпфированными резонаторами будут давать значительный добавочный объём  $V'$  и малое добавочное поглощение  $A'$ , что вызовет, согласно приведённой формуле, увеличение реверберации. Резонансные системы с большим затуханием, вызванным помещением пористого материала в горло резонатора или его полость, дадут большую величину  $A'$  при малом  $V'$ . Это поведёт к уменьшению времени реверберации  $T$ .

Для проверки этих теоретических соображений М. С. Анциферовым<sup>6</sup> был поставлен следующий эксперимент. В реверберационную камеру было внесено 80 резонаторов с малым затуханием. Резонаторы представляли собой обычные широкогорлые бутылки для молока. Расчёт показал, что при резонансной частоте 230 герц каждый такой резонатор эквивалентен добавочному объёму 2 м<sup>3</sup>, а всё вместе — объёму 160 м<sup>3</sup>. Затухание всех резонаторов дало добавочно 14,5 единиц поглощения. Время реверберации пустой камеры при 230 гц было найдено равным 0,48 сек. Оно увеличилось до 0,96 сек при наличии 80 резонаторов. Этот опыт представлял хо-

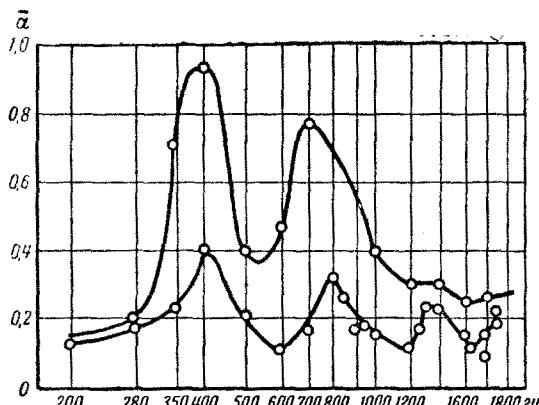


Рис. 4.

онную камеру было внесено 80 резонаторов с малым затуханием. Резонаторы представляли собой обычные широкогорлые бутылки для молока. Расчёт показал, что при резонансной частоте 230 герц каждый такой резонатор эквивалентен добавочному объёму 2 м<sup>3</sup>, а всё вместе — объёму 160 м<sup>3</sup>. Затухание всех резонаторов дало добавочно 14,5 единиц поглощения. Время реверберации пустой камеры при 230 гц было найдено равным 0,48 сек. Оно увеличилось до 0,96 сек при наличии 80 резонаторов. Этот опыт представлял хо-

роший пример действия мало задемпфированных резонаторов. Подобный же эффект должны были давать «эхейя» и «голосники».

Обратный эффект наблюдался Анциферовым на цилиндрических резонаторах со свободной боковой поверхностью, похожих по своему строению на грибы с большой шляпкой. Система таких резонаторов (диаметр 80 см, высота 3 см) дала средний коэффициент поглоще-

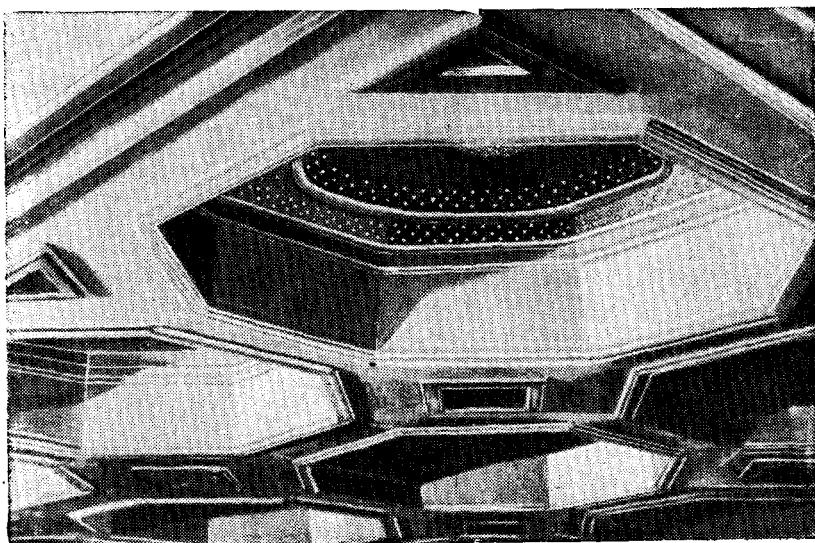


Рис. 5.

ния ( $\alpha$ ) на 1  $m^2$  поверхности, показанный на рис. 4 (внизу); ряд максимумов соответствовал вычисленным собственным частотам резонаторов. При размещении по боковой поверхности резонаторов тонкой полоски ткани,  $\alpha$  резко увеличилось (рис. 4, верхняя кривая). Аналогичные наблюдения, сделанные нами позже, в Физическом институте Академии Наук<sup>7</sup> на резонаторах в форме кессонов, нищ и панелей из дерева, установленных у стены, и т. п. показали, что во всех резонансных системах малое количество абсорбента, помещённое у входа в резонатор, где господствуют наибольшие скорости колебания воздуха, даёт сильное увеличение поглощения звука. Так, в примере, приведённом на рис. 4, то же количество ткани, положенной прямо на полу, давало поглощение в 10 раз меньше, чем оно дало в сочетании с резонаторами.

Эти наблюдения показали, что применение резонансных систем даёт очень эффективное использование пористого абсорбирующего материала при расположении его в горле резонатора и позволяет,

таким образом, достичь экономии дорогостоящего абсорбента, а также позволяет использовать менее густые и более дешёвые материалы (тонкая ткань, сетки) вместо больших масс абсорбента. Сформулированный здесь принцип экономии абсорбента был в дальнейшем использован при разработке более сложных и более совершенных систем. Возможность удобного решения задачи поглощения звука в области низких частот, где обычные абсорбенты мало эффективны, была использована при разработке резонансного звукопоглотителя для потолка одной из студий Дома Звукозаписи в Москве (рис. 5). Резонаторы расположены в центре розеток; в углублениях расположены пористый поглотитель, прикрытый перфорированным слоем.

#### § 4. ВОЗМОЖНОСТЬ ПОЛНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ЗВУКА.

Обычные абсорбенты, применяемые в строительной практике, редко дают коэффициент поглощения больше чем 0,6—0,7 (по энергии), причём в области низких частот он очень быстро спадает и при 100 герц большинство абсорбентов совершенно неэффективны. Упомянутая выше задача акустики Дворца Советов упиралась в осуществление абсорбента звука с коэффициентом поглощения больше 0,9 в области низких частот и доходящего до 0,98 в области высоких частот. Решение этой задачи можно было намечать на основе работ Беделла<sup>8</sup>, Бекеши<sup>9</sup>, Высоцкого<sup>10</sup> и др. Оно состояло в применении большого числа слоёв ткани или очень толстого слоя мелко распущенной ваты. Однако, конструктивно, эти решения представлялись неудовлетворительными, и потому возникла мысль об изыскании новых путей решения задачи. Идея использования резонаторов была весьма заманчива, но ещё не было ясно, как можно получить при помощи резонаторов весьма сильное поглощение.

Г. Д. Малюжинец<sup>11</sup> указал, исходя из теоретических соображений, на принципиальную возможность полного поглощения звука при падении под некоторым углом на перфорированный жёсткий лист, сзади которого имеется набивка из пористого материала (материал типа «Санакустик»). Для этого между размерами перфорации и трением материала должно соблюдаться некоторое соотношение, пути практической реализации которого (для данной конструкции) остались неясны по причине трудности учёта параметра трения.

В 1937 г. я рассмотрел<sup>12</sup> весьма простую схему резонансного поглотителя (рис. 6, а и б), состоящего из ряда резонаторов с отверстиями, расположенными по квадратной решётке, с сопротивлением трения  $R$ , сосредоточенным в отверстиях, и показал, что полное поглощение звука при нормальном падении может быть получено на резонансной частоте при соблюдении условия

$$R = \frac{\sigma^2}{2} \rho c, \quad (2)$$

где  $\sigma$  — площадь одного отверстия;  $\Sigma$  — площадь ячейки, приходящейся на один резонатор;  $\rho$  — плотность воздуха и  $c$  — скорость звука в воздухе. Величина  $R$  представляет сопротивление трения в отверстии, величину которого можно было легко подсчитать и, подобрав  $\sigma$  и  $\Sigma$ , удовлетворить условию (2). Таким образом, условие полного поглощения для такой системы возможно было практически реализовать. Следует отметить, что вопрос о точном вычислении поглощения звука резонаторами или системой резонаторов вызывал ещё в то время ряд сомнений. Задача была сильно идеализирована и практические расчёты слишком схематичны. Поэтому акустики, работавшие в этой области, совершенно не были уверены в надёжности теоретических прогнозов о возможности получения высоких коэффициентов поглощения. Необходима была экспериментальная проверка теории.

Опыты по измерению поглощения звука резонаторами, поставленные в Лаборатории Акустики Дворца Советов С. Т. Тер-Осипянцем в 1937 г.\*), показали, что постепенное увеличение  $R$  (путём наложения на отверстие  $\sigma$  ряда слоёв марли) приводит, в конце концов, к величине, соответствующей формуле (2), и даёт коэффициент поглощения звука  $\alpha$ , равный единице, т. е. полное поглощение. Эти опыты дали полную уверенность в правильности предложенной мною теоретической схемы и послужили толчком к дальнейшему развитию теории и практики резонансных звукопоглотителей. Полное поглощение звука в этих опытах было осуществлено при помощи очень малого количества редкого фрикционного материала, подобного марле или металлической сетке. Эти опыты натолкнули на мысль о возможности использования такого прочного и стойкого материала, как металлические сетки для создания конструкции эффективных абсорбентов. Идея применения сеток в качестве фрикционного материала была в дальнейшем использована Г. Д. Малюжинцем при проектировании многослойных фрикционных поглотителей звука высокой эффективности для Дворца Советов<sup>18</sup>.

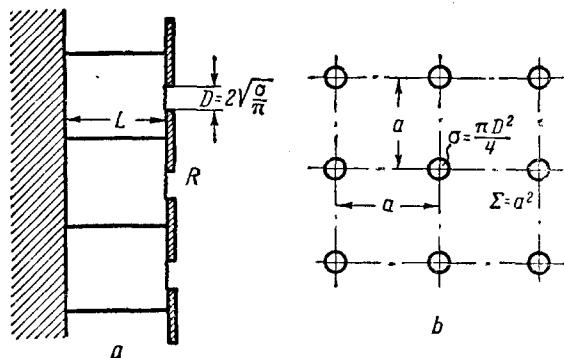


Рис. 6.

\*) Работы остались неопубликованными.

Важность помещения фрикционного материала в зону максимальных скоростей, т. е. в горло резонатора большинством авторов, исследовавших в последующие годы этот вопрос (Целлер<sup>14</sup>, Иордан<sup>15</sup>, Джигли<sup>16</sup>), не была учтена в должной мере. Поскольку они исходили из схемы Винтергерста (рис. 6), в которой резонаторы лежали за перфорированным слоем пористой структуры (Целотекс и т. п.) (то-есть фрикционные элементы имели весьма сложную конфигурацию), то им не удалось количественно учесть величину затухания, а, следовательно, и величину коэффициента поглощения звука. Работы, проведённые мною совместно с Тер-Осилянцем<sup>17</sup>, и работы Нестерова<sup>18</sup> привели к полной ясности в вопросе учёта затухания резонансных систем с фрикционным материалом в горле резонатора и позволили указать пути расчёта активного сопротивления резонаторов и коэффициента поглощения звука системой резонаторов. Это позволило уверенно перейти к проектированию более сложных систем.

Высокое поглощение, близкое к единице, может быть получено в простой резонансной системе с одним слоем резонаторов только вблизи от резонансной частоты. Для создания высокого поглощения в широком диапазоне частот такая система оказалась непригодна, и мы перешли для решения этой задачи к более сложным системам. Однако однослойный поглотитель оказался весьма удобен для решения целого ряда практических задач архитектурной акустики, о чём будет сказано несколько ниже.

Как показывает более строгое решение<sup>12</sup>, однослойный резонансный поглотитель звука имеет не только один основной максимум поглощения. Выражение для коэффициента поглощения  $\alpha$  при нормальном падении звука имеет вид:

$$\alpha = \frac{4R \frac{\sigma^2}{\Sigma} \rho c}{\left( R + \frac{\sigma^2}{\Sigma} \rho c \right)^2 + \left( 2\pi f M - \frac{\sigma^2}{\Sigma} \rho c \operatorname{ctg} \frac{2\pi f L}{c} \right)^2}, \quad (2a)$$

где  $f$  — частота звука,  $M$  — масса воздуха в отверстии резонатора и  $L$  — глубина слоя резонаторов. Как легко видеть, при частоте  $f_1 = \frac{c}{2L}$ , а также при частотах  $2f_1$ ,  $3f_1$  и т. д. поглощение должно быть равно нулю (рис. 7). Между этими частотами поглощение будет достигать некоторых максимальных значений, тем ближе лежащих к единице, чем точнее величина  $R$  соответствует условию  $R = \frac{\sigma^2}{\Sigma} \rho c$ .

Здесь следует упомянуть о двух первоначальных попытках расчёта широкополосных звукопоглотителей, относящихся к 1937 г.<sup>26</sup>. Одна из них принадлежит Г. Д. Малюкину, который предложил использовать систему большого числа перфорированных экранов,

устанавливаемых параллельно друг другу у стены, причём достаточно высокое поглощение звука в широкой полосе создавалось благодаря выбору величины трения воздуха в отверстиях; это предопределяло выбор размера отверстий. Величина трения была выбрана, исходя из данных Винтергерста о прохождении звука через отверстия<sup>27</sup>. Расчёты поглотителя, дающего  $\alpha > 0,9$  от 100 гц до 4 000 гц, привели к сложной конструкции из 22 параллельных перфорированных листов общей толщиной около 1 м. Данные Винтергерста, относящиеся к прохождению звука через отверстия, из которых исходил Малюжинец, дают при пересчёте коэффициент трения, сильно отличающийся от других экспериментальных данных<sup>28</sup>.

и потому произведённый расчёт вызывал сомнения. Значительная громоздкость конструкции и сомнительность данных, положенных в основу её расчёта, послужили причиной того, что эта интересная идея была оставлена и даже не проверена на опыте.

Другая попытка создания широкополосного эффективного поглотителя была сделана мною и заключалась в том, чтобы расположить системы резонаторов, настроенных на различные области в широком диапазоне частот, не последовательно, а параллельно друг другу. При этом отверстия в большие резонаторы, поглощающие более низкие частоты, должны были проходить через один или два слоя резонаторов-поглотителей, настроенных на более высокие частоты. Сразу было выяснено, что такая конструкция практически трудно осуществима; точный расчёт системы параллельно расположенных резонаторов был также весьма труден. Всё это привело к тому, что идея параллельной системы поглотителей также была оставлена, хотя, несомненно, что в известных пределах она вполне может себя оправдать.

После этого была начата усиленная разработка методов расчёта и конструирования резонансных многослойных поглотителей, которые сулили вполне реальные перспективы в отношении создания высокоеффективного поглощения в широком диапазоне частот.

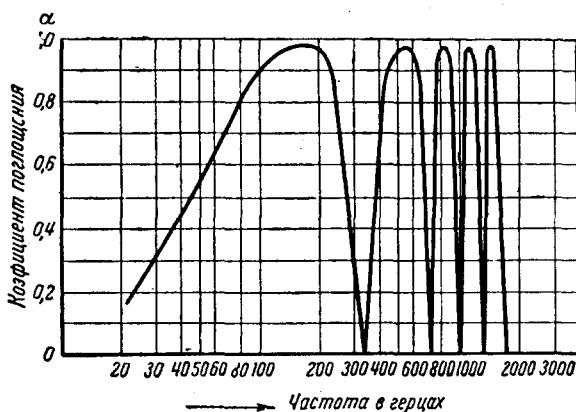


Рис. 7.

### § 5. МНОГОСЛОЙНЫЙ РЕЗОНАНСНЫЙ ЗВУКОПОГЛОТИТЕЛЬ.

Как мне удалось показать<sup>19</sup>, система, состоящая из нескольких последовательно соединённых резонансных ячеек (рис. 8) с подходящими величинами сопротивления трения  $R_i$  в отверстиях, может дать высокое поглощение в более широком диапазоне частот,

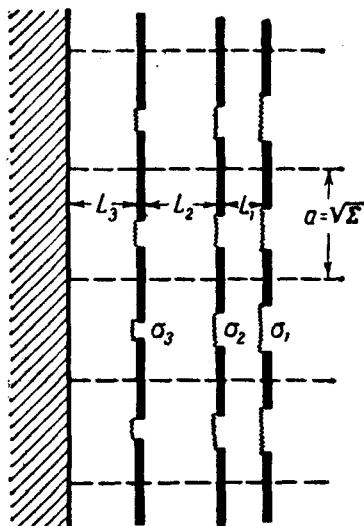


Рис. 8.

чем описанная выше простая резонансная система. Поглотитель, схематично изображённый на рис. 8, в предположении, что длина волны велика, можно рассматривать как сосредоточенную систему с несколькими степенями свободы. Её коэффициент поглощения будет иметь ряд максимумов, число которых равно числу слоёв. Исследование и расчёту сложных резонансных поглотителей был посвящён ряд детальных работ В. С. Нестерова<sup>20</sup>. Коэффициент поглощения  $\alpha$  в функции частоты по заданным размерам и величинам сопротивлений  $R_i$  (прямая задача) находится, при нормальном падении звука, по известной формуле

$$\alpha = 1 - \left| \frac{\frac{Z}{\Sigma} - \rho c}{\frac{Z}{\Sigma} + \rho c} \right|^2, \quad (3)$$

где  $Z$  — входной импеданс на площади одной ячейки резонатора. Величина  $Z$  определяется для любого числа слоёв через их импедансы изящной формулой, в виде непрерывной дроби, найденной Нестеровым<sup>21</sup>. Однако на практике интересно решение не прямой, а обратной задачи — задачи нахождения параметров (размеров) системы и величин сопротивлений  $R_i$ , по величине коэффициента поглощения ( $\alpha$ ) в заданном частотном диапазоне. Эта трудная задача была решена В. С. Нестеровым<sup>20</sup> для двух- и трёхслойных резонансных систем. Им показано, что при помощи двухслойной системы возможно легко получить  $\alpha > 0,9$  в диапазоне около  $2^{1/2}$  октав и  $\alpha > 0,95$  в диапазоне одной октавы. При помощи трёхслойной системы можно получить  $\alpha > 0,9$  в диапазоне около 3—4 октав.

Пример частотной характеристики  $\alpha$  для двухслойной системы при нормальном падении звука дан на рис. 9, а для трёхслойной — на рис. 10. Все выводы теории были детально проверены Нестеровым экспериментально на большом числе опытов (по методу стоячих

волн в трубе), и было найдено исключительно хорошее согласие теории с экспериментом<sup>18</sup>.

Следует отметить большой шаг вперёд в области теории звука, сделанный в работе академика В. А. Фока<sup>22</sup>, который, заинтересовавшись нашими работами по поглощению звука, разрешил весьма трудную задачу нахождения акустической проводимости ( $K$ ) отверстия диаметра  $d$  в перегородке, стоящей поперёк трубы диаметра  $D$ . Фок показал, что проводимость

$$K = \frac{D}{1 - \varphi\left(\frac{d}{D}\right)}, \quad (4)$$

где  $\varphi\left(\frac{d}{D}\right)$  выражается в форме бесконечного ряда по степеням  $\frac{d}{D}$ .

При  $D = \infty$ , т. е. для отверстия в бесконечном экране, функция  $\varphi$  обращается в нуль, и мы получаем известное выражение Рейли ( $K = D$ ). При приближении  $d$  к величине диаметра трубы  $\varphi$  стремится

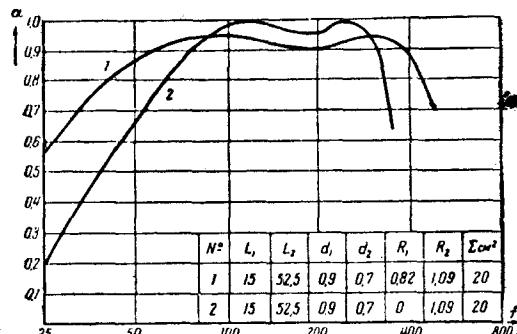


Рис. 9.

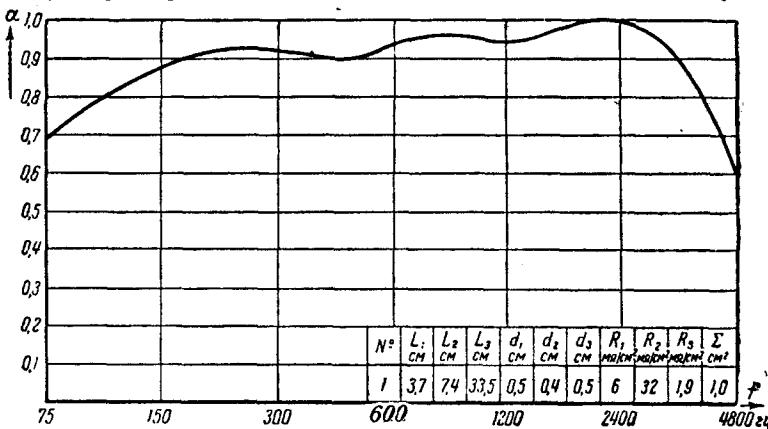


Рис. 10.

ится к единице, а проводимость  $K$  к бесконечности, что означает отсутствие добавочной кинетической энергии (сверх энергии плоской волны) и добавочной массы в таком отверстии. При  $\frac{d}{D} < 0,2$  поправка Фока невелика, и ею можно часто практически пренебречь. Проводимость  $K$  позволяет определить добавочную или

присоединённую массу ( $m = \frac{\pi d^2 \rho}{4 K}$ ), определяющую инерционные свойства воздуха в отверстии диаметра  $d$ . Внесение поправки по формуле Фока позволило надёжно производить расчёты резонансных поглотителей при больших отношениях  $d/D$ , поскольку задача расчёта резонансного поглотителя при нормальном падении звука тождественна с задачей расчёта распространения звука в трубе, опирающейся на плоскость, занимаемую одним резонатором.

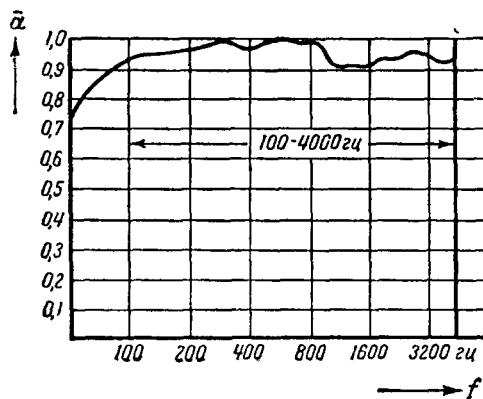


Рис. 11.

граммам<sup>21</sup>. При помощи этого метода удаётся весьма упростить реше-

Б. С. Нестеровым дан метод быстрого вычисления поглощения многослойной системы посредством специальной номо-

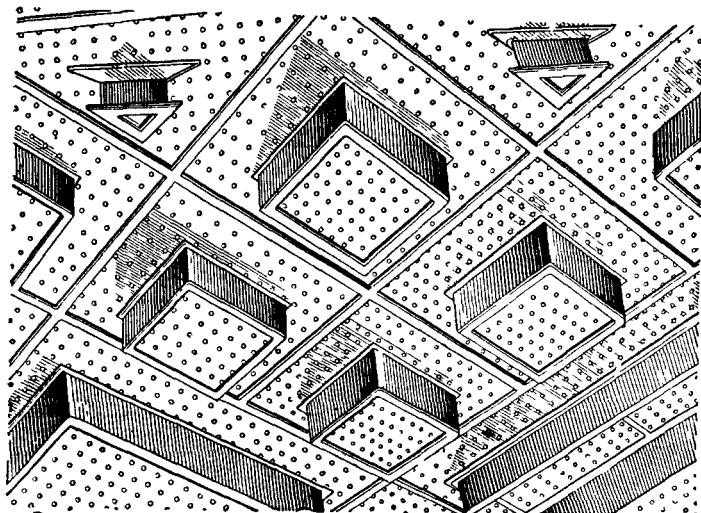


Рис. 12.

ние обратной задачи для сложных систем посредством постепенной подгонки параметров путём ряда проб. Таким путём, например, найдены параметры 4-слойной системы с поглощением  $\alpha > 0,9$  в диапа-

зоне от 100 гц до 4 000 гц. Частотная характеристика  $\alpha$  дана на рис. 11.

В результате всей совокупности упомянутых выше работ была выяснена полная возможность устройства резонансного поглотителя, обеспечивающего достаточно малое отражение звука и элиминирующего эхо.

Начало войны в 1941 г. задержало широкое развитие работ по резонансным звукопоглотителям и внедрение их в практику. Двухслойный звукопоглотитель был осуществлён на потолке в большой студии Дома Звукозаписи в Москве (рис. 12). Измерения, произведённые в 1945 г. С. Т. Тер-Осипянцем, показали, что поглощение оказалось близким к ожидаемому согласно расчёту.

#### § 6. РЕЗОНАНСНЫЕ ЗВУКОПОГЛОТИТЕЛИ В ДИФФУЗНОМ ЗВУКОВОМ ПОЛЕ ПОМЕЩЕНИЯ.

Разобранные выше случаи поглощения звука резонансным поглотителем относятся к нормальному падению звука. При наклонном падении звука под углом  $\theta$  на поглотитель с отдельными резонансными ячейками для расчёта  $\alpha_\theta$  можно воспользоваться формулой, вытекающей из работ Рейли и Пэриса<sup>23</sup>

$$\begin{aligned} \alpha_\theta = 1 - & \left| \frac{\frac{Z}{\Sigma} \cos \theta - \rho c}{\frac{Z}{\Sigma} \cos \theta + \rho c} \right|^2 = \\ & = \frac{4R_1 \cos \theta}{(R_1 \cos \theta + 1)^2 + \cos^2 \theta (kM_1 - \operatorname{ctg} kL)^2}, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $Z = R + jY$  — импеданс на площади ячейки одного резонатора при нормальном падении звука;  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ;  $\lambda$  — длина волны;  $R_1 = \frac{R}{\Sigma \rho c} = \frac{r}{\rho c} \cdot \frac{\Sigma}{c}$  — среднее безразмерное активное сопротивление на единицу площади поглотителя, выраженное в единицах  $\rho c$ , где  $\rho$  — плотность воздуха и  $c$  — скорость звука в воздухе, а  $r$  — коэффициент трения пористого материала. Величина  $M_1$  представляет собой среднюю безразмерную массу на единицу поверхности, а  $L$  — глубину резонансного слоя. Резонансный максимум поглощения будет получаться при всех углах падения на одной и той же частоте, но величина его будет различна; она будет тем больше, чем ближе величина  $\frac{R}{\Sigma \rho c} \cos \theta = R_1 \cos \theta$  к единице. Если, как это приходится делать в широкополосных поглотителях, величина  $R_1$  имеет порядок 3—4, максимум поглощения получится при очень косом угле падения.

Средний коэффициент поглощения определится по формуле Пэриса

$$\bar{\alpha} = 2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \alpha_\theta \cos \theta \sin \theta d\theta. \quad (6)$$

Подсчёт показывает, что если  $\alpha_\theta$  достигает максимума при углах порядка  $70^\circ - 80^\circ$ , то  $\bar{\alpha}$  будет несколько больше, чем  $\alpha_0$  при нормальном падении ( $\theta = 0$ ).

Если перегородки между отдельными резонаторами отсутствуют, то получается другая разновидность резонансного поглотителя, который можно назвать «слоисто-резонансным» поглотителем. При нормальном падении звука свойства поглотителя с перегородками (отсеками) и без них одинаковы, но при наклонном падении они существенно разнятся. Как показано К. А. Виталем<sup>24</sup>, выражение для  $\alpha_\theta$  слоисто-резонансного поглотителя получается из выражения типа (5), но с заменой глубины слоя  $L$  на  $L \cos \theta$ .

Выражение для  $\alpha_\theta$  имеет вид:

$$\alpha_\theta = \frac{4R_1 \cos \theta}{(R_1 \cos \theta + 1)^2 + [kM_1 \cos \theta - \operatorname{ctg}(kL \cos \theta)]^2}. \quad (7)$$

Резонансный максимум поглощения, согласно формуле (7), получается при различной частоте для каждого угла падения.

Вычисление  $\alpha_\theta$  и  $\bar{\alpha}$  по приведённым выше формулам представляет не слишком сложную, но весьма трудоёмкую вычислительную задачу. Эти расчёты особенно интересны для простейших систем с одним слоем резонаторов, которые весьма удобны для строительной практики. Ниже приводятся результаты подобных расчётов для ряда поглотителей.

## § 7. РЕЗОНАНСНЫЕ ЗВУКОПОГЛОТИТЕЛИ ДЛЯ СТРОИТЕЛЬНОЙ ПРАКТИКИ.

Для целей строительной практики, в залах, театрах, студиях, кинотеатрах и т. п. обычно не требуется звукопоглотителей весьма высокой эффективности, однако, предъявляются требования хороших архитектурных и строительных показателей и возможности широко изменять акустические показатели для того, чтобы получить тот или иной эффект. Простейшие резонансные звукопоглотители, состоящие из одного слоя резонаторов, расположенного вдоль стены или потолка, представляют в этом отношении ряд преимуществ. Они могут быть осуществлены в форме весьма прочной конструкции лёгкого веса; особенно существенна прочность наружного слоя, состоящего из жёсткого листа с малыми отверстиями. Конструкции, примеры которых мы приводим далее, весьма просто осуществляются

и могут быть изготовлены на месте постройки. Конструкция поглотителя легко может быть сделана огнестойкой и не подвергается порче от сырости, грызунов и моли. Акустические показатели могут быть изменямы по желанию проектанта в весьма широких пределах. Возможно сконструировать поглотитель для полосы низких, средних или высоких частот. Комбинируя эти типы, можно дать любые варианты частотной характеристики. Возможно также рассчитать и построить поглотитель с узкой полосой поглощения, предназначенный для исправления недостатков акустики, замеченных в помещении уже готовом или находящемся в стадии отделки и акустической подгонки.

Решение обратной задачи для диффузного звукового поля, т. е. нахождение параметров поглотителя по заданной форме частотной характеристики, представляет задачу чрезвычайной сложности, пути решения которой, в общем виде, пока не удаётся наметить. Поэтому приходится прибегать к способу пробных расчётов по приведённым выше формулам, в результате чего можно, в конце концов, найти конструктивные параметры (глубину резонаторов  $L$ , расстояние между ними  $a$ , диаметр отверстий  $d$  и коэффициент трения  $r$ ), удовлетворяющие заданным требованиям к частотной характеристике поглощения. Этот путь является крайне громоздким и неприемлемым для практиков, ведущих строительство студий, театров и т. п. Поэтому мы наметили<sup>25</sup> принципиально иной путь решения задачи, чрезвычайно упрощающий её и позволяющий дать приёмы технических расчётов, доступные для неспециалистов по акустике.

Возможно заранее выбрать несколько типов частотных характеристик поглощения, подходящих для решения основных архитектурно-акустических задач, и, затем, дать пути конструктивного их осуществления (посредством резонансных поглотителей), обеспечивающие получение подобных характеристик. На рис. 13 изображены, например, выбранные таким образом характеристики широкополосного поглотителя для низких частот (ЗП—3б) или для высоких частот (ЗП—4а). Обе эти характеристики соответствуют величине удельного активного сопротивления  $R_1 = 4$  и оказываются удобными для решения ряда задач на практике. Если взять  $R_1 < 4$ , то характеристика поглощения получается с более резким и более высоким

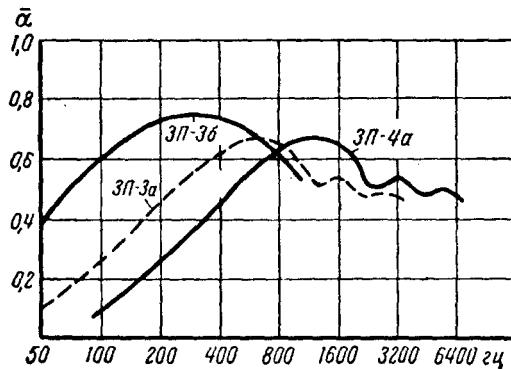


Рис. 13.

максимумом, если же взять  $R > 4$ , то характеристика сглаживается и понижается. И то, и другое является нежелательным, ввиду чего было решено остановиться на типовой характеристике с  $R_1 = 4$  и использовать её в различных диапазонах частот, для чего необходимо

было указать соответствующие конструктивные параметры ( $L$ ,  $a$ ,  $d$  и  $r$ ).

Для реализации первого вида характеристики ЗП-3б может быть применена конструкция, изображённая на рис. 14. Она имеет деревянный каркас, создающий отсеки через каждые 250 м.м., которые преграждают распространение звука вдоль стены и обеспечивают работу всей системы в той области частот, где  $\lambda > 250$  м.м. практически так, как если бы все резонансные ячейки были отделены друг от друга стенками. В отверстиях перфорации тонкого листа ( $l = 0,5$  м.м.) устанавливается ткань с удельным сопротивлением 5 мех. ом/см<sup>2</sup> (редкий ситец, миткаль). Эта конструкция не является единственной решающей задачу о получении характеристики, приводимой на рис. 13. Таких решений может быть дано

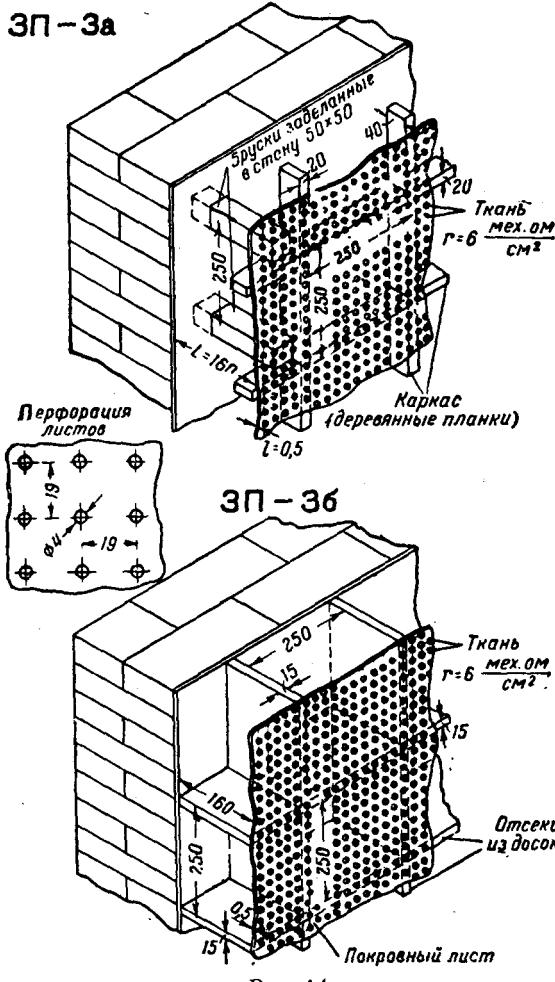


Рис. 14.

любое число в зависимости от сопротивления применённой ткани и толщины покровного листа, в котором делаются отверстия. Все другие возможные варианты имеют ту же глубину слоя резона торов  $L = 160$  м.м., величины же  $d$  и  $a$  могут быть рассчитаны на

основании простых формул или графиков, если задан коэффициент трения  $r$  и толщина передней стенки  $l^{28}$ . Так, например, ту же характеристику можно осуществить при покровном листе из фанеры толщиной в 5  $\text{мм}$  (вместо 0,5  $\text{мм}$  на рис. 14) и при помощи ткани с сопротивлением около 20  $\text{мех. ом}/\text{см}^2$  и при отверстиях диаметра в 11  $\text{мм}$ , находящихся на расстоянии в 28  $\text{мм}$  друг от друга.

Если убрать отсеки в воздушной полости между покровным листом и стеной, как это показано на рис. 14 вверху, то характеристики поглощения сдвинутся в более высокую область частот, как это показано на рис. 13 (ЗП—3а). Покровный лист в этом случае для увеличения жесткости следует прикрепить к деревянному каркасу в форме крестовин.

Для получения избирательного поглощения с максимумом в узкой полосе 1—2 октав удобно применять конструкции резонансного поглотителя с отсеками. На рис. 15 показана примерная конструкция узкополосного поглотителя, для которого  $\alpha > 0,5$  в диапазоне от 55 до 220 герц. Глубина резонаторов получается 160 мм, отверстия можно взять диаметром 30 мм на расстояниях 200 мм, ткань с сопротивлением 3  $\text{мех. ом}/\text{см}^2$ . Абсорбенты этого типа позволяют легко получить высокое поглощение при сравнительно малых габаритах, что особенно важно в области низких частот, где обычные абсорбенты совершенно неэффективны.

Ориентировочные данные о размерах такого поглотителя можно получить по методу приближённого решения обратной задачи для

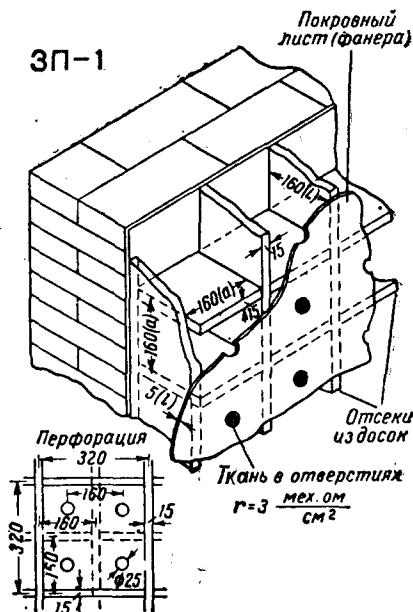


Рис. 15.

нормального падения звука<sup>19</sup>. Глубина слоя ( $L$ ), диаметр отверстий резонаторов ( $d$ ) и расстояния ( $a$ ) между отверстиями могут быть рассчитаны, исходя из заданного поглощения  $\alpha \geq \alpha_1$ , в интервале частот от  $f_1$  до  $f_2$  по следующим формулам:

$$L_{cm} = \frac{c}{4\pi} \frac{\alpha_1}{\sqrt{1-\alpha_1}} \cdot \frac{1-f_1/f_2}{f_1} \cong 2700 \frac{\alpha_1}{\sqrt{1-\alpha_1}} \frac{1-f_1/f_2}{f_1}, \quad (8)$$

$$d_{cm} = \frac{4}{\pi^2 \rho} r \frac{\sqrt{1-\alpha_1}}{2-\alpha_1} \frac{1/f_1}{f_2/f_1 - 1} - \frac{4}{\pi} l \cong 330r \frac{\sqrt{1-\alpha_1}}{2-\alpha_1} \frac{1/f_1}{f_2/f_1 - 1} - \frac{4}{\pi} l, \quad (9)$$

$$a_{cm} = \sqrt{\frac{\pi c}{4}} d_{cm} \sqrt{\frac{2-\alpha_1}{ra_1}} \cong 5,67 d_{cm} \sqrt{\frac{2-\alpha_1}{ra_1}}. \quad (10)$$

Максимум поглощения, равный  $\alpha_m = \alpha_1(2-\alpha_1)$ , получается при частоте  $f_m = \sqrt{f_1 f_2}$ . В этих формулах  $l$  — толщина покровного листа в см,  $r$  — удельное трение ткани, помещённой в отверстиях, в  $мех. ом/см^2$ . Удельная величина активного сопротивления при этом задаётся равной  $R_1 = \frac{2-\alpha_1}{\alpha_1}$ , т. е. она всегда больше единицы. Соблюдение этого условия обеспечивает, при заданном поглощении на границах, наиболее широкий диапазон  $f_2 - f_1$ , в котором  $\alpha \geq \alpha_1$ , и при этом неравномерность частотной характеристики, определяющаяся при нашем способе расчёта величиной  $\frac{\alpha_m}{\alpha_1} = 2 - \alpha_1$ , практически будет весьма невелика (1,2—1,6).

Для получения  $\alpha \geq 0,7$  в диапазоне от 50 до 70 герц при толщине покровного листа в 6 мм находим по формулам  $L = 210$  мм,  $d = 30$  мм и  $a = 350$  мм; ткань в отверстиях берётся с сопротивлением всего 0,5  $мех. ом/см^2$  (марля или металлическая сетка). Для увеличения жёсткости передней стенки резонаторов такого большого размера (во избежание её соколебаний) можно сделать под ней рёбра жёсткости. Подобный абсорбент может с успехом ослаблять, например, шумы вентиляторов, обычно лежащие в очень низкой области частот. Узкополосные поглотители крайне ценные также для корректировки частотной характеристики студий и театров, так как позволяют элиминировать излишнюю реверберацию в той или иной области частот.

Любопытная модификация резонансного звукопоглотителя получается, если сопротивление осуществляется только за счёт трения воздуха в отверстии. Расчёт показывает, что такого рода поглотитель даёт довольно удобное решение задачи для невысоких коэффициентов поглощения. Возможно, например, получить  $\alpha \geq 0,3$  ( $\alpha_m = 0,51$ ) в диапазоне от 50 до 100 гц посредством резонаторов, образующихся за листом тонкой жести ( $l = 0,3$  мм), поставленным на расстоянии 10 см от стены, при наличии маленьких отверстий, диаметром всего 1 мм, отстоящих на 7 см друг от друга. Наличие довольно значительных поглощающих свойств у такой системы является на первый взгляд несколько неожиданным.

Коэффициент поглощения в диффузном звуковом поле для узкополосных поглотителей будет всегда несколько больше, чем положено в формулах (8), (9) и (10) для случая нормального падения. Дело в том, что при выводе этих формул, как указано выше, ставится условие  $R_1 = \frac{2 - \alpha_1}{\alpha_1}$ . При выборе  $\alpha_1$  в пределах 0,5—0,8,  $R$  окажется лежащим в пределах от 3 до 1,5. Следовательно, согласно указанному выше условию  $R_1 \cos \vartheta = 1$ , максимальное поглощение будет получаться не при  $\vartheta = 0$ , а при косых углах падения, и средний диффузный коэффициент будет больше, чем  $\alpha_0$ .

Отверстия резонаторов могут быть сделаны не круглыми, а прорезаны в форме щелей, прямоугольников, звёздочек и т. п. (рис. 16) и расположены не по квадратной решётке, а по какомунибудь узору. При сохранении той же суммарной площади отверстий № на единицу площади поглотителя получится приблизительно тот же коэффициент  $\alpha$ , независимо от формы отверстий.

При практическом выполнении резонансных звукопоглотителей существенное значение может играть соколебание передней стенки, покрывающей резонаторы, если она недостаточно жёстко укреплена. На первый взгляд кажется, что стенка является тяжёлой системой, и скорость её колебаний под действием звука не может достигать значительных величин, однако, объёмная скорость, даваемая стенкой, т. е. произведение скорости на площадь ( $\Sigma$ ) может оказаться в некоторых случаях (лёгкая стенка, очень малые и редкие отверстия) того же порядка, как и объёмная скорость через отверстие площади ( $\sigma$ ). В результате колебания стенки окажут существенное влияние на поведение всей системы.

Возможность влияния колебаний стенки на поглощение можно было предполагать ещё на основании теоретических соображений Винтергерста<sup>30</sup>, относящихся к влиянию на поглощение звука твёрдого каркаса пористого материала, и экспериментальных работ Э. Майэра<sup>2</sup> и Лауффера<sup>29</sup>. В 1941 г. Малюжинец<sup>31</sup> подсчитал импеданс свободновисящего перфорированного листа и показал, что инерционные свойства такой системы, определяющие прохождение звука через неё, зависят не только от массы ( $m_1$ ) воздуха в отверстиях (в основном присоединённой массы), но также и от массы ( $m_2$ ) стенки (экрана), приходящейся на одно отверстие. Общая акустическая масса, которая определяет инерционные свойства системы, находится из выражения:

$$M = \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2}, \quad (11)$$

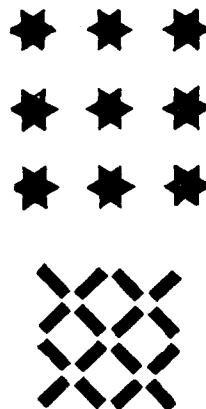


Рис. 16.

где  $M_1 = \frac{m_1}{\sigma^2}$  и  $M_2 = \frac{m_2}{\Sigma^2}$  — акустическая масса воздуха в отверстии площиади  $\sigma$  и акустическая масса куска стенки площиади  $\Sigma$ , приходящейся на одно отверстие. Таким образом, масса системы состоит как бы из параллельного соединения масс  $M_1$  и  $M_2$  («звуковой гриб») и оказывается меньше, чем одна масса в отверстии. Это должно приводить в тех случаях, когда  $M_1$  и  $M_2$  одного порядка, к значительному повышению резонансной частоты системы.

Передняя стенка резонаторов, применяемых в резонансных звукопоглотителях, не является свободно висящим экраном, она жёстко закрепляется по краям на некоторой рамке.

Тем не менее, стенка под действием звукового давления может быть приведена в колебания как упругая мембрана. Влияние таких сокол-

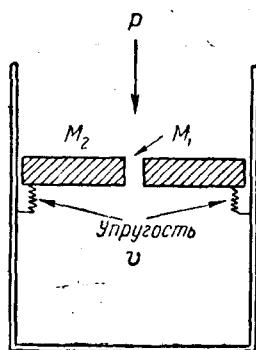


Рис. 17.

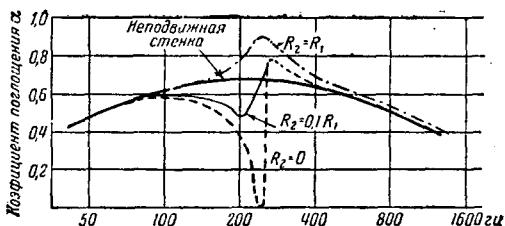


Рис. 18.

лебаний передней стенки резонатора на поглощение звука разобрано мною в недавней теоретической работе<sup>82</sup>. Задача идеализирована предположением, что вся передняя стенка резонатора колеблется, как плоская жёсткая пластинка-поршень, не изгибаюсь; элемент упругости предложен сосредоточенным лишь по краям пластины (рис. 17). Задача решается путём составления лагранжевых уравнений системы, причём интересной её особенностью является то обстоятельство, что кинетическая энергия присоединённой массы отверстия является функцией относительной скорости стенки и воздуха в отверстии, а не абсолютной скорости воздуха; то же относится и к рассеянной на трение в отверстии энергии. Результирующее выражение для импеданса резонансного звукопоглотителя с податливой стенкой довольно сложно и потому здесь не приводится.

Как частный случай при весьма большой упругости закрепления пластиинки, получается уже детально разобранный выше случай резонансного поглотителя<sup>12</sup>. При упругости, равной нулю, получается случай, разобранный Малюжинцем<sup>81</sup>.

Полученные мной формулы позволили проанализировать также и случаи, когда резонанс стенки лежит в области, близкой к собственной частоте резонансного звукопоглотителя. На рис. 18 представлен резуль-

тат расчёта коэффициента звукопоглощения системы, рассчитанной на поглощение  $\alpha > 0,6$  от 100 до 400 Гц. Такая система может быть реализована посредством резонаторов с передней стенкой из железа толщиной 0,5 мм, отстоящей от стены на 33 см при ячейках площади  $a^2 = 2,6 \times 2,6 \text{ см}^2$  и отверстиях диаметра  $d = 0,4 \text{ см}$ , прикрытых тканью с коэффициентом трения  $r = 3 \text{ mech. om/cm}^2$ .

Предполагая, что резонансная частота стенки лежит при 214 Гц, т. е. как раз в центре диапазона поглощения, можно вычислить далее импеданс и поглощение системы. Параметр, характеризующий трение в пластине, может быть определён только экспериментально из декремента затухания, что и было сделано на модели. Вычисление, иллюстрированное на чертеже рис. 18, проведено для трёх различных параметров трения (выраженных в акустических омах):  $R_2 = 0$ ;  $R_2 = 0,1 R_1$  и  $R_2 = R_1$ , где  $R_1$  — параметр трения в отверстии резонансного звукопоглотителя. Величина  $R_2 = 0,1 R_1$  ближе всего к величине, найденной экспериментально. Из рис. 18 видно, что при  $R_2 = 0$  поглощение имеет резкий провал до нуля вблизи резонансной частоты пластины; при  $R_2 = 0,1 R_1$ , кривая  $\alpha$  идёт до резонанса пластины ниже, а после него выше, чем для жёстко закреплённой пластины; при  $R_2 = R_1$ , вся кривая идёт выше. Поскольку отдельные ячейки резонансного звукопоглотителя практически конструируются не строго тождественно (особенно в отношении условий закрепления передней стенки), то можно ожидать существенного различия в резонансных частотах и параметрах трения отдельных ячеек. В среднем, для большого числа ячеек, можно полагать, что соколебания стенки не будут вызывать значительных отклонений от расчётов, сделанных в предположении абсолютно жёсткого закрепления, как это делается в приведённых выше формулах для практических расчётов.

Для того чтобы соколебания стенки практически не влияли на поглощение резонансной системы, достаточно сделать собственную частоту стенки, примерно, на октаву выше частоты резонатора, для чего стенка должна быть достаточно жёстко закреплена.

Изложенные в этом обзоре данные являются результатом многолетней работы (1936—1945 гг.) большого коллектива, всем участникам которого я пользуюсь случаем принести мою искреннюю благодарность.

#### ЛИТЕРАТУРА.

1. W. Sabin e. Collected Papers on Acoustics, Harvard Univ. Press, Cambridge USA, 1927.
2. E. Meyer. El. Nachr. Techn., 13, вып. 3, 1936.
3. C. W. Glover. Practical Acoustics for the constructor, London, 1933.
4. E. Wintergerst. ZS. d. VDI, 77, 91, 1933.
5. С. Н. Ржевкин. ЖТФ, 6, 2103, 1936; Techn. Phys. 3, 1, 1936.
6. М. С. Анцыферов. ЖТФ, 6, 2118, 1936.
7. С. Н. Ржевкин. Труды Акуст. Комиссии ОТН АН СССР, сб. 3, 17, 1939.

8. E. H. Bedell. J. Acoust. Soc. Am. **8**, 118, 1936.
  9. G. V. Bekesy. Ann. d. Phys. **19**, 665, 1934.
  10. W. Wisotsky. ZS. f. Hochfrequ.
  11. Г. Д. Малюжинец. Доклад на засед. Акуст. Комиссии АН СССР, декабрь 1936.
  12. С. Н. Ржевкин. Докл. АН, **18**, 25, 1938.
  13. Г. Д. Малюжинец. Инф.-тех. бюлл. СДС № 5—6, 32, 1941.
  14. W. Zeller, Akust. ZS. **3**, 32, 1938.
  15. V. Jordan. Akust. ZS. **5**, 77, 1940.
  16. Gigli. Alta Frequenza, **9**, 717, 1940; реф. Akust, ZS. **7**, 79, 1942.
  17. С. Н. Ржевкин и С. Т. Тер-Осилянц. ЖТФ, **11**, 149, 1941; J. of Physics, **4**, 45, 1941.
  18. В. С. Несторов. Диссертация ФИАН, 1943.
  19. С. Н. Ржевкин. Докл. АН, **22**, 568, 1939.
  20. В. С. Несторов. ЖТФ, **9**, 1927, 1939; **10**, 617, 1940.
  21. В. С. Несторов. Докл. АН, **31**, вып. 3, 1941.
  22. В. А. Фок. Докл. АН, **31**, вып. 9, 1941.
  23. E. T. Paris. Proc. Roy. Soc. Lond (A) **115**, 407, 1927.
  24. К. А. Виталь. ЖТФ, **10**, 980, 1940.
  25. С. Н. Ржевкин и В. С. Несторов. Труды конференции О-ва Радиотехники и Электросвязи за 1946 г.
  26. С. Н. Ржевкин, Г. Д. Малюжинец и С. Т. Тер-Осилянц. Отчёт Отдела Акустики Стр-ва Дворца Советов, 1937 г.
  27. E. Wintergerst. ZS. d. VDI, **76**, 777, 1932.
  28. L. Sivian. J. Acoust. Soc. Am. **7**, 94, 1935.
  29. H. Lauffer ZS. f. Hochfreq. **49**, 9, 1937.
  30. E. Wintergerst. Schalltechnik **4**, 85, 1931.
  31. Г. Д. Малюжинец. Отчёт Отд. Акустики Дворца Советов.
  32. С. Н. Ржевкин. ЖТФ, **16**, 381, 1946.
-

## СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ВОПРОСА О ПРИРОДЕ СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ.

*И. С. Шкловский.*

Под термином «солнечная корона» в настоящее время понимают самые верхние слои атмосферы Солнца. Во время полных солнечных затмений эти слои наблюдаются в виде жемчужно-белого сияния, окружающего закрытый Луной диск Солнца. За нижнюю границу короны можно, более или менее условно, принять расстояние в  $40''$  от солнечного края (что соответствует в линейных единицах приблизительно 30 000 километров). Именно на этом расстоянии наблюдал, обычно, корону вне затмения Вальдмайер (см. дальше). С другой стороны, кальциевая хромосфера может быть прослежена до 14 000 километров. Таким образом, на высоте 14 000—30 000 километров должен происходить переход от хромосферы к короне. Как будет видно из дальнейшего, по своим физическим характеристикам, корона качественно отличается от более низкой хромосферы. Заметим, что эта «промежуточная» область солнечной атмосферы, где хромосфера переходит в корону, исследована пока сравнительно слабо. Протуберанцы зачастую поднимаются над хромосферой на многие десятки и даже сотни тысяч километров, т. е. находятся уже в корональных областях. Что касается верхней границы короны, то она, разумеется, не может быть установлена с достаточной резкостью. Отдельным исследователям удалось проследить корону до расстояния в 4—5 солнечных радиусов.

Несмотря на то, что со времени первых спектрскопических исследований короны (1869 г.) последняя была наблюдаема в общей сложности несколько более одного часа (метод наблюдения короны вне затмения был разработан только в 1930 г. и является весьма ценным дополнением к наблюдениям короны во время полных затмений, но отнюдь не заменяет их), к 1939 году накопилось большое число фактических данных, требующих теоретической интерпретации. Анализ этих фактов заставлял исследователей приписывать корональной материи свойства, весьма отличные от свойств материи в других космических объектах. Выводы, полученные на основании анализа одной группы фактов, часто противоречили выводам, полученным из другой группы фактов. Без преувеличения можно сказать, что трудно в астрономии найти другой объект, который, подобно короне, ставил бы

перед исследователями такое большое количество загадочных проблем. Существенный прогресс в изучении короны был достигнут в 1939—1941 гг., и основная часть предлагаемого обзора будет посвящена работам, сделанным после указанного времени. Вводная часть посвящена краткому (и далеко не полному) изложению состояния проблемы солнечной короны к 1939 году. Более полные сведения, охватывающие этот период, можно найти в прекрасном обзоре Н. Н. Парийского<sup>1</sup>.

### § 1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О КОРОНЕ.

Различные исследователи определяли поверхностную яркость короны (в фотографических лучах) как функцию расстояния — или от края солнечного диска —  $h$ , или от центра его —  $\rho$ . Путём усреднения наблюдённой яркости по всем направлениям был получен ряд эмпирических законов для падения яркости с расстоянием, обычно либо вида  $I = \frac{c_1}{h^{n_1}}$ , либо  $I = \frac{c_2}{\rho^{n_2}}$ .

В итоге весьма тщательно выполненной работы Баумбах<sup>2</sup> нашёл среднее значение яркости короны, использовав результаты наблюдений 10 затмений, охватывающих период 1905—1927 гг. в виде:

$$I(\rho) = \frac{0.052}{\rho^{2.5}} + \frac{1.425}{\rho^7} + \frac{2.565}{\rho^{17}}, \quad (1)$$

где  $\rho$  выражается в долях солнечного радиуса, а яркость в центре солнечного диска принята равной  $10^6$ . Первый член существенен для описания хода изменения яркости во внешней короне, третий описывает яркость частей короны, наиболее близких к солнечной поверхности. Одночленным выражением вида  $\frac{c_3}{\rho^{n_3}}$  нельзя описать градиент яркости для всей короны. Хотя формула (1) весьма существенна и полезна для многих расчётов, связанных с короной (см. ниже), не следует забывать, что она даёт весьма осреднённое значение величины  $I(\rho)$ . При этом здесь имеет место двойное осреднение: различные исследователи осредняли  $I$  по всем позиционным углам, а Баумбах осреднил эти средние результаты. В действительности яркость короны (особенно той её части, которая ближе всего к краю Солнца) сильно зависит от позиционного угла (см. ниже). Кроме того, корона не является стационарным образованием. Её характеристики меняются от затмения к затмению.

В связи с этим укажем, что освещённость, создаваемая короной на земле и, в среднем, равная половине освещённости, создаваемой Луной, меняется для различных затмений почти на  $50\%$ . Заметим ещё, что сама форма короны, как показал Ганский<sup>3</sup>, зависит от фазы солнечной деятельности.

Изучение спектрального состава излучения короны послужило основанием для деления её на 2 части. Спектр так называемой

внутренней короны, простирающейся приблизительно на расстояние до  $10'$  от края Солнца (что соответствует 430 000 км), состоит из непрерывной компоненты, с распределением энергии по длинам волн, аналогичным спектру Солнца, и монохроматической компоненты. Последняя состоит из большого числа эмиссионных линий различной интенсивности, накладывающихся на непрерывный спектр короны от ультрафиолетовой его части до инфракрасной.

Эти, так называемые «корональные», линии представляют выдающийся интерес. До недавнего времени они не были отождествлены (см. ниже). В отличие от спектра Солнца, непрерывный спектр внутренней короны не содержит фраунгоферовых линий.

Спектр внешней короны ( $h > 10'$ ) весьма похож на спектр Солнца. Эмиссионных корональных линий здесь нет. Наоборот, фраунгоферовы линии присутствуют. Вблизи границы внутренней короны фраунгоферовы линии весьма слабы, т. е. «остаточные интенсивности» их очень велики. По мере удаления от солнца эти остаточные интенсивности убывают. При этом, однако, полуширина фраунгоферовых линий во внешней короне такая же, как и в спектре Солнца.

В 1905 г. основатель современной астрофизики К. Шварцшильд высказал свою, ныне считающуюся общепринятой, гипотезу о природе свечения короны. Согласно этой гипотезе, механизмом свечения короны является рассеяние радиации фотосферы на свободных электронах. Известно, что в случае томсоновского рассеяния коэффициент рассеяния не зависит от длины волны. Следовательно, спектральный состав рассеянной радиации должен быть тождественен спектральному составу рассеиваемой радиации, что и наблюдается.

Согласно гипотезе Шварцшильда, свет короны должен быть частично поляризован, причём степень поляризации не должна зависеть от длины волны. Наблюдения, несомненно, показывают, что свет короны поляризован, однако для зависимости степени поляризации от длины волны и расстояния от солнечного диска разные авторы получают весьма различные результаты. Повидимому, методика таких наблюдений ещё недостаточно совершенна. О поляризации короны подробнее см.<sup>1</sup>.

Из наблюдённой поверхностной яркости  $I(\rho)$  можно получить объёмную светимость (количество энергии, излучаемое единицей объёма короны за единицу времени)  $J(r)$ , где  $r$  — расстояние элемента объёма короны от центра Солнца. Очевидно,  $I(\rho) = \int_{-\infty}^{+\infty} J(z) dz$ .

Решением этого интегрального уравнения типа Абеля является выражение:

$$J(r) = \frac{1}{\pi} \int_r^{\infty} \frac{\frac{\partial I(\rho)}{\partial \rho}}{\sqrt{\rho^2 - r^2}} d\rho.$$

Баумбах, исходя из (1), получил:

$$J(r) = \frac{0,0304}{r^{3,5}} + \frac{1,452}{r^8} + \frac{4,157}{r^{18}}. \quad (2)$$

Зная механизм излучения короны — томсоновское рассеяние — можно получить из (2) концентрацию свободных электронов  $N_e$  в короне как функцию  $r$ :

$$J(r) = N_e(r) \cdot \sigma \int \frac{\bar{I} d\omega}{4\pi}, \quad (3)$$

где коэффициент томсоновского рассеяния  $\sigma = \frac{8\pi}{3} \frac{e^4}{m^2 c^4}$ , причём рассеяние считается изотропным,  $\bar{I}$  — интенсивность радиации фотосферы в точке короны  $r$ . Интегрирование распространяется по всем телесным углам. Учитывая потемнение солнечного диска к краям, даваемое формулой  $\bar{I} = \bar{I}_0 (1 - u + u \cos \theta)$ , где «постоянная потемнения»  $u$ , согласно наблюдениям, равна 0,4, а  $\theta$  — угол между нормалью к солнечной поверхности и направлением на точку короны  $r$ , Баумбах получил, что

$$K = \int \bar{I} \frac{d\omega}{4\pi} = \frac{1}{2} \bar{I}_0 \left\{ (1 - u) \left[ 1 - \sqrt{1 - \frac{1}{r^2}} \right] + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} u \left[ 1 - r \left( 1 - \frac{1}{r^2} \right) \log \sqrt{\frac{r+1}{r-1}} \right] \right\}. \quad (4)$$

На основании (2) и (4) Баумбах нашёл следующее приближённое выражение для  $N_e$ :

$$N_e(r) = 10^8 \left( \frac{0,36}{r^{3,5}} + \frac{1,55}{r^6} + \frac{2,99}{r^{16}} \right) \text{ см}^{-3}. \quad (5)$$

Если не учитывать потемнения солнца к краю, значение  $N_e$  в самых внутренних областях короны было бы на 40% меньше. На расстоянии  $r = 2 N_e$  в 100 раз меньше, чем у основания короны. Приводим таблицу значений  $I$ ,  $J$  и  $N_e$ , вычисленную Баумбахом (Табл. I).

Отсутствие фраунгоферовых линий в спектре внутренней короны Шварцшильд объяснил эффектом Допплера, происходящем при рассеянии излучения фотосферы движущимися с большими тепловыми скоростями корональными электронами. Как можно показать, это приводит к «замыванию» фраунгоферовых линий в рассеянном свете. В самом деле, пусть на свободные электроны падает непрерывно распределённая по спектру радиация  $\bar{I}(\lambda)$ . Фиксируем наше внимание на некоторой длине волны  $\lambda_1$ .

Рассеянная с этой длиной волны радиация будет происходить как от медленных электронов, рассеивающих радиацию с длиной волны, близкой к  $\lambda_1$ , так и от быстрых электронов, рассеивающих радиацию

Таблица 1

$r$	$h'$	$I$ (центр Солнца= $10^6$ )	$J$	$N_e$
1,00	0',00	4,07	5,64	$4,58 \cdot 10^8$
1,03	0,48	2,76	3,62	3,11
1,06	0,96	1,95	2,39	2,29
1,10	1,6	1,28	1,45	1,56
1,20	3,2	$5,47 \cdot 10^{-1}$	$5,10 \cdot 10^{-1}$	$7,04 \cdot 10^7$
1,3	4,8	2,84	2,27	3,84
1,4	6,4	1,66	1,17	2,38
1,6	9,6	$7,04 \cdot 10^{-2}$	$4,05 \cdot 10^{-2}$	1,11
1,8	12,8	3,56	1,72	$6,13 \cdot 10^6$
2,0	16,0	2,05	$8,38 \cdot 10^{-3}$	3,73
2,2	19,2	1,31	4,57	2,50
2,4	22,4	$9,06 \cdot 10^{-3}$	2,75	1,79
2,6	25,6	6,65	1,77	1,35
2,8	28,8	5,12	1,22	1,10
3,0	32,0	4,07	$8,72 \cdot 10^{-4}$	$9,13 \cdot 10^5$
3,5	40,0	2,57	4,43	6,32
4,0	48,0	1,75	2,60	5,12
5,0	64,0	$9,68 \cdot 10^{-4}$	1,13	3,81

с длиной волны, заметно отличной от  $\lambda_1$ . Интенсивность рассеянной радиации будет равна:

$$I(\lambda_1) = \sigma \cdot N_e \frac{1}{V\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\left(\frac{\lambda - \lambda_1}{\Delta\lambda_D}\right)} \bar{I}(\lambda) d\left(\frac{\lambda - \lambda_1}{\Delta\lambda_D}\right),$$

где допплеровское смещение  $\Delta\lambda_D = \sqrt{\frac{kT_s}{m}}$

Рассмотрим случай, когда  $\bar{I}(\lambda)$  соответствует участку спектра, содержащему сильную фраунгоферову линию, например,  $H$  или  $K$  (линии, принадлежащие ионизированному кальцию). В этом случае, как известно,

$$\bar{I}(\lambda) = F_0 \cdot \frac{1}{1 + \frac{3}{4} \frac{N_H C_1}{\lambda - \lambda_0}},$$

где  $F_0$  — поток излучения фотосфера в непрерывном спектре в окрестностях  $\lambda_0$ -«центра» линии,  $N_H$  — число атомов  $\text{Ca}^+$ , образующих линию (в столбе единичного сечения),  $C_1 = \text{const}$ .

Введя обозначения

$$\frac{\lambda - \lambda_1}{\Delta\lambda_D} = x, \quad \frac{\lambda_1 - \lambda_0}{\Delta\lambda_D} = a, \quad \frac{3/4 N_H C_1}{(\Delta\lambda_D)^2} = \left(\frac{d}{2}\right)^2$$

и выполнив вычисления, получим:

$$I(\lambda_1) = F_0 \cdot \sigma \cdot N_e \frac{1}{V\pi} \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2} dx - \frac{d^2}{4} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-x^2} dx}{\left(\frac{d}{2}\right)^2 + (x-a)^2} \right\}. \quad (6)$$

Полагая на основании наблюдений

$$N_H = 23,6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2} \text{ (см.}^4\text{), } \lambda_0 = 3968 \text{ \AA}$$

и вычисляя интеграл при помощи существующих таблиц, можно начертить контур линии в рассеянном свете. Приводим контуры линии  $K$  при двух значениях электронной температуры короны  $T'_e = 168 \, 000^\circ \left( \frac{d}{2} = \frac{1}{5} \right)$  и  $T''_e = 625 \, 000^\circ \left( \frac{d}{2} = \frac{1}{10} \right)$  (рис. 1).

Так как линия  $K$  в спектре короны совершенно не наблюдается, то можно сделать вывод, что  $T_e$  короны гораздо ближе к  $625 \, 000^\circ$ ,

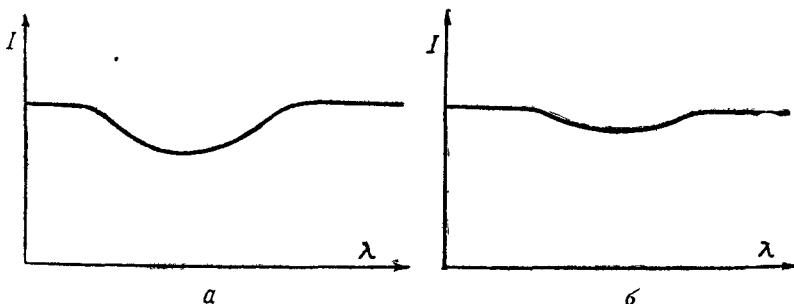


Рис. 1. Теоретический контур линии  $K$  спектра солнечной короны.  
а)  $T_e = 168 \, 000$ , б)  $T_e = 625 \, 000$ .

чем к  $168 \, 000^\circ$ . Впервые Гротриан<sup>5</sup>, анализируя замывание фраунгоферовых линий во внутренней короне, указал, что её электронная температура порядка  $350 \, 000^\circ$ . Как будет видно из дальнейшего, это обстоятельство играет фундаментальную роль для различных процессов, происходящих в солнечной короне.

Что касается наличия фраунгоферовых линий в спектре внешней короны, то истолкование этого явления, повидимому, является одной из наиболее трудных проблем физики короны. Если принять, что механизм свечения внешней короны такой же, как и у внутренней, нужно допустить, что  $T_e$  там весьма мало, порядка нескольких десятков градусов! Гротриан<sup>6</sup> считает, что фраунгоферовы линии в спектре внешней короны появляются в результате рассеяния радиации фотосфера на пылинках. Однако Рессел<sup>7</sup> указал, что само существование таких пылинок в окрестностях Солнца является невозможным.

Подробнее об этом см.<sup>1</sup>. Во всяком случае, в настоящий момент эта проблема далека от решения.

## § 2. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ КОРОНЫ ВНЕ ЗАТМЕНИЯ И СТАНДАРТНЫМИ КОРОНОГРАФАМИ.

В последнее время всё большее значение приобретают наблюдения короны в свете различных корональных линий (обычно  $\lambda = 5303 \text{ \AA}$  и  $\lambda = 6374 \text{ \AA}$ ) вне затмения. Впервые эту проблему решил в 1930 г. Лио. Его успех был обусловлен тщательным исключением рассеянного света как в инструменте, так и в атмосфере (для чего наблюдения велись на Пик-дю-Миди, Пиренеи, высота около 3000 м). Описание деталей конструкции коронографа Лио см.<sup>8</sup>. Здесь мы будем говорить только о работах Лио 1939—1944 гг. Результаты более ранних исследований см.<sup>9</sup>. В 1939 г. Лио применил для наблюдений короны поляризационные монохроматические фильтры, представляющие собой стопу, состоящую из 6 кварцевых пластинок в перемежку с 7 поляроидами. Эта система пропускает 13 полос шириной от 3  $\text{\AA}$  в красной части спектра до 2  $\text{\AA}$  в зелёной. Полосы расположены вблизи главных хромосферных и корональных линий ( $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$ ,  $\lambda = 5303 \text{ \AA}$ ,  $D_{\beta}$ ,  $\lambda = 6374 \text{ \AA}$  и т. д.). Вся система помещается в терmostате. Небольшими изменениями температуры достигается точное совпадение полос пропускаемости фильтра с исследуемой монохроматической корональной или хромосферной радиацией. Монохроматические изображения короны выявили ряд интересных деталей, в частности оказалось, что распределение интенсивностей зелёной и красной линий в короне различно. Приводим снимки короны, полученные Лио в свете этих линий<sup>10</sup> (рис. 2).



Рис. 2. Монохроматические изображения солнечной короны, полученные Лио вне затмения. Вверху — в свете линии  $\lambda = 6374 \text{ \AA}$ , внизу — в свете линии  $\lambda = 5303 \text{ \AA}$ .

С этим фильтром Лио впервые осуществил одновременную кинематографическую съёмку короны в свете зелёной и красной линий и линии  $H_{\alpha}$  хромосферы и протуберанцев. Некоторые съёмки были весьма длительны — до 12 часов. Поведение корональных линий весьма мало связано с поведением линии  $H_{\alpha}$ , что истолковывается Лио в том

смысле, что корона почти не зависит от протуберанцев. В течение этих, довольно продолжительных, съёмок монохроматическое изображение короны менялось незначительно. Движения в короне, наблюдавшегося рядом авторов (в белом свете!), Лио не обнаружил. Таким образом, результаты Лио показывают, что корона должна рассматри-

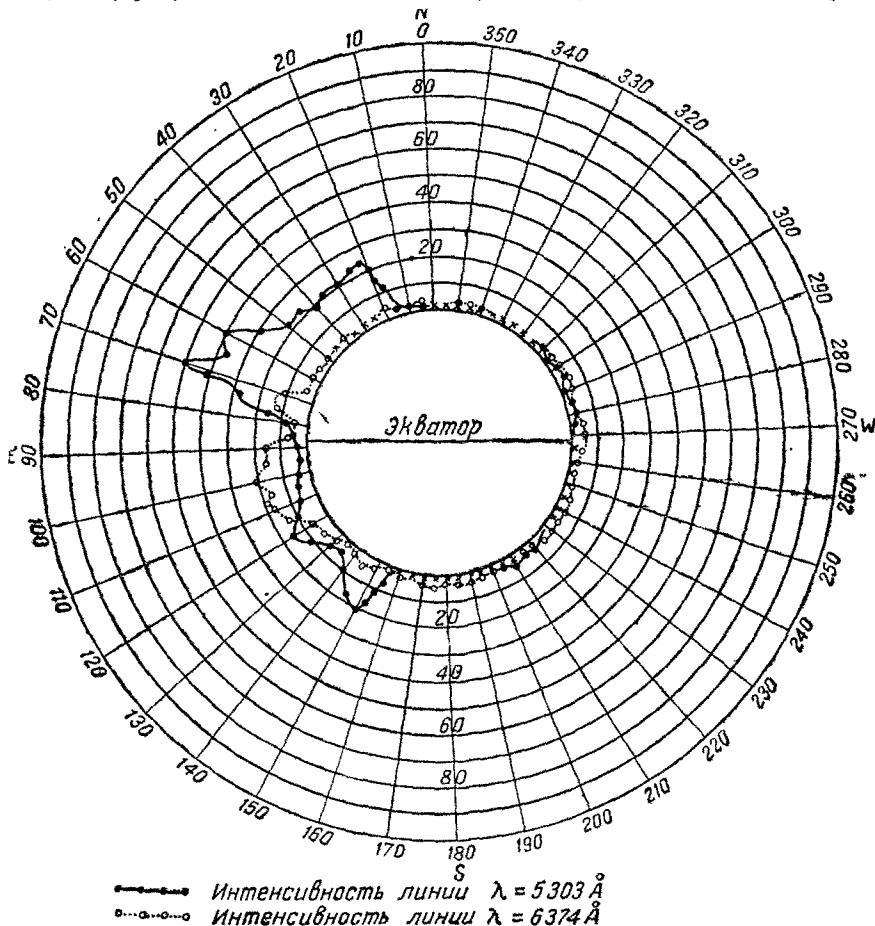


Рис. 3. Диаграммы интенсивности корональных линий.

ваться как образование квазистационарное. Этот вывод, несомненно, имеет фундаментальное значение для проблемы короны.

Лио провёл визуальную фотометрию красной и зелёной корональных линий, интенсивность которых сравнивалась с интенсивностью соответствующих спектральных участков центра Солнца. Таким образом, исключалось поглощение в земной атмосфере. Фотометрия про-

водилась для различных точек лимба Солнца. Интенсивность корональных линий весьма различна для различных точек лимба. У солнечных полюсов она эквивалентна интенсивности полосы непрерывного спектра центра Солнца шириной  $2 \cdot 10^{-6}$  Å, в некоторых областях лимба —  $80 \cdot 10^{-6}$  Å. Приводим «диаграммы интенсивности», полученные Лио<sup>10</sup> (рис. 3).

В 1938 г. Вальдмайер начал свою большую работу по изучению короны вне затмения способом Лио. Его обсерватория находится на Монт Ароза (Швейцария, высота 2050 м над уровнем моря). Методика и результаты его исследований опубликованы в ряде работ<sup>11</sup>. Он изучил распределение интенсивности зелёной и красной корональных линий  $\lambda = 5303$  Å и  $\lambda = 6374$  Å вдоль солнечного диска на расстоянии  $40''$  от него. Первые его работы содержали визуальные оценки яркостей корональных линий, выраженные в особой шкале.

Таким путём Вальдмайер построил ряд «корональных контуров» (см. рис. 4, а и 4, б). Пунктиром обозначена ось вращения Солнца. Расстояние от контура до солнечного лимба пропорционально интенсивности корональной линии для данного позиционного угла. Из рисунков ясно видно, что на экваторе имеется минимум интенсивности, главные максимумы находятся в зоне пятен (гелиографическая широта  $10-20^\circ$ ), вторичный максимум находится на гелиографической широте  $\pm 60^\circ$ . «Корональные контуры» довольно устойчивы: на протяжении суток они обычно меняются мало. Как видно из рисунков, «корональный контур» красной линии, вообще говоря, не совпадает с контуром зелёной линии. Обычно интенсивность красной линии составляет около  $1/10$  интенсивности зелёной, но в некоторых областях короны часто наблюдаются сильные отклонения от этого правила. Области, где интенсивность красной линии аномально велика, Вальдмайер называет «красные области», области, где зелёная линия аномально интенсивна, обозначаются им как «зелёные области». Наконец, изредка им наблюдались области, где интенсивность зелёной линии была особенно сильна. Эти области короны Вальдмайер обозначает как «С»-области.

Последовательно наблюдая корону на протяжении ряда дней, Вальдмайер впервые построил синоптическую карту короны, представленную на рис. 5, а и с. Густота штриховки соответствует интенсивности корональной линии.

Гелиографические координаты даны в системе Керрингтона. На рис. 5, б дана синоптическая карта солнечной фотосферы для этого

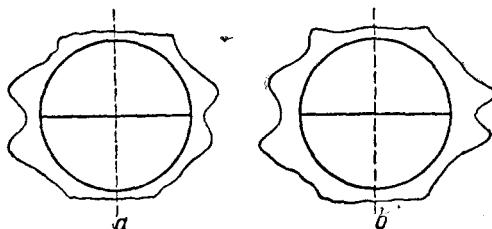


Рис. 4. Корональные контуры по Вальдмайеру. а — линии  $\lambda = 5303$  Å, б — линии  $\lambda = 6374$  Å.

времени. На ней чёрные области обозначают пятна, заштрихованные — факельные поля. Бросается в глаза ярко выраженная связь между деталями в короне и в фотосфере. Над каждым пятном монохроматическая яркость короны усиlena. Однако встречаются яркие области короны, под которыми нет никаких пятен. Отчётливо видна «зелёная область» с координатами  $5^{\circ}$ ,  $-55^{\circ}$  и «красная» — с координатами  $310^{\circ}$ ,  $+55^{\circ}$ . Кроме того, Вальдмайер сопоставляет си-

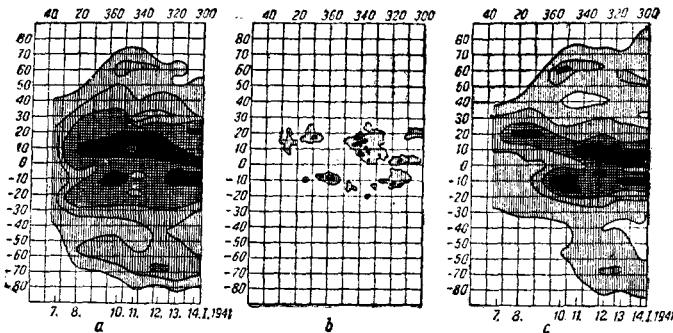


Рис. 5. Синоптические карты солнечной короны: *c* — в свете красной линии  $\lambda=6374$ , *a* — в свете зелёной линии  $\lambda=5303 \text{ \AA}$ , *b* — синоптическая карта фотосферы.

ноптические карты короны и хромосферы и находит тесную связь между яркими корональными областями и такими образованиями хромосферы, как яркие флокулы. Ни в фотосфере, ни в хромосфере не было найдено каких-либо образований, могущих быть связанными со вторичными максимумами интенсивности корональных линий у широты  $\pm 60^{\circ}$ .

Кроме визуальных наблюдений, Вальдмайер провёл тщательную фотографическую фотометрию короны в свете зелёной линии. Полученные результаты полностью подтверждают визуальные наблюдения. Им был исследован монохроматический градиент яркости во внутренней короне как в случае так называемых корональных лучей, так и для «нормальных» корональных областей. Оказывается, что интенсивность монохроматической радиации спадает по мере удаления от солнечной поверхности быстрей, чем интенсивность «непрерывной» радиации. Закон изменения монохроматической интенсивности с расстоянием  $r$  от центра солнечного диска найден в виде  $I = \text{const. } r^{-3/4}$  (для коронального луча). Это соотношение справедливо вблизи лимба Солица. На расстояниях, превышающих  $2'$ , монохроматическая интенсивность пропорциональна «непрерывной», в согласии с результатами Гротриана<sup>5</sup>. Полученные Вальдмайером контуры зелёной линии на различных расстояниях от лимба имеют допплеровский характер. Полуширина этой линии падает от  $0,54 \text{ \AA}$  для расстояния в  $51''$  до  $0,28 \text{ \AA}$  — для расстояния в  $3'38''$ . Соответствующие беспорядоч-

ные скорости излучающей материи убывают от 37 до 19 километров в секунду.

Весьма интересным является вывод Вальдмайера о влиянии упомянутых «С»-областей на геомагнитные возмущения. Оказывается, что в среднем за 6,2 дня до наблюдения «С»-области на западном краю солнечного диска и спустя 7,4 дня после наблюдения этой области на восточном краю на Земле обычно происходит магнитная буря. Это можно объяснить тем, что из «С»-областей вылетают быстрые корпускулы, пролетающие расстояние от Солнца до Земли за 0,6 дня и вызывающие магнитную бурю.

Таким образом, возможно, что «С»-области и являются теми участками Солнца, которые ответственны за геомагнитные возмущения.

Наблюдения солнечного затмения 1936 г. советскими экспедициями, произведённые со стандартными коронографами, расположенными вдоль полосы затмения, положили начало циклу работ по изучению структуры короны и движений в ней. Аналогичные наблюдения были повторены в 1941 и 1945 гг. Обработка материалов наблюдений, произведённая Е. Я. Бугославской<sup>12</sup> и С. К. Всехсвятским<sup>13</sup>, дала следующие результаты. Формы деталей короны (в фотографических лучах непрерывного спектра) зависят от деталей солнечной поверхности. Физические характеристики корональных деталей (например, градиент яркости, степень поляризации) зависят от соответствующих деталей нижележащих слоёв солнечной атмосферы. Протуберанцы, как правило, охватываются дуговыми и «шлемовидными» корональными оболочками. Из факелов исходят мощные корональные «лучи». Вблизи пятен эти «лучи» деформируются. Над большими группами пятен могут образовываться оболочки, доходящие до гигантских размеров. Из хромосфера в корону непрерывно выбрасывается материя, которая или диссирирует в короне или падает назад. Изучение движений в солнечной короне (затмение 1936 г.) показало, что смещения лучей в общем удовлетворяют предположению о вращении короны. Однако имеются пекулярные движения. Характер поведения различных деталей короны, по мнению Е. Я. Бугославской, показывает, что на Солнце существует общее магнитное поле, а также местные поля в возбуждённых областях.

Большое значение имеет наблюдение Вальдмайером короны вне затмения 21/IX 1941 г. В этот день произошло полное солнечное затмение, несмотря на условия военного времени успешно наблюдавшееся советскими астрономами, главным образом в Алма-Ата. Бугославская<sup>12</sup> произвела сравнение своих снимков, полученных на стандартном коронографе, с результатами Вальдмайера для этого дня. Сравнение показало:

1) Изофоты короны в фотографических лучах непрерывного спектра имеют то же сжатие, что и изофоты для зелёной линии.

2) Так же как и у Вальдмайера, изофоты самых внутренних частей короны в фотографических лучах показывают экваториальный минимум.

3) Околополярный вторичный максимум интенсивности зелёной линии соответствует границам полярной короны, как они представляются в фотографических лучах.

4) «Лучевая» структура короны в ярких линиях соответствует «лучевой» структуре в непрерывном спектре.

Эти исследования корональных деталей советскими учёными имеют большое значение для решения ряда проблем. Однако для получения выводов физического характера необходима ещё большая работа по спектрофотометрии корональных деталей.

### § 3. ПРОБЛЕМА «КОРОНИЯ».

Во время затмения 7 августа 1869 г. Юнг, Харкнесс и Локайер независимо обнаружили в спектре короны эмиссионную линию  $\lambda = 5303 \text{ \AA}$ . С тех пор наблюдения во время полных солнечных затмений значительно увеличили список корональных линий.

Лио вне затмения открыл пять линий в красной и инфракрасной части спектра<sup>14</sup>. В настоящее время число эмиссионных линий, несомненно присутствующих в спектре внутренней короны, равно 24. Кроме того, многие исследователи во время различных затмений наблюдали весьма слабые корональные линии. Их длины волн мерялись весьма неуверенно. Более одного раза они не наблюдались. В таблице II длины волн этих линий заключены в скобки.

Таблица II  
Корональные линии

$\lambda \text{ \AA}$	$\nu \text{ см}^{-1}$	$I$	$\lambda \text{ \AA}$	$\nu \text{ см}^{-1}$	$I$	$\lambda \text{ \AA}$	$\nu \text{ см}^{-1}$	$I$
3328 (3359)	30 039 29 762	1,0 —	3865 (3891)	25 865 25 693	— 0,8	5116 5302,8	19 541 18 853	4,3 100
3388,1	29 506	16	4086,3 (4130)	24 465 24 206	1,0 —	5694 6374	18 059 17 557	— 1,2
3454,1 (3461)	28 942 28 885	2,3 —	(4131,4) 4231,4 (4244,8)	24 298 23 626 23 552	— 2,6	6704,8 7059,6 7891,9	14 910 14 961 12 677	5,4 2,2 13
(3505)	28 522	—	4311,0 4359,0	23 190 22 935	— < 0,8	8024 10 746,8	12 459 9314,4	0,5 55
(3534)	28 288	—	(4398)	22 731	—	10 797,9	9261,0	35
(3601,0) (3626)	27 762 27 571	2,1 —	(4412) (4533,4)	22 659 22 054	— —			
(3641)	27 457	—	4567	21 890	1,2			
3642,9	27 443	—	(4722)	21 799 21 172	— —			
(3648)	27 404	—	(4725)	21 158	—			
(3651)	27 382	—	(4779)	20 919	—			
3800,8	26 302	—	(5073)	19 706	—			

В третьем столбце таблицы II приведены относительные интенсивности корональных линий, причём за 100 принята интенсивность зелёной линии  $\lambda = 5303 \text{ \AA}$ . Указанные интенсивности приведены на основании результатов Гротриана<sup>5</sup> и Лио<sup>15</sup>.

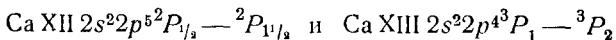
Эти данные редуцированы в единую систему Эдленом. Необходимо указать, что приведённые относительные интенсивности могут быть рассматриваемы только как средние, так как они в разных областях короны и в разное время могут принимать совершенно другие значения (см. выше).

Замечательной особенностью корональных линий было то обстоятельство, что до недавнего времени они не были отождествлены. Между тем работ в этом направлении было очень много. Приводим в хронологическом порядке основные попытки отождествить корональные линии<sup>16</sup>: гипотетический элемент «короний» (1911), дважды ионизированный кальций (1922), аргон (1929), атомный раман-эффект (1930), кислород (1931—1933), дважды возбуждённый гелий (1930, 1933—1935), водородные молекулы (1932), отрицательные ионы (1934), запрещённые линии N II, запрещённые линии Fe II (1938) и Fe III (1938).

Так как почти все разрешённые линии атомов и ионов (мы имеем в виду два первых состояния ионизации) были к тому времени получены в лабораториях, можно было предположить, что корональные линии связаны с какими-то запрещёнными переходами. Но линии, связанные с этими переходами, бывают, как известно, весьма узкими, между тем корональные линии обладают сравнительно большой полушириной (см. выше).

В 1939 г. Гротриан<sup>17</sup> показал, что переходы между компонентами мультиплетов  $\text{Fe X } 3s^2 3p^5 {}^2P_{1/2} - {}^2P_{3/2}$  и  $\text{Fe XI } 3s^2 3p^4 {}^3P_1 - {}^3P_2$ , в пределах экспериментальных ошибок, должны дать линии, по длине волны совпадающие с двумя корональными линиями, соответственно  $\lambda = 6374 \text{ \AA}$  и  $\lambda = 7892 \text{ \AA}$ . Спектры этих ионов были получены экспериментально Эдленом в искровом разряде с помощью вакуум-спектрографа конструкции Зигбана<sup>18</sup>. Этот спектрограф позволяет регистрировать излучение с длиной волны  $\lambda < 200 \text{ \AA}$ . Дисперсия его порядка  $0,3 - 0,5 \text{ \AA/mm}$ , разрешающая способность  $0,01 \text{ \AA}$ . Помещаем полностью экспериментальные данные, приведшие Гротриана к указанному отождествлению (см. табл. III).

Эдлен, на основании имеющихся у него неопубликованных данных о спектрах в высокой степени ионизированных ионов, нашёл ещё два прямых совпадения переходов:



со слабыми корональными линиями  $\lambda = 3328 \text{ \AA}$  и  $\lambda = 4086 \text{ \AA}$  соответственно.

Так как эти разности термов определяются по измеренным линиям весьма малой длины волны, то они получаются сравнительно неточ-

Таблица III

Fe X $3s^23p^5 - 3s^23p^44s$	$\lambda \text{ \AA}$	$\nu \text{ см}^{-1}$	Разность термов	$\nu$ короны
${}^2P_{1/2} - {}^2P_{1/2}$	95,338	1 048 900	15 714	
${}^2P_{1/2} - {}^2P_{1/2}$	96,788	1 033 186		
${}^2P_{1/2} - {}^2P_{1/2}$	96,122	1 040 345	15 660	
${}^2P_{1/2} - {}^2P_{1/2}$	97,591	1 024 685	15 687	15 683
Fe XI $3s^23p^4 - 3s^23p^34s$				
${}^3P_2 - {}^3D_2$	87,025	1 149 095	12 667	
${}^3P_1 - {}^3D_2$	87,995	1 136 428		
${}^3P_2 - {}^3S_1$	89,185	1 121 265	12 679	
${}^3P_1 - {}^3S_1$	90,205	1 108 586	12 673	12 668

ными. Поэтому Эдлен проделал кропотливую работу по более точному получению указанных разностей термов путём экстраполяции величины расщепления в мультиплетах различных изоэлектронных последовательностей<sup>19</sup>. Эти последовательности включали в себе ионы железа от Fe X до Fe XIV. Соответствующие основные конфигурации этих ионов суть:  $3s^23p^5$ (Fe X),  $3s^23p^4$ (Fe XI),  $3s^23p^2$ (Fe XIII) и  $3s^23p$ (Fe XIV). Конфигурация  $3s^23p^3$ (Fe XII) не рассматривалась по соображениям, о которых речь будет ниже. В случае конфигураций  $3s^23p^5$  и  $3s^23p$  экстраполяция выполняется сравнительно легко. Здесь основное состояние — дублет  ${}^2P_{1/2, 1/2}$  и расщепление его  $\Delta\nu$  изменяется в изоэлектронных последовательностях Cl I, Al II...Fe X... и Al I, Si II..., Fe XIV..., согласно формуле Ландэ

$$\Delta\nu = \frac{Ra^2(Z\sigma)^4}{n^3l(l+1)}, \quad (7)$$

где  $R$  — постоянная Ридберга,  $a$  — постоянная тонкой структуры,  $n$  и  $l$  — квантовые числа,  $Z$  — порядковый номер элемента,  $\sigma$  — параметр экранирования, мало меняющийся вдоль изоэлектронной последовательности.

Достаточно точные экспериментальные данные для  $\Delta\nu$  в случае ряда  $3s^23p$  имеются вплоть до Sc IX, а в случае  $3s^23p^5$  — вплоть до V VII. Опираясь на эти данные, с помощью соотношения (7)

Эдлен уверенно нашёл ещё три совпадения: Fe XIV  $3s^23p^2P_{1/2} - ^2P_{1/2}$  — с корональной линией  $\lambda = 5303 \text{ \AA}$ , тот же переход у Ni XVI даёт совпадение с линией  $\lambda = 3601 \text{ \AA}$ , Ni XII  $3s^23p^5P_{1/2} - ^2P_{1/2}$  совпадает с корональной линией  $\lambda = 4231 \text{ \AA}$ .

В случае последовательностей  $3s^23p^2$  и  $3s^23p^4$  проблема экстраполяции является гораздо более сложной. Здесь уровни основной конфигурации располагаются в следующем порядке:  $^3P_0$ ,  $^3P_1$ ,  $^3P_2$ ,  $^1D_2$ ,  $^1S_0$  и соответственно:  $^3P_2$ ,  $^3P_1$ ,  $^3P_0$ ,  $^1D_2$ ,  $^1S_0$ . Причина указанной трудности состоит в том, что в ряду этих изоэлектронных последовательностей происходит постепенный переход от рессел-саундерсовской связи  $LS$  к  $j-j$  связи. Поэтому основные спектральные закономерности в этой области определяются теорией промежуточной связи, разработанной в сравнительно недавнее время трудами Гаудсмита, Шортли и Робинсона (см., например, монографию Шортли и Кондона<sup>20)</sup>). Согласно этой теории энергия каждого компонента мультиплета определяется основным параметром связи  $\chi = \frac{\zeta}{5F_2}$ , где  $\zeta$  — энергия взаимодействия, спин-орбита, а  $F_2$  — энергия электростатического взаимодействия. Например, в случае конфигурации  $3s^23p^4$  разность термов

$$^1D_2 - ^3P_1 = 5F_2 \left( \frac{3}{5} - \frac{3}{4}\chi + \sqrt{\frac{9}{25} + \frac{3}{10}\chi + \frac{9}{16}\chi^2} \right).$$

В случае  $LS$ -связи  $\chi \rightarrow 0$ . Оказывается, что величины  $\chi$ ,  $F_2$  и  $\zeta$  меняются с  $Z$  весьма регулярно (в отличие от  $\Delta\nu$ ), и поэтому они удобны для экстраполяций. Вплоть до элементов V VIII ( $3s^23p^4$ ) и Sc VIII ( $3s^23p^2$ ) указанные величины были получены из экспериментальных данных согласно измеренным отношениям

$$R_c = \frac{^3P_2 - ^3P_0}{^1D_2 - ^3P_2} \quad \text{и} \quad R_L = \frac{^3P_2 - ^3P_1}{^3P_1 - ^3P_0}$$

и теории промежуточной связи.

Далее  $\chi$ ,  $F_2$  и  $\zeta$  экстраполировались, причём  $F_2 \sim Z$ , а  $\zeta \sim (Z - \sigma)^4$ .

В результате этой работы удалось отождествить ряд корональных линий. Переход Fe XIII  $3s^23p^2^3P_2 - ^3P_1$  соответствует корональной линии  $\lambda = 10\ 747 \text{ \AA}$ . Переход  $^3P_1 - ^3P_0$  того же иона даёт линию  $\lambda = 10\ 798 \text{ \AA}$ . Соответствующие переходы у Ni XV дают линии  $\lambda = 8024 \text{ \AA}$  и  $\lambda = 6702 \text{ \AA}$ . Наконец, переход Fe XIII  $3s^23p^2^1D_2 - ^3P_2$  отождествляется с интенсивной корональной линией  $\lambda = 3388 \text{ \AA}$ . Для конфигурации  $3s^23p^4$  получаются следующие совпадения: Fe XI  $3s^2p^4^1D_2 - ^3P_0 \rightarrow$  корональная линия  $\lambda = 3987 \text{ \AA}$ , Fe XI  $3s^23p^4^3P_1 - ^3P_2 \rightarrow \lambda = 7892 \text{ \AA}$ . Соответствующие переходы для никеля дают совпадения с корональными линиями  $\lambda = 3643 \text{ \AA}$  и  $\lambda = 5116 \text{ \AA}$ . Процедура экстраполяции и отождествления становится наглядной при рассмотрении прилагаемого графика (рис. 6).

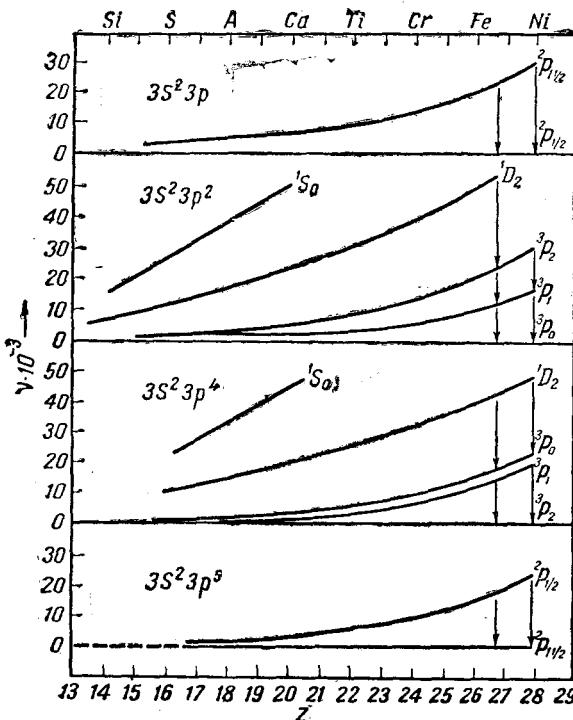
Коль скоро Эдлену удалось отождествить 13 линий, принадлежащих ионам Fe X, Fe XI, Fe XIII, Fe XIV и изоэлектронным ионам Ni, возникает вопрос, могут ли существовать в спектре короны линии, принадлежащие другим состояниям ионизации Fe и Ni? В связи с этим Эдлен замечает, что линии Fe VII присутствуют в спектрах некоторых новых звезд. Так как этих линий в спектре короны не обнаружено, он делает вывод, что из-за господствующих в последней условий ионизации нельзя ожидать в спектре короны линий ионов Fe VI, Fe III, Fe IV, Fe II. Аналогично обстоит дело с низшими состояниями ионизации никеля.

Для Fe VIII и Ni X расщепление основного терма  $^2D$  очень мало, так что соответствующий переход даёт линии весьма большой длины волн. У Fe IX и Ni XI основное состояние — сингулярное. Хотя Fe XII и Ni XIV несомненно присутствуют в короне, линии их не могут быть наблюдаемы. Это следует из прилагаемой схемы термов этой конфигурации, заимствованной у Свингса<sup>21</sup> (рис. 7).

Рис. 6. Мультиплетные расщепления для различных изоэлектронных последовательностей. Стрелками обозначены найденные Эдленом совпадения.

Основная конфигурация Fe XV, Fe XVI и Fe XVII и соответствующих ионов Ni — сингулетная. Что касается более высоких состояний ионизации, то нужно заметить следующее. При переходе от Fe XVII к Fe XVIII «срывается»  $L$ -оболочка Fe, и резко возрастает потенциал ионизации. Следовательно, ионов Fe XVIII в короне будет крайне мало. Разумеется, аналогичные соображения применимы также и к ионам Ni.

Исследуя следующую, вторую, конфигурацию  $Fe\text{XV }3s\ 3p$ , Эдлен нашёл здесь два метастабильных подуровня  $^8P_0$  и  $^8P_2$ . Запрещённый



переход  ${}^3P_2 - {}^3P_1$  даёт линию, хорошо совпадающую по длине волн с корональной линией  $\lambda = 7059 \text{ \AA}$ . Правда, в этом случае потенциал возбуждения исходного уровня необычайно велик (31,9 вольта), но из-за господствующих в короне условий это обстоятельство не приводит к трудностям. Девять метастабильных уровней имеются во второй конфигурации Fe IX и Ni XI —  $3s^2 3p^5 3d$  с потенциалом возбуждения порядка 50 В. Возможно, что переходы между ними могут объяснить некоторые слабые, ещё не отождествлённые корональные линии. Пока соответствующими точными данными спектроскопия не располагает.

Возникает естественный вопрос, почему в конфигурации  $3s^2 3p^k$  ответственными за излучение корональных линий являются только ионы Fe и Ni. Ведь ясно, что, например, соответствующие линиям Fe и Ni линии Co, как правило, лежат в доступной части спектра. Согласно Эдлену это объясняется тем, что относительное количество Co и других, «соседних» с Co, элементов в короне мало. Эдлен полагает, что относительное обилие элементов в короне такое же, как и у других космических объектов, в частности метеоритов. Для последних Гольдшмидт<sup>22</sup> приводит следующие данные (см. таблицу IV):

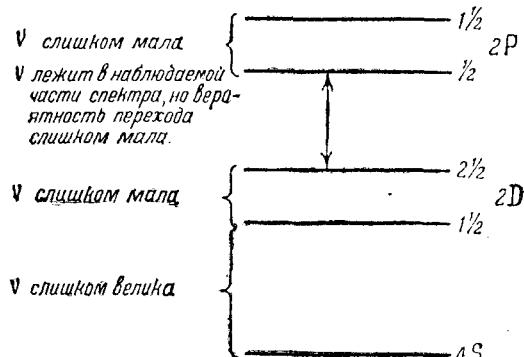


Рис. 7. Схема подуровней основной конфигурации Fe XII и Ni XIV.

Таблица IV

$Z$	Элемент	$\frac{n}{n_{\text{Fe}}} \cdot 100$	$Z$	Элемент	$\frac{n}{n_{\text{Fe}}} \cdot 100$
11	Na	5,0	18	A	?
12	Mg	98	19	K	0,77
13	Al	9,9	20	Ca	6,4
14	Si	112	22	Ti	0,53
15	P	0,65	24	Cr	1,27
16	S	12,8	25	Mn	0,74
17	Cl	0,6	26	Fe	100
			27	Co	0,39
			28	Ni	5,2

Сделав указанное предположение, Эдлен теоретически вычисляет интенсивность некоторых линий, которые могли бы быть наблюдаемы

в короне (за 100 попрежнему принята интенсивность зелёной линии  $\lambda = 5303 \text{ \AA}$ ). О методике расчёта — речь ниже. Как видно из табли-

Таблица V

Переход	$\lambda$	$I$
Co XV $^2P_{1/2} - ^2P_{1/2}$	4349 $\text{\AA}$	0,4
Mn XIII $^2P_{1/2} - ^2P_{1/2}$	6539	0,7
S XII $^2P_{1/2} - ^2P_{1/2}$	7536	2
Cr XII $^2P_{1/2} - ^2P_{1/2}$	8159	0,6
Co XIV $^3P_1 - ^3P_0$	8448	0,3

цы V, все эти линии находятся на грани видимости (их интенсивности — порядка интенсивностей самых слабых линий короны).

В связи с этим укажем, что индийский исследователь Кунду ошибочно отождествил корональную линию  $\lambda = 4359 \text{ \AA}$  с линией Co XV  $^2P_{1/2} - ^2P_{1/2}$ <sup>23</sup>. Ошибка у него произошла из-за того, что соответствующая экстраполяция была им сделана без должной аккуратности.

Так как в самом начале своей работы Эдлен отождествил две корональные линии с некоторыми переходами ионов Ca XII и Ca XIII, надлежало провести исследование конфигураций  $2s^22p^k$ , к которым относятся упомянутые ионы.

Процедура экстраполяции здесь, в основном, аналогична случаю  $3s^23p^k$  конфигурации.

Кроме вышеуказанных, найдены ещё следующие совпадения: переход A X  $2s^22p^5 ^2P_{1/2} - ^2P_{1/2}$  соответствует корональной линии  $\lambda = 5536 \text{ \AA}$ , переход A XIV  $2s^22p^2 ^2P_{1/2} - ^2P_{1/2}$  соответствует линии  $\lambda = 4359 \text{ \AA}$  (которую ошибочно отождествил Кунду). Однако отождествление этой линии Эдлен считает несколько сомнительным. Переход Ca XV  $2s^22p^3$  соответствует линии  $\lambda = 5694 \text{ \AA}$ . Так как ионизационный потенциал Ca XV аномально велик (812 вольт), Эдлен считает это отождествление также сомнительным. В отдельных областях короны согласно Лио <sup>9</sup> интенсивность этой линии, обычно составляющая один процент от интенсивности линии  $\lambda = 5303 \text{ \AA}$ , временами превосходит интенсивность последней. Возможно, это служит указанием на аномальное состояние ионизации в этих корональных областях.

Таким образом, всего Эдленом отождествлено 19 линий из 24, присутствие которых в короне установлено с несомненностью.

Выдающейся заслугой Эдлена является, кроме отождествления корональных линий, также вычисление их вероятностей переходов и построение предварительной теории интенсивностей корональных линий <sup>19</sup>.

Так как корональные линии запрещены правилом Лапорта, надлежало вычислить вероятности переходов в случае магнитно-дипольного и квадрупольного излучения. Обозначим эти вероятности соответственно через  $A_m$  и  $A_q$ .

Известно, что  $A_m$  и  $A_q$  существуют лишь при переходах между двумя чётными или двумя нечётными термами. Кроме того, имеются ещё следующие правила отбора: для  $A_m \Delta J = 0, \pm 1$  (за исключением  $0 \rightarrow 0$ ), для  $A_q \Delta J = 0, \pm 1, \pm 2$  (за исключением  $0 \rightarrow 0, \frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}, 0 \rightarrow 1$ ).

Согласно Шортли<sup>24</sup> и Пастернаку<sup>25</sup>

$$A_m = 2,70 \cdot 10^{-11} \frac{S_m \cdot \nu^3}{2J+1} \text{ сек}^{-1}, \quad (8)$$

$$A_q = 1,68 \cdot 10^{-22} \frac{S_q \cdot \nu^3}{2J+1} \text{ сек}^{-1}. \quad (8')$$

$A_m$  определяется только магнитными моментами ионов. Для  $LS$ -связи (переходы  ${}^2P_{1/2, 3/2}$  конфигураций  $3s^23p$  и  $3s^23p^5$ )

$$S_m = \frac{[J^2 - (L - S)^2] [(S + L + 1)^2 - J^2]}{4J},$$

где в данном случае  $J = 1\frac{1}{2}$ ,  $S = \frac{1}{2}$ ,  $L = 1$ . Для конфигураций  $p^2, p^3, p^4$ , очевидно, нужно пользоваться теорией промежуточной связи. На основании этой теории, Шортли, Беккер, Аллер и Мензел вычислили величины  $S_m$  как функции параметра промежуточной связи  $\chi$ <sup>26</sup>. Эдлен для вычисления  $A_m$  пользуется этими исследованиями. Величину  $S_q$  можно представить в виде:  $S_q = C_q \cdot S_q^2$ , где  $C_q$  затабулировано в указанной работе<sup>26</sup>.  $S_q$  определяется радиальными собственными функциями соответствующих ионов. Пастернак<sup>25</sup> вычислил  $S_q^2$  в случае водородоподобных собственных функций:

$$S_q(nl) = \frac{n^2(5n^2 + 1 - 3l^2 - 3l)}{5(Z - \sigma_{nl})^2}.$$

Величина  $(Z - \sigma_{nl})$  исключается Эдленом с помощью соотношения:  $F_2 = 315,9(Z - \sigma_{3p})$  (этим соотношением он пользовался при экстраполяции величин  $F_2$ , см. выше). Окончательно, для конфигураций  $3s^23p^2$  и  $3s^23p^4$  получается:

$$A_q = \frac{5,4 \cdot 10^{-6} C_q \cdot \nu^5}{(2J+1) \cdot F_2^4} \text{ сек}^{-1}, \quad (8'')$$

следовательно, зная  $F_2$  и  $\chi$  (которым определяется  $C_q$ ), можно для каждого перехода найти  $A_q$ .

Во всех случаях, когда  $A_m$  существует, она подавляюще превосходит  $A_q$ .  $A_m$  для различных переходов меняется от немногих единиц до нескольких сот обратных секунд. Известно, что для разрешённых переходов в видимой части спектра  $A_{ik}$  порядка  $10^8 \text{ сек}^{-1}$ . С другой стороны, вероятность перехода для небулярной линии О III, согласно Пастернаку<sup>25</sup>, равна  $10^{-7} \text{ сек}^{-1}$ . Таким образом, по «степени запре-

щённости» корональные линии занимают как бы промежуточное положение между разрешёнными и небулярными линиями. Заметим, что независимо от Эдлена китайский исследователь Кун-Хуанг вычислил вероятности перехода корональных линий<sup>27</sup>. Его результаты находятся в прекрасном согласии с эдленовскими — во всех случаях (кроме одного) совпадают три значащих цифры!

Излучение единицы объёма за единицу времени в некоторой запрещённой линии определяется соотношением

$$E = \frac{\eta \cdot v \cdot A_1}{A_1 + A_2 + \dots + B + C} \frac{\text{эр}}{\text{сек} \cdot \text{см}^3}, \quad (9)$$

где  $\eta$  пропорционально числу возбуждений исходного уровня в единице объёма за единицу времени,  $A_1$  — вероятность перехода для данной линии,  $A_2$ ,  $A_3$  и т. д. суть вероятности переходов с данного уровня на нижележащие,  $B$  — вероятность ударов второго рода, разрушающих метастабильное состояние,  $C$  — вероятность поглощения радиации, при котором ион переходит в «вышележащее» состояние.  $C$  должно быть весьма мало, так как ближайшее состояние  $3s3p^{k+1}$ , комбинирующее с основным состоянием  $3s^23p^k$ , соответствует излучению с длиной волны порядка 400 Å (для ионов Fe), а в этой области спектра радиация солнечной фотосферы ничтожно мала. Роль ударов второго рода Эдлен оценивает при помощи следующего изящного приёма.

Если бы  $B$  было много больше  $\sum A_i$ , то в стационарном состоянии «населённость» различных уровней какого-нибудь иона определялась бы формулой Больцмана, причём параметр  $T$  этой формулы совпадал бы с электронной температурой короны  $T_e$ , которая весьма велика — порядка сотен тысяч градусов. Поэтому экспонента, входящая в формулу Больцмана, мало отличалась бы от единицы; следовательно, интенсивности различных линий, принадлежащих данному иону, были бы пропорциональны величине  $(2J+1) \cdot A \cdot v$ . Например, в случае Fe XIII интенсивности, определяемые переходами  $^1D_2 - ^3P_2$ ,  $^3P_2 - ^3P_1$ ,  $^3P_1 - ^3P_0$ , относились бы как 128:4,6:3,9, между тем как действительное отношение интенсивностей соответствующих линий равно 16:35:55. Последние величины, очевидно, ничего общего не имеют с первыми, что и доказывает незначительность роли ударов второго рода в свечении корональных ионов.

За механизм возбуждения исходных уровней корональных ионов Эдлен, по аналогии с планетарными туманностями, принимает электронный удар. Однако он замечает, что так как вероятности переходов у корональных линий на 7—8 порядков больше, чем у небулярных, а электронная концентрация на 4 порядка больше (во внутренней короне  $N_e \approx 10^8 \text{ см}^{-3}$ , а в типичных туманностях  $N_e \approx 10^4 \text{ см}^{-3}$ ), то возбуждение исходных уровней поглощением радиации фотосферы может играть некоторую роль. Кун-Хуанг<sup>27</sup> показал, что в большинстве случаев второй механизм возбуждения

(радиация) несущественен по сравнению с первым. Эффективное сечение возбуждения корональных ионов электронным ударом, строго говоря, неизвестно. Здесь имеет место возбуждение медленными (термическими) электронами; но, как известно, в этом случае борновское приближение не годится, а точные теоретические расчёты исключительно сложны. За неимением лучшего Эдлен пользуется выражением для эффективных сечений возбуждения небулярных линий ОШ (конфигурация  $2s^22p^2$ ), полученным Хеббом и Мензелом методом парциальных сечений<sup>28</sup>. Тогда число возбуждений некоторого уровня в единице объёма за единицу времени будет равно:

$$\overline{\eta} = \frac{8,54 \cdot 10^{-6}}{T_e^{1/2}} \cdot N_e \cdot \Omega' \cdot (2J+1) e^{-\frac{h\nu}{kT_e}}, \quad (10)$$

где  $\Omega'$  — безразмерный параметр порядка единицы.

Разумеется, это произвольное допущение является сравнительно слабым местом теории, хотя Кун-Хуанг<sup>27</sup> показал, что оно, повидимому, удовлетворительно описывает явления в короне.

При помощи формулы (10) Эдлен показал, что наблюдаемые отношения интенсивностей корональных линий можно объяснить, если принять, что относительное содержание железа и никеля в короне такое же, как и у метеоритов, а  $T_e$  весьма велика, порядка  $250\,000 - 400\,000^\circ$ .

Приводим окончательную таблицу основных характеристик отождествлённых линий по Эдлену

Таблица VI

$\lambda$ в Å	Интенсивность (по Гро-триану)	Интенсивность (по Лио)	Переход	$A_m$ сек $^{-1}$	E. P. вольт	I. P. вольт
3328	1,0	—	Ca XII $2s^22p^5$ ${}^2P_{1/2} - {}^2P_{11/2}$	488	3,72	589
3388	16	—	Fe XIII $3s^23p^2$ ${}^1D_2 - {}^3P_2$	87	5,96	325
3601,0	2,1	—	Ni XVI $3s^23p$ ${}^2P_{11/2} - {}^2P_{1/2}$	193	3,44	455
3642,9	—	—	Ni XIII $3s^23p^4$ ${}^1D_2 - {}^3P_1$	18	5,82	350
3986,9	0,7	—	Fe XI $3s^23p^4$ ${}^1D_2 - {}^3P_1$	9,5	4,68	261
4086,3	1,0	—	Ca XIII $2s^22p^4$ ${}^3P_1 - {}^3P_2$	319	3,03	655
4231,4	2,6	—	Ni XII $3s^23p^5$ ${}^2P_{1/2} - {}^2P_{11/2}$	237	2,93	318
4359	—	—	?A XIV $2s^22p$ ${}^2P_{11/2} - {}^2P_{1/2}$	108	2,84	682
5116,03	4,3	2,2	Ni XIII $3s^23p^4$ ${}^3P_1 - {}^3P_2$	157	2,42	350
5302,86	100	100	Fe XIV $3s^23p$ ${}^2P_{1/2} - {}^2P_{11/2}$	60	2,34	355
5536	—	—	A X $2s^22p^5$ ${}^2P_{1/2} - {}^2P_{11/2}$	106	2,24	421
5694,42	—	1,2	?Ca XV $2s^22p^2$ ${}^3P_1 - {}^3P_0$	95	2,18	814
6374,51	8,1	18	Fe X $3s^23p^5$ ${}^2P_{1/2} - {}^2P_{11/2}$	69	1,94	233
6701,83	5,4	2,0	Ni XV $3s^23p^2$ ${}^3P_1 - {}^3P_0$	57	1,85	422
7059,62	—	2,2	Fe XV $3s^23p$ ${}^3P_2 - {}^3P_1$	—	31,7	390
7891,94	—	13	Fe XI $3s^23p^4$ ${}^3P_1 - {}^3P_2$	44	1,57	261
8024,21	—	0,5	Ni XV $3s^23p^2$ ${}^3P_2 - {}^3P_1$	22	3,39	422
10 746,80	—	55	Fe XIII $3s^23p^2$ ${}^3P_1 - {}^3P_0$	14	1,15	325
10 797,95	—	35	Fe XIII $3s^23p^2$ ${}^3P_2 - {}^3P_1$	9,7	2,30	325

Примечание. E. P. — потенциал возбуждения; I. P. — потенциал ионизации (относится к предшествующей стадии ионизации).

#### § 4. О ХИМИЧЕСКОМ СОСТАВЕ СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ.

В результате целого ряда исследований поверхностной яркости короны, завершившихся работой Баумбаха, были получены значения концентрации свободных электронов короны как функции координат. Во внутренней короне, как мы видели,  $N_e \approx 10^8 \text{ см}^{-3}$ .

С точки зрения физика корона должна представлять собой идеальную плазму. Условие квазинейтральности  $N_e = N_i$  должно в ней соблюдаться с высокой степенью точности, так как размеры короны исключительно велики. Достаточно одного некомпенсированного элементарного заряда на  $10^{10}$  компенсированных, чтобы образовавшийся объёмный заряд не мог ускользнуть от наблюдений. Какова же природа ионов, компенсирующих отрицательный заряд, обусловленный корональными электронами? Могут ли быть ими рассматривавшиеся выше ионы Fe, Ni и т. д.? Этому вопросу посвящены две работы — Кун-Хуанга<sup>27</sup> и И. С. Шкловского<sup>29</sup>. Дело сводится к определению концентрации корональных ионов по наблюдённым абсолютным интенсивностям корональных линий.

Приводим основные моменты работы Кун-Хуанга. Согласно Вальдмайеру<sup>11</sup>, интенсивность линии  $\lambda = 5303 \text{ \AA}$  на расстоянии  $42''$  от солнечного края равна интенсивности соответствующего спектрального участка центра Солнца шириной в  $\delta\lambda = 6,75 \cdot 10^{-5} \text{ \AA}$ , т. е. равна

$$\frac{2hC^2 \cdot \delta\lambda}{\lambda^5 (e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1)} \quad (T = 6000^\circ).$$

Тогда, очевидно, общее число фотонов, излучённых колонной, единичного сечения (ось этой колонны совпадает с лучом зрения) на указанном расстоянии от края Солнца будет равно

$$N = \frac{\delta\lambda \cdot 2hC^2 \cdot 4\pi}{\lambda^5 \cdot h\nu (e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1)} = 7,1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}.$$

Разделив  $N$  на вероятность перехода для зелёной линии  $A = 60 \text{ сек}^{-1}$ , получим число ионов Fe XIV в исходном состоянии  ${}^2P_{1/2}$ , находящихся в этой колонне.

Для того чтобы перейти к объёмной концентрации ионов Fe XIV, Кун-Хуанг пользуется наблюдениями Гротриана<sup>5</sup>, согласно которым интенсивность корональных линий изменяется с расстоянием пропорционально интенсивности непрерывного излучения короны. Для интенсивности этого излучения Кун-Хуанг применяет закон Тернера  $I = \text{const} \cdot \rho^{-6}$ , где  $\rho$  — расстояние от центра солнечного диска. Полагая теперь  $N_i = \frac{C'}{\rho^n}$  (где  $N_i$  — концентрация ионов Fe XIV в со-

стоянии  ${}^2P_{1/1}$ ), будем иметь:

$$\frac{N}{A} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{C \cdot d(\rho \operatorname{tg} \theta)}{\rho^n \sec^n \theta} = \frac{2 \cdot C}{\rho^{n-1}} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sec^{2-n} \theta \, d\theta = \frac{16}{15} \frac{C'}{\rho^{n-1}}.$$

Отсюда ясно, что  $n=7$  и  $C' = \frac{N}{A} \frac{15}{16} \rho^{n-1}$ , где  $\rho = 7,26 \cdot 10^{10} \text{ см}$  (это соответствует угловому расстоянию в  $42''$ ).

Зная интенсивности корональных линий относительно линии  $\lambda=5303 \text{ \AA}$ , Кун-Хуанг определяет концентрации соответствующих корональных ионов в исходных состояниях. Чтобы перейти к концентрациям этих ионов в основных состояниях, Кун-Хуанг поступает следующим образом. Полученные три значения концентрации ионов Fe XIII в состояниях  ${}^1D_2$ ,  ${}^3P_1$  и  ${}^3P_2$  Кун-Хуанг хочет представить формулой Больцмана. Оказывается, что для этого нужно, чтобы температура электронов  $T_e$  была бы равна  $20000^\circ\text{C}$ . «полученной» таким образом температурой он определяет концентрации в сех ионов в основном состоянии, пользуясь формулой Больцмана. Очевидно, в этой части своей работы Кун-Хуанг совершил грубую ошибку. Уже Эдлен, анализируя роль ударов второго рода в свечении корональных ионов, показал, что нельзя представить «населённости» возбуждённых уровней корональных ионов формулой Больцмана. Полученные Кун-Хуангом значения концентрации ионов в основных состояниях являются поэтому неверными.

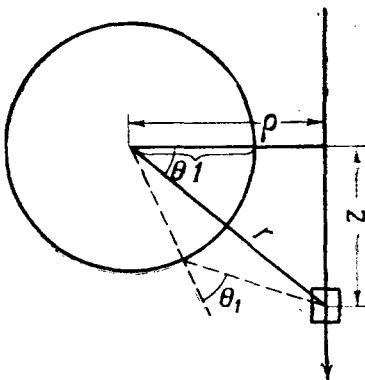


Рис. 8.

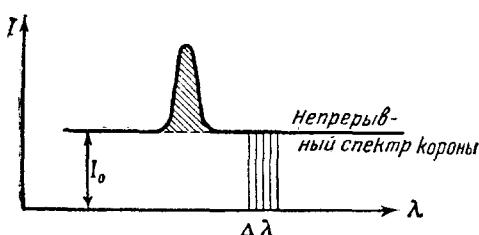


Рис. 9. Эквивалентная ширина корональной линии (по Гротриану).  $I_0$  — интенсивность непрерывного спектра короны в окрестностях линии.

линии определяется формулой (9). С другой стороны, Гротриан выражал интенсивности корональных линий в эквивалентных ширинах непрерывного спектра короны (см. рис. 9).

В работе Шкловского непосредственно определяется концентрация корональных ионов в основном состоянии. Излучение единицы объёма короны в некоторой

Так как, согласно Гротриану, интенсивность монохроматической радиации короны пропорциональна интенсивности непрерывной радиации её (обусловленной томсоновским рассеянием), то для единицы объёма короны можно написать [см. формулы (9) и (10)]

$$E_\lambda = \frac{\eta \cdot v \cdot A_1}{A_1 + A_2 + \dots + B + C} = \frac{8 \cdot 54 \cdot 10^{-6} N_e Q' \cdot (2J+1) e^{\frac{h\nu}{kT}} \cdot N_t}{T_{\nu}^{1/2} (\sum A_i + B + C)} = \Delta\lambda \cdot \sigma \cdot N_e \cdot \int I d\omega, \quad (11)$$

где  $\sigma$  — коэффициент томсоновского рассеяния. Интегрирование распространяется по всем телесным углам.  $I_\omega$  — интенсивность излучения солнечной фотосферы в направлении соответствующего телесного угла  $\omega$ . Эквивалентные ширины  $\Delta\lambda$ , полученные Гротрианом, меняются в пределах от 27,5 Å ( $\lambda = 5303$  Å) до 0,3 Å ( $\lambda = 4087$  Å). Для расстояния от центра Солнца (входящего в выражение  $\int I d\omega$ ) принято значение  $r = 1,1R\odot$ .

Приводим таблицу значений  $N_t$ , полученных из формулы (11).

Таблица VII

ион	$\lambda$ в Å	$E_\lambda \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3 \text{ сек}}$	$N_t \text{ см}^{-3}$
Fe X	6374	$1,3 \cdot 10^{-10}$	13
Fe XI	{ 7892 3986	$1,7 \cdot 10^{-10}$ $5,4$	15
Fe XIII	10747	$6,3 \cdot 10^{-10}$	37
Fe XIV	{ 10798 3388	$4,0 \cdot 10^{-10}$ $1,8 \cdot 10^{-10}$	40 20
Ni XII	5303	$1,2 \cdot 10^{-10}$	105,0
Ni XIII	4231	$4 \cdot 10^{-11}$	4,5
Ni XV	5116	$5,2 \cdot 10^{-11}$	4,6
Ni XVI	5702	$4,3 \cdot 10^{-11}$	2,6
	3601	$6,2 \cdot 10^{-11}$	1,8

Как видно из этой таблицы, относительное количество Ni и Fe в короне, примерно, такое же, как и в метеоритах. Значения  $N_t$  какого-нибудь иона, определяемые по разным, ему принадлежащим линиям, заметно отличаются друг от друга. Повидимому, главная причина здесь в неточности формулы Мензела-Хебба (10). Данные таблицы VII нужно понимать как величины, усреднённые в пространстве и во времени, так как корона не является, вообще говоря, статическим образованием.

Во всяком случае, концентрация ионов Fe и Ni в короне оказывается совершенно недостаточной, чтобы нейтрализовать корональные электроны. Отношение концентрации свободных электронов

и концентрации железа в короне порядка  $10^5$ , в то время как в солнечной атмосфере согласно Штремгрену<sup>30</sup> отношение концентрации водорода к железу порядка  $10^4$ . То же, примерно, значение получило Унзольд из анализа атмосферы звезды τ Скорпиона<sup>31</sup>. Естественно поэтому принять, что ионами, нейтрализующими корональные электроны, являются протоны. При этом, однако, возникает трудность, так как эмиссионных линий серии Бальмера в короне не наблюдают. Эти линии должны возникать при рекомбинациях электронов на возбуждённые уровни и последующих каскадных переходах в основное состояние. Приняв, что концентрация протонов  $N_i = N_e$ , Шкловский<sup>29</sup> вычислил эквивалентную ширину различных линий серии Бальмера как функцию  $T_e$  и расстояния от центра солнечного диска  $\rho$ . Оказывается, что если бы  $T_e = 20\,000^\circ$ , линия  $H_\beta$  имела бы эквивалентную ширину  $\Delta\lambda = 6,9 \text{ \AA}$  и, безусловно, была бы наблюдаема. Даже при  $T_e = 320\,000^\circ$  её  $\Delta\lambda = 0,3 \text{ \AA}$  — такая же, как и у слабых корональных линий в этой области спектра. Однако по этому поводу надо заметить следующее. Как показали Вальдмайер<sup>11</sup> и Лио<sup>32</sup> (см. выше), эмиссионные линии короны имеют контуры, определяемые эффектом Доппеляра. Если соответствующие скорости будут термической (а не турбулентной) природы, то ясно, что водородные линии будут иметь полуширину в  $\sqrt{\frac{M_{\text{Fe}}}{M_e}} \approx 7$  раз большую, чем линии железа. Такие широкие линии, если они слабы (т. е. если  $\Delta\lambda$  мала), могут ускользнуть от наблюдений.

Очевидно, то обстоятельство, что бальмеровские линии в короне не наблюдаются, является новым, независимым подтверждением существования в короне весьма высокой (порядка сотен тысяч градусов) электронной температуры.

Что касается таких распространённых элементов, как He, C, N, O и т. д., то, как указал Эдлен<sup>19</sup>, при тех условиях, которые имеются в короне, они не могут дать линий как запрещённых, так и разрешённых. Резюмируя, следует сказать, что химический состав короны, повидимому, не особенно сильно отличается от состава нижележащих слоёв солнечной атмосферы, метеоритов, туманностей и большинства других космических объектов.

## § 5. ИЗЛУЧЕНИЕ СОЛНЕЧНОЙ КОРОНОЙ ВЕСЬМА ЖЁСТКОЙ РАДИАЦИИ И РАДИОВОЛН.

Необходимым следствием эдленовского отождествления корональных линий должно быть наличие в спектре короны весьма жёсткой радиации. Этому вопросу посвящена работа И. С. Шкловского<sup>33</sup>. Существование указанной радиации можно доказать из следующих соображений. Корональная линия  $\lambda = 7059 \text{ \AA}$  излучается при переходах между подуровнями второго квантового состояния иона Fe XV (см. выше). Основное состояние этого иона — синглет  $3s^2S_0$ . Второе

состояние — триплет  $3s3p \left\{ \begin{matrix} P_1 \\ P_2 \\ P_0 \end{matrix} \right.$ . Подуровни  $P_0$  и  $P_2$  — метастабильны.

При переходе  $P_2 - P_1$  излучается линия  $\lambda = 7059 \text{ \AA}$ . Но очутившись в состоянии  $P_1$  ион Fe XV с необходимостью перейдёт в состояние  $S_0$ , излучив при этом линию  $\lambda = 424 \text{ \AA}$ . Нижняя граница интенсивности этой линии  $I_1$  определяется из условия, что число переходов  $P_1 - S_0$  не меньше, чем число переходов  $P_2 - P_1$ . Тогда  $\frac{I_1}{I_2} = \frac{7059}{424} = 17$ , где  $I_2$  — интенсивность линии  $\lambda = 7059 \text{ \AA}$ , составляющая 2% от интенсивности линии  $\lambda = 5303 \text{ \AA}$ . Таким образом, интенсивность линии  $\lambda = 424 \text{ \AA}$  одного порядка с интенсивностью самой яркой, зелёной, корональной линии. Можно привести ещё один пример. Переход Fe XIII  $3s^23p^2{}^1D_2 - {}^3P_2$  даёт интенсивную корональную линию  $\lambda = 3388 \text{ \AA}$ . Но с того же уровня  $'D_2$  возможен и переход на уровень  ${}^3P_1$  той же конфигурации. При этом будет излучена линия  $\lambda = 2580 \text{ \AA}$ . Пусть интенсивность последней линии равна  $I'_1$ , а интен-

сивность линии  $\lambda = 3388 \text{ \AA} - I'_2$ ; тогда  $\frac{I'_1}{I'_2} = \frac{3388}{2580} \frac{A_1}{A_2}$ , где  $A_1$  и

$A_2$  — вероятности переходов этих линий, вычисленные Эдленом<sup>19</sup>. Отсюда  $I'_1 = 1,08 I'_2$ . На основании оригинальных работ Эдлена о спектрах сильно ионизированных элементов<sup>18</sup> можно составить, правда, весьма неполный список ультрафиолетовых линий, присутствующих в спектре короны.

Таблица VIII

Fe X		Fe XV		Fe $X^2D - {}^3P$		$\left\{ \begin{matrix} 94 \text{ \AA} \\ 94,2 \\ 95,5 \end{matrix} \right.$
Переход	$\lambda$ в $\text{\AA}$	Переход	$\lambda$ в $\text{\AA}$	Ni XIII	${}^3D_2 - {}^3P_2$	
$1S_0 - {}^3P_1$	1479	${}^3P_1 - 1S_0$	424	Ni XV	${}^1D_2 - {}^3P_2$	2124 $\text{\AA}$
$1D_2 - {}^3P_1$	2602	${}^3D_2 - {}^3P_1$	228	Ni XV	${}^1D_2 - {}^3P_2$	2820
${}^3S_0 - {}^3P_1$	90	${}^3F_4 - {}^3D_3$	1250	Ni XV	${}^1D_2 - {}^3P_1$	2087
${}^3D_3 - {}^3P_2$	87	${}^3F_4 - {}^3D_3$	154			

Интенсивность этой жёсткой радиации, по меньшей мере, равна интенсивности монохроматической радиации короны, излучаемой в доступной части спектра. Это обстоятельство можно объяснить весьма высокой электронной температурой короны. Если  $T_e = 350\,000^\circ$ , то средняя кинетическая энергия свободных электронов будет равна 45 вольтам, что превышает резонансный потенциал ионов Fe. Следовательно, число возбуждений электронным ударом уровней второй и даже третьей конфигураций будет одного порядка с числом возбуждений подуровней основной конфигурации, при переходах между которыми излучаются наблюдаемые корональные линии.

Можно подсчитать, что интенсивность жёсткой корональной радиации превышает интенсивность непрерывного излучения фотосферы, с длиной волны короче  $\lambda_0$  в  $10^9$  раз, если  $\lambda_0 = 504 \text{ \AA}$ , и в  $10^{34}$  раз, если  $\lambda_0 = 228 \text{ \AA}$ . При этом принято, что Солнце в далёком ультрафиолете излучает как абсолютно чёрное тело с температурой  $T = 5740^\circ$ , а интенсивность жёсткой радиации короны равна интенсивности наблюдаемых корональных линий. Как следствие изложенного получается, что в этих областях спектра ( $\lambda < 800 \text{ \AA}$ ) интегральный спектр Солнца должен быть линейчатым.

Эта жёсткая радиация должна влиять на состояние ионизации более низких, хромосферных, слоёв солнечной атмосферы<sup>33</sup>. Повидимому, эта радиация должна влиять также на состояние земной ионосферы. Однако никаких работ в этом направлении пока ещё не было.

В самое последнее время работами Ребера<sup>34</sup>, Саусвортса<sup>35</sup> и Апплтона<sup>36</sup> установлено наличие радиоизлучения, идущего от Солнца. Ребер исследовал радиацию с длиной волны  $\lambda = 187 \text{ см}$  и нашёл, что её интенсивность  $I^* = 3 \cdot 10^{-17} \text{ CGS}$ , что соответствует, примерно, интенсивности теплового излучения при  $T = 3500^\circ$ . Саусворт исследовал радиоизлучение Солнца в диапазоне  $1-10 \text{ см}$ . Им было показано, что интенсивность этой радиации может быть представлена формулой Релея-Джинса с  $T = 6000^\circ$ . Теоретическому разбору этого эффекта посвящены работы В. Л. Гинзбурга и И. С. Шкловского<sup>37</sup>. Последний, анализируя условия поглощения длинноволновой радиации в солнечной атмосфере, показал, что, в то время как сантиметровые волны генерируются хромосферой, радиация метрового диапазона должна генерироваться преимущественно внешней короной. Если бы электронная температура последней была бы такая же высокая, как и во внутренней короне, измеренная Ребером интенсивность была бы в десятки раз больше. Следовательно, нужно принять, что электронная температура внешней короны сравнительно невысока, порядка  $3500^\circ$ . Дальнейшие исследования в этом направлении весьма желательны, так как могут дать ценную информацию о природе внешней короны. К тем же, в основном, результатам пришёл и В. Л. Гинзбург.

Апплтон<sup>38</sup> указывает, что временами, главным образом в эпохи максимума пятнообразовательной деятельности Солнца, при помощи радионаблюдений удавалось обнаружить радиацию Солнца с длиной волны от 7 до 30 метров. Интенсивность этой радиации в  $10^4$  раза превосходила соответствующую интенсивность равновесного излучения температуры  $T = 6000^\circ$ . Обычно это явление предшествовало сильным возмущениям в ионосфере.

И. С. Шкловский<sup>37</sup> полагает, что в этом случае имеют место собственные колебания плазмы внешней короны. Основанием для этого является совпадение частоты собственных колебаний, определяемой формулой Лэнгмюра<sup>38</sup>  $\omega_L = \sqrt{\frac{4\pi e^2 N_e}{m}}$  с наблюдавшейся.

Апплтоном частотой. Эти колебания могут возбуждаться потоками ионов, движущихся через плазму со сверхзвуковыми скоростями. Выполненный расчёт показывает, что необходимая для возбуждений колебаний наблюданной интенсивности величина потока этих ионов лежит в разумных пределах.

Таким образом, радиотехника дала новый, весьма мощный способ исследования верхних слоёв солнечной атмосферы. Будущая радиослужба Солнца, решая ряд основных проблем солнечной физики, в то же время будет, повидимому, иметь и большое практическое значение, создав новую методику прогнозов геомагнитных и ионосферных возмущений.

### § 6. ПРИРОДА СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ

Известный астрофизик и спектроскопист Свингс<sup>16</sup> недавно указал, что нужно различать проблему «корония» и проблему короны. Если первая проблема, благодаря блестящей работе Эдлена, теперь в основном решена, то последняя ещё весьма далека от решения.

Интерпретация основных результатов наблюдений наталкивается на серьёзные затруднения. Укажем некоторые из них:

1) Аномально низкий градиент плотностей в короне. Плотность корональной материи определяется формулой (5). (Так как концентрация наиболее обильных ионов (протонов) в короне должна быть равна  $N_e$ ). Если бы корона находилась в равновесии под действием силы притяжения Солнца и градиента давления, то при температуре короны порядка граничной температуры Солнца ( $4800^\circ$ ) закон распределения плотностей был бы  $\bar{\rho} = \bar{\rho}_0 e^{-\alpha(r-1)}$ , где  $\alpha = \frac{\mu g}{kT} = 4,77 \cdot 10^3$  (за единицу расстояния принят радиус Солнца). Во внутренней короне, согласно (11),  $\bar{\rho} = \bar{\rho}_0 r^{-16}$ , откуда  $\alpha = \frac{16 \lg r}{r-1} = 6,6$  ( $r = 1,1$ ). Как видим, расхождение чудовищно велико.

2) Аномально высокая степень ионизации в короне. Можно сказать, что ни один объект в астрофизике (исключая звёздные недра) не обладает такой степенью ионизации. В атмосферах обычных звёзд встречаются элементы дважды ионизированные. У некоторых пекуляярных звёзд (новых, новоподобных, Вольф-Райе) встречаются и более высокие стадии ионизации — N V, O VI, Fe VI, Fe VII. Необходимо упомянуть, что 2 звезды обнаружили эмиссию корональных линий. Это новоподобная RS Ophiuchi (в 1932 и 1942 гг.) и T Pyxidis. Однако эти линии они излучали весьма непродолжительный срок.

Наглядное представление о степени ионизации в короне по Вальдмайеру<sup>11</sup> можно составить следующим образом.

Напишем формулу ионизации Шаха в виде:

$$\lg \frac{n^*}{n_0} = -\chi \cdot \frac{5040}{T} + \frac{5}{2} \lg T - 0,48 - \lg P_e, \quad (12)$$

где  $\frac{n^*}{n_0}$  — степень ионизации,  $P_e$  — электронное давление,  $\chi$  — потенциал ионизации.

Обозначим величину  $\chi \frac{5040}{T}$  через  $\Phi(\chi)$ . Тогда будем иметь следующий график (рис. 10).

Согласно Вальдмайеру<sup>11</sup>, наблюдаемую степень ионизации короны можно описать формулой Шаха с  $T = 240\,000^\circ$ .

3) Необыкновенно большая ширина корональных линий. Согласно Вальдмайеру (см. выше), доплеровские скорости для линии  $\lambda = 5303 \text{ \AA}$  изменяются в пределах от 37 до 19 км/сек. Лио получил, примерно, тот же результат. Если приписать этим скоростям термическую природу, то кинетическая температура ионов Fe должна быть равна  $1.4 \cdot 10^6$  град. Однако не исключена возможность того, что доплеровские скорости, определяющие контуры корональных линий, частично или полностью могут иметь турбулентный характер. Известно, что в нижележащей хромосфере контуры многих линий спектра вспышки объясняются турбулентностью. Эти скорости достигают 15 км/сек (см. <sup>89</sup>).

Аномальное распределение плотностей в короне Вальдмайер пытался объяснить влиянием турбулентности. Если на термические скорости накладываются турбулентные, то  $\alpha = \frac{2g}{v_t^2 + v_T^2}$ , где  $v_t$  — средняя турбулентная скорость, которую Вальдмайер положил равной 28 км/сек. Полагая температуру (кинетическую) короны равной  $4800^\circ$ , он получил, что  $\alpha = 8,52$ , что приблизительно соответствует наблюдаемой величине. Однако им была допущена грубая арифметическая ошибка (на это указал А. Deutsch<sup>40</sup>). В действительности  $\alpha$  получается равной 486. Это значит, что распределение плотностей в короне нельзя объяснить эффектом турбулентности.

Альвен<sup>41</sup> принял, что распределение плотностей в короне определяется её исключительно высокой кинетической температурой. Условие равновесия записывается:

$$\frac{dP}{R_\odot dr} = -\frac{g_\odot N_e m_H}{r^2}; \quad P = \frac{4}{3} N_e \cdot E; \quad E = \frac{3}{2} k T_e, \quad (13)$$

где  $g_\odot = 2,74 \cdot 10^4 \text{ см. сек}^{-2}$  — ускорение силы тяжести на солнечной поверхности,  $m_H = 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ г}$  — масса атома водорода (элемента, наиболее обильного в короне).

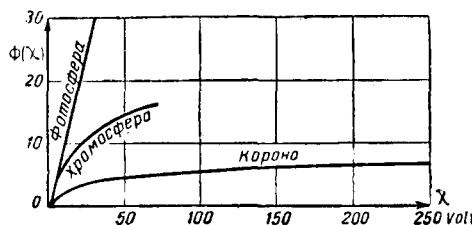


Рис. 10. Аномальная ионизация в хромосфере и короне (по Унзольду и Вальдмайеру).

Из (13) можно получить:

$$\frac{d}{dr} \left( \frac{E}{E_0} \right) + \frac{1}{N_e} \frac{dN_e}{dr} \cdot \frac{E}{E_0} = -\frac{1}{r^2},$$

$$E_0 = \frac{3}{4} g_{\odot} R_{\odot} \cdot m_H = 1,49 \cdot 10^3 \text{ вольт},$$

откуда

$$\frac{E}{E_0} = -\frac{1}{N_e} \int \frac{N_e}{r^2} dr.$$

Беря  $N_e$  из (5), Альфвен получает следующий график для  $\frac{E}{E_0}$  (рис. 11).

Как видно,  $E$ , а следовательно, и  $T_e$ , меняется в короне сравнительно мало. В области  $1,2 < r < 3$   $E \approx 180$  вольт,  $T_e \approx 1,3 \cdot 10^6$  град.

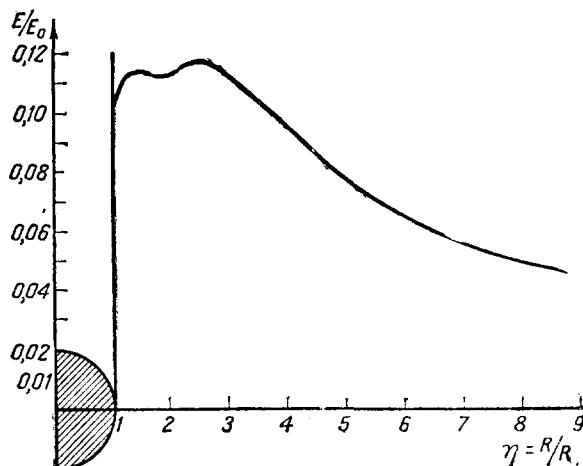


Рис. 11. Электронная температура короны как функция расстояния от центра Солнца, определяемая по градиенту плотностей (по Альфену).

Кроме гравитации и градиента давления, Альфвен учитывает силу, обусловленную существованием в короне неоднородного магнитного поля  $H$ . В условиях короны радиус кривизны заряженной частицы, движущейся в общем магнитном поле Солнца, много меньше длины свободного пробега. Тогда для указанной силы Альфвен даёт выра-

жение <sup>42</sup>:  $f_m = \frac{\frac{1}{2} m V_{\perp}^2}{H} \cdot \frac{dH}{dz}$ , где  $V_{\perp}$  — компонент скорости частицы, перпендикулярный к магнитному полю. Учёт этой силы приводит к несколько меньшему значению кинетической температуры, потребной для объяснения наблюдаемого градиента плотностей. Так, например,

для  $r = 1,2$   $T_e = 840\,000^\circ$ . Заметим, однако, что данные о величине, а тем более о градиенте магнитного поля в короне пока ещё весьма неопределённы. Центральной проблемой внутренней короны является выяснение причины существования в ней в сильнейшей степени ионизированных атомов. В настоящее время уже существует несколько теорий, объясняющих это явление.

Первая попытка объяснения открытия Эдлена принадлежит Ресселю<sup>43</sup>, который предположил, что корональные ионы обусловлены падением на Солнце метеоров. Основанием для такого предположения послужило то обстоятельство, что и в короне, и в метеоритах наиболее обильными являются такие элементы, как железо и никель. Однако, как указывалось выше, в действительности в короне наиболее обильным является, повидимому, водород. Кроме того, как указали Шаха и Свингс<sup>19</sup>, если бы корональные ионы были бы метеоритного происхождения, их скорости были бы порядка 600 км/сек (параболическая скорость на поверхности Солнца — 622 км/сек). В действительности скорости корональных ионов много меньше — порядка 20—40 км/сек. Торможение ионов (метеоритного происхождения) не объясняет указанного расхождения, так как в этом случае скорости ионов должны были убывать по мере приближения к солнечному диску, в действительности же они, согласно Вальдмайеру, возвращаются. Наконец, отчётливо выраженная связь излучения корональных ионов с различными образованиями на солнечной поверхности, установленная работами Вальдмайера и Лио, делает гипотезу Ресселя несостоятельной. Ведь выпадение метеоров на солнечную поверхность есть явление спорадическое, никак не связанное с явлениями на солнечной поверхности. На последнее обстоятельство указал Н. Н. Парийский.

Весьма оригинальную теорию происхождения в короне высоконеонизированных атомов дал Шаха<sup>44</sup>. Он считает физически абсурдной идею о существовании в короне весьма высокой температуры. Согласно Шаха, корона ни в коем случае не должна рассматриваться как стационарное или квазистационарное образование. Корона мыслится как поток быстро движущихся частиц, образовавшихся в более глубоких слоях солнечной атмосферы. Корональная материя непрерывно «обновляется».

Шаха считает, что ядерные реакции некоторых типов происходят не только в недрах Солнца (где они служат источником энергии), но и в наружных слоях солнечной атмосферы. В частности, наличие в спектре хромосфера линий Не и Не<sup>+</sup> он объясняет ядерными реакциями с испусканием  $\alpha$ -частиц. Согласно его теории, где-то на границе обращающегося слоя и хромосфера происходят ядерные реакции, аналогичные известному делению урана при захвате нейтронов. Шаха допускает существование, наряду с несимметричным двойным делением урана, деление его на 3—4 и даже большее количество осколков. Он обращает внимание на то обстоятельство, что начальные скорости осколков превосходят скорости их электронов

во внешних оболочках. Это приводит к тому, что осколки, начиная свой путь в хромосфере, теряют до 15 электронов, т. е. будут сильнейшим образом ионизированными.

Шаха показал, что в случае тройного и четверного деления осколки, после  $\beta$ -превращений, становятся устойчивыми изотопами элементов от Ca до Ni, движущимися с кинетической энергией порядка 60 MeV. При этом атому Fe будет соответствовать конфигурация  $1s^2 2s^2 2p^6 3s$ . При расчёте торможения этих ионов Шаха пользовался формулой Бете. В основном, очевидно, торможение будет происходить на водороде, вследствие исключительного обилия последнего. Для полного торможения осколков нужно  $6,3 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$  атомов водорода над квадратным сантиметром. С другой стороны, количество атомов водорода над 1 квадратным сантиметром основания обращающегося слоя, согласно Унзольду, равно  $1,8 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-2}$ . Отсюда следует, что проникать в корону могут только те осколки, которые «зародились» в самих верхних слоях обращающегося слоя. При своём движении через солнечную атмосферу осколки ионизируют хромосферные атомы. Вырывающиеся из последних электроны попадают (с большими скоростями) в корону. Таково происхождение корональных электронов.

Когда осколки попадают в корону, их скорости успевают упасть до 40 км/сек и дальше ещё уменьшаются (в согласии с результатами Вальдмайера). При этом они захватываются на разные уровни электронов, превращаясь в Fe XIV, Fe XIII и т. д., эмиссию которых мы и наблюдаем. Принципиально, во внешней короне дальнейшие захваты электронов могли бы привести к образованию Fe IX . . . Fe I, однако, как указывает Шаха, вероятности рекомбинаций на  $3d$  уровня весьма малы. Такова в общих чертах теория Шаха.

Однако, как нам представляется, эта теория наталкивается на серьёзные трудности и, повидимому, вряд ли соответствует действительности.

Хотя тройные и четверные деления, которые предлагает Шаха, в лабораторных условиях не наблюдались, но энергетически они вполне возможны. До сих пор линии урана в спектре Солнца ещё не наблюдались, но слабые линии тория обнаружены. Едва ли не основной трудностью теории является необходимость предположения, что в верхних слоях обращающегося слоя концентрация свободных нейтронов должна быть исключительно большой.

Действительно, пусть  $N_1$  — концентрация ионов Fe в короне,  $V_1$  — их скорость. Тогда, согласно Шаха, количество осколков, поступающих в корону за единицу времени, равно  $4\pi R_\odot^2 N_1 V_1 = Z_1$ , где внутренний радиус короны принят равным радиусу Солнца  $R_\odot$ . С другой стороны, количество делений урана в обращающем слое и в хромосфере, при которых осколки попадут в корону, будет равно

$$Z_2 = 4\pi R_\odot^2 \int_{R_1}^{R_2} N_2 n \bar{V} \sigma dR, \text{ где } R_1 \text{ — радиус вершины обращающего слоя,}$$

$R_2$  — внутренний радиус короны,  $N_2(R)$  — концентрация урана,  $n(R)$  — концентрация нейтронов,  $\bar{V}$  — их скорость,  $\sigma$  — эффективное сечение деления. Полагая  $Z_1 = Z_2$ , получим:

$$N_1 V_1 = \int_{R_1}^{R_2} N_2 \bar{V} n \sigma dR = \bar{n} \cdot \bar{N}_2 \cdot \bar{V} \bar{\sigma} \cdot (R_2 - R_1),$$

$N_1 \approx 10^3 \text{ см}^{-3}$  (см. таблицу VII),  $V_1 = 4 \cdot 10^6 \text{ см/сек}$ ,  $R_2 - R_1 \approx 5 \cdot 10^9 \text{ см}$ ,  $\bar{\sigma} \approx 10^{-24} \text{ см}^2$ .

В случае деления  $U_{235}$  под влиянием медленных (тепловых) нейтронов  $\bar{V} \approx 10^5 \text{ см/сек}$ . Если принять, что концентрация  $U_{235}$  в верхних слоях обращающегося слоя равна концентрации всех металлов (что явно абсурдно),  $\bar{N}_2 = 10^9 \text{ см}^{-3}$ . Тогда  $\bar{n} = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , т. е., примерно, равна концентрации всех атомов в верхней части обращающегося слоя! Если деление происходит при захвате быстрых нейтронов, то при тех же предположениях  $\bar{n} = 10^7 \text{ см}^{-3}$ . Разумеется, такие концентрации нейтронов абсурдны.

Против теории Шаха можно привести ещё следующее возражение. Если длина свободного пробега некоторых быстрых частиц  $l$ , то дисперсия этой величины, как правило, равна  $1 - 2^0\%$ . (Явление «разброса» пробегов, «Stragling».) Следовательно, для того чтобы затормозить осколки, в случае Шаха нужно  $6,3 \cdot 10^{21} \pm 10^{20}$  атомов (ионов) водорода над квадратным сантиметром. Так как над единицей площади у основания короны находится только  $4 \cdot 10^{18}$  ионов водорода, то это значит, что вся корона лежит в области разброса пробегов. Это неизбежно привело бы к тому, что протяжённость внутренней короны (где наблюдается излучение корональных линий) была бы в десятки раз больше наблюдаемой.

Наконец, необходимо указать на следующее обстоятельство. Шаха категорически отрицает наличие какой бы то ни было стационарности (или квазистационарности) в короне. Если концепция статической короны является несостоятельной, то концепция Шаха является собой другую крайность. Шаха отвергает возможность существования максвеллова распределения скоростей между корональными частицами. Но из общих физических соображений трудно представить огромное пространство, наполненное большим количеством корпускул, взаимодействующих сильнейшим образом (по закону Кулона), но без максвеллова распределения скоростей. Длина релаксации, определённая любым образом (см., например, <sup>46</sup>), для короны в тысячи раз меньше её протяжённости.

В этой связи необходимо вспомнить наблюдения Лио, показавшие, что для достаточно больших пространственно-временных интервалов корона может рассматриваться как образование квазистационарное.

Заслуживает внимания гипотеза о происхождении корональной материи, предложенная Мензелом <sup>46</sup>. Согласно этой гипотезе, коро-

нальная материя поступает в верхние слои солнечной атмосферы через своего рода «щели» на поверхности Солнца из его недр. Как полагает Мензел, эти «щели» (*«crevices»*) находятся, главным образом, в области пятен, так как, согласно Вальдмайеру, корона особенно ярка над пятнами. Таким образом, корона до некоторой степени аналогична земным вулканам.

Весьма близко к гипотезе Мензела примыкает теория индийских исследователей Даса и Рао<sup>47</sup>. Указанные авторы, так же как и Мензел, полагают, что корональная материя поступает из солнечных глубин, где условия температуры, давления и плотности таковы, что элементы, подобные железу, лишены своих наружных электронов. По некоторым причинам, возможно вследствие скачков в световом давлении, равновесие в этих глубоких слоях нарушается, и масса весьма горячего газа начинает подыматься наружу.

Если скорость такой «конвекции» невелика, то состояние газа (температура, ионизация и пр.) на каждом уровне будут определяться соответствующими условиями локального термодинамического равновесия. Однако в случае если скорость конвекции будет превышать некоторую критическую величину, то степень ионизации подымющейся массы газа будет существенно превышать степень ионизации окружающей материи. Впервые на это обстоятельство указал Эддингтон<sup>48</sup>. Метод вычисления «критической скорости» в основном сводится к следующему. Рассматриваются два слоя *B* и *A* и колонна подымющейся между ними материи. Уровень *B* лежит глубже. Температура, соответствующая этим уровням  $T_B$  и  $T_A$ . Некоторый атом при условиях, господствующих на уровне *B*, ионизирован  $p$  раз, а на уровне *A*  $p - 1$  раз. Основным ионизатором является радиация. Пусть  $n_\Phi$  — концентрация фотонов с частотой  $\nu \geq \nu_0$ , где  $\nu_0$  — частота ионизации рассматриваемого элемента. Тогда количество фотонов, пролетающих через единицу поверхности нижнего основания колонны *B* вверх, будет равно  $\frac{1}{4} n_{\Phi B} \cdot c$ , количество фотонов, пролетающих через единицу поверхности у верхнего основания колонны *A* в том же направлении, равно  $\frac{1}{4} n_{\Phi A} \cdot c$ , где  $c$  — скорость света. Можно определить число рассматриваемых атомов  $N$  в столбе единичного сечения между *B* и *A*. Очевидно, число ионизаций в этом столбе за единицу времени равно  $\frac{1}{4} c (n_{\Phi B} - n_{\Phi A})$ . Время, необходимое для установления ионизационного равновесия, по порядку величины будет равно  $\frac{4N}{c (n_{\Phi B} - n_{\Phi A})}$ , а «критическая скорость»  $V_{kp} = \frac{(n_{\Phi B} - n_{\Phi A}) \cdot d \cdot c}{4N}$ , где  $d$  — расстояние между *A* и *B*.

Таким образом, привлекая теорию внутреннего строения Солнца (модель Эддингтона), Дас и Рао вычислили, что, для того чтобы

ионы Fe могли попадать в корону, они должны начать свой подъём с глубины 26 000 километров под фотосферой, а «критическая скорость» конвекции должна превышать 300 километров в секунду.

Эта скорость кажется слишком большой. Турбулентные скорости в хромосфере и короне, согласно наблюдениям, не превышают 30—40  $\text{км/сек}$ . Необходима дальнейшая разработка этой теории в связи с современными исследованиями о конвекции и турбулентности в солнечной атмосфере.

Следующая теория солнечной короны принадлежит Альфвену<sup>41</sup>. В отличие от Шаха, Даса и Рао Альфвен считает, что быстрые корпушки, наблюдаемые в короне, имеют скорости термического характера. Таким образом, имеет смысл говорить о кинетической температуре короны.

Согласно Альфвену, «нагреватель» короны находится в хромосфере, и в этом отношении теория Альфвена формально аналогична теории Шаха. Но природа «нагревателей» совершенно отлична в обеих теориях. В более ранней работе<sup>49</sup> Альфвен указал на возможность образования в солнечной хромосфере больших разностей потенциалов (до  $10^7$  вольт) вследствие вихревых движений ионизированных газов в магнитном поле пятен. Эта идея высказывалась многими авторами до Альфвена, см.<sup>50</sup>. Этим механизмом Альфвен объясняет формы протуберанцев. Альфвен полагает, что заряженные частицы, проходя через такие большие разности потенциалов, приобретают огромную энергию и, поступая в корону, служат «нагревателями» последней. Таким образом, корона «греется» протуберанцами.

Альфвен рассматривает следующую схему: в столбе единичного сечения от поверхности фотосферы до некоторой высоты  $h$  ежесекундно производится количество энергии, равное  $\epsilon \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек}}$ .

Ищется распределение температуры над поверхностью фотосферы. Пусть  $R$  — расстояние от некоторой точки солнечной атмосферы до центра. Для  $R = R_\odot < h$  Альфвен пишет:  $\epsilon_1 = \chi \frac{dT}{dR}$ , где  $\epsilon_1$  — энергия, проходящая за одну секунду через кв. сантиметр по направлению к солнечной поверхности (коэффициент теплопроводности

$$\chi = 0,6 \frac{1}{\pi c^2 m^{1/2}} T^{3/2}. \quad \text{Следовательно, при } R = R_\odot < h,$$

$T = \left[ \frac{R - R_\odot}{h} (T_h^{3/2} - T_1^{3/2}) + T_1^{3/2} \right]^{2/3}$ , где  $T_1$  и  $T_h$  — температуры при  $R = R_\odot$  и  $R = R_\odot + h$ . Для  $R = R_\odot > h$  нужно учесть кривизну корональных слоёв. Соответствующее уравнение записывается

$$\epsilon_2 = \chi \left( \frac{R}{R_\odot + h} \right)^2 \cdot \frac{dT}{dR}, \quad T = T_h \left( \frac{R}{R_\odot + h} \right)^{-2/3}.$$

Приводим график распределения температуры в короне согласно Альфвени (рис. 12).

Ход кривой качественно совпадает с графиком рис. 11. Для того чтобы  $T_e$  было равно  $10^6$  градусов, нужно, чтобы  $\epsilon = \epsilon_1 + \epsilon_2 = 2 \cdot 10^5$  эрг  $\cdot$  см $^{-2}$   $\cdot$  сек $^{-1}$ .

Эта энергия составляет только  $10^{-5}$  энергии, излучаемой Солнцем.

В теории Альфвена представляется не вполне ясным сам механизм образования быстрых корпускул в хромосфере и протуберанцах.

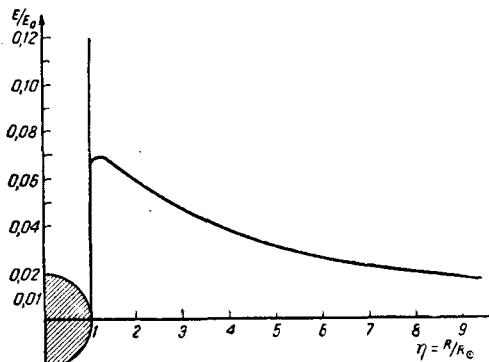


Рис. 12. Электронная температура короны как функция расстояния от центра Солнца, теоретически вычисленная Альфвеном.

Безусловно, хромосферная материя непрерывно проникает в корону и диссирирует в ней. На это указывают прямые наблюдения<sup>12</sup>. Однако, если в хромосфере возникают весьма быстрые корпускулы, непонятно, почему её температура сравнительно низка (порядка  $10\ 000^\circ$ <sup>51</sup>), и в ней не наблюдаются в высокой степени ионизированные атомы.

Если в хромосфере могут возникнуть разности потенциалов порядка  $10^7$  вольт, то это ещё не значит, что заряжённые частицы будут ускоряться до больших значений энергии. Не нужно забывать, что здесь мы имеем дело с движением заряда в газе. На основании общих представлений физики газового разряда, заряды будут двигаться с постоянной скоростью, определяемой подвижностью ионов:  $u = b \cdot E$  (где  $u$  — скорость «дрейфа» зарядов,  $b$  — подвижность,  $E$  — напряжённость электрического поля).

И. С. Шкловский предложил теорию короны, весьма отличную от всех рассматривавшихся выше<sup>52</sup>. В то время как все обсуждавшиеся теории ищут «нагревателя» короны вне её, Шкловский полагает, что «нагреватель» локализован в самой короне.

Автор рассматривает корону (и хромосферу) как плазму разряда. Известно, что электронная температура плазмы в условиях земного эксперимента часто достигает многих десятков тысяч градусов.

Механизм нагрева плазмы — выделение джоулева тепла, обусловленное наличием в проводящей плазме некоторого макроскопического электрического поля  $E$ . Количество выделившегося тепла в единице объёма за единицу времени  $W = \lambda \cdot E^2$ , где  $\lambda$  — коэффициент электропроводности ионизированного газа. Температура (кинетическая) плазмы короны и хромосферы определяется как решение уравнения теплопроводности:

$$2N_e k \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \Delta T + W - E,$$

где  $\Delta$  — оператор Лапласа,  $E$  — количество энергии, покидающее единицу объёма плазмы в единицу времени.  $E$  определяется неупругими соударениями электронов с корональными ионами, а также рекомбинациями электронов с ионами. Учитывая все механизмы, приводящие к «охлаждению» плазмы короны, И. С. Шкловский показал, что в стационарном случае для поддержания в короне кинетической температуры на уровне  $10^6$  градусов электрическое поле в ней должно быть поразительно малым — порядка  $10^{-9} \frac{\text{вольт}}{\text{см}}$ .

Физический смысл этого парадоксального результата кроется в исключительно слабой способности короны отдавать тепло во внешнее пространство путём излучения. Последнее свойство короны обусловлено её ничтожной плотностью. Между тем выделение джоулева тепла  $W$  в сильно ионизованном газе от плотности почти не зависит. Это значит, что одно и то же слабое электрическое поле совершенно не влияет на энергетический баланс хромосферы и радикально влияет на энергетический баланс короны. Исследование показывает, что плазма короны «изотермична» в том смысле, что температура электронов равна температуре ионов. Слабое вихревое электрическое поле в короне, повидимому, обусловлено турбулентным движением корональной материи в общем магнитном поле Солнца или в поле пятен. Вариации магнитного поля Солнца также могут вызвать появление в короне слабых электрических полей. Связь корональных явлений с явлениями в нижележащих слоях солнечной атмосферы, возможно, имеет электромагнитную природу. Кроме этого, причиной такой связи могут быть потоки быстрых заряжённых корпускул, вырывающихся из сравнительно глубоких слоёв солнечной атмосферы (ср. «C» области Вальдмайера).

В другой работе <sup>58</sup> Шкловский исследует вопрос о природе аномально высокой ионизации в короне и показывает, что применять формулу Шаха к короне нельзя.

Действительно, формула Шаха предполагает состояние локального термодинамического равновесия. Если имеется резкое уклонение от состояния термодинамического равновесия, нужно исходить (в стационарном случае) из уравнения ионизационного равновесия, выражающего равенство числа актов ионизации числу актов рекомбинаций

(амбиполярная диффузия, играющая решающую роль в процессах нейтрализации в условиях газового разряда, для астрофизических объектов несущественна, а тройные удары, вследствие весьма низкой плотности, можно не учитывать). В короне основным механизмом ионизации является неупругий удар с корональными электронами. В этом случае степень ионизации не зависит от концентрации свободных электронов (так как число ионизаций и число рекомбинаций пропорциональны  $N_e$ ). Концентрации в различной степени ионизированного железа в стационарном случае определяются как решение некоторой системы уравнений. Степень ионизации сильно зависит от  $T_e$ ; для объяснения наблюдаемой степени ионизации нужно положить  $T_e$  порядка  $10^6$  градуса, что находится в согласии со значениями  $T_e$ , найденными из других характеристик короны. Кроме соударений с корональными электронами, некоторое значение для ионизации корональной материи могут иметь соударения с быстрыми тяжёлыми корпускулами, вылетающими из Солнца. Расчёты произведены на основании формул Бете<sup>54</sup> для ионизации ударом и Штокльберг-Морзе<sup>55</sup> для захватов электронов сильно ионизированными атомами.

Так как корона не может рассматриваться как вполне стационарное образование, исследовалось время установления ионизационного равновесия в ней. Найдено, что это время порядка суток. В этой связи отметим, что, согласно Вальдмайеру и Лио, корона может оставаться практически неизменной в течение ряда суток. Следовательно, в первом приближении корону можно рассматривать как образование квазистационарное.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

В последние годы были достигнуты большие успехи в деле изучения внутренней короны. Но огромное количество проблем экспериментального и теоретического характера ещё ждёт своего решения. Между тем, изучение природы солнечной короны имеет не только большой теоретический интерес. Повидимому, в короне локализованы области Солнца, излучение которых (корпускулярное и радиационное) оказывает такое большое влияние на ряд геофизических процессов. Несмотря на то что корона обладает ничтожной массой (вся масса короны составляет только 0,001 массы земной атмосферы!), это влияние оказывается возможным, вследствие исключительных условий, господствующих в ней.

К сожалению, последние годы почти не дали ничего существенного в познании природы внешней короны. Едва ли не самой большой «корональной загадкой» в настоящее время является вопрос о природе фраунгофера спектра внешней короны.

Недавно Н. Н. Парийский разрабатывал теорию, согласно которой «фраунгоферова компонента» внешней короны (см.<sup>6</sup>) есть явле-

ние кажущееся, обусловленное дифракцией солнечного света на лунном крае во время полных затмений. Однако оказалось, что интенсивность света, даваемого дифракцией слишком мала. Работа Н. Н. Парийского весьма ценна, так как доказывает, несомненно, корональную природу фраунгоферовой компоненты.

В связи с этим напомним, что в XVIII веке долго дискутировался вопрос о солнечном происхождении самой короны.

Спектроскопическим исследованиям внешней короны нужно отвести большое место во время наблюдений затмений, так как наблюдать внешнюю корону вне затмения пока невозможно.

#### ЛИТЕРАТУРА.

1. Н. Н. Парийский, Успехи астрономических наук (сборник), 167, 1939.
2. Baumbach, Astron. Nachrichten, 263, 121, 1937.
3. Locayeg, Monthly Notices, 63, 481, 1903.
4. Unsold, Physik d. Sternatmosphäre, 214, 1937.
5. Grotian, Zs. f. Astrophys., 7, 26, 1933.
6. Grotian, Zs. f. Astrophys., 8, 24, 127, 1934.
7. Russel, Astrophys. Journal, 69, 49, 1929.
8. Lyot C. R., 200, 219, 1935.
9. Lyot L., Astronomie (May 1937), 203 (May 1938), 193.
10. Lyot L., Astrophys. Journal, 101, 255, 1945.
11. Waldmeier, Zs. f. Astrophys., 19, 21, 1939; 20, 172, 1940; 21, 85, 1942; 21, 109, 1942.
12. Е. Я. Бугославская, Астрономич. Журнал, XX, 2, 15, 1942; ДАН, XLIII, 1, 7, 1944.
13. С. К. Всехсвятский и Е. Я. Бугославская, ДАН, XXV, 5, 363, 368, 1939.
14. Lyot C. R., 200, 182, 1935.
15. Lyot, Monthly Notices, 99, 580, 1939.
16. Swings, Scientia, 33, 69, 1939.
17. Grotian, Naturwiss., 27, 214, 1939.
18. Edlen, Zs. f. Phys., 103, 536, 1936; 104, 183, 407, 1937.
19. Edlen, Arkiv f. Matem. Astr. och. Phys., 28B, Nr. 1, 1941.
20. Condon a. Shortley, The Theory of Atomic Spectra, Cambridge, 1935.
21. Swings, Publ. Astr. Soc. of the Pacific, 336, 117, 1945.
22. Goldschmidt, Norske Videnskaps-Akad. Skrifter, I Mat. Naturw. Klasse, No. 4, 1938.
23. Kundu, Indian. Journ. of Phys., XVI, 317, 1942.
24. Shortley, Phys. Rev., 57, 225, 1940.
25. Pasterнак, Astrophys. Journ., 92, 129, 1940.
26. Shortley, Aller, Backer, Menzel, Astrophys. Journ., 93, 178, 1941.
27. Kun-Huang, Astrophys. Journ., 101, 187, 1945.
28. Hehl-Menzel, Astrophys. Journ., 92, 408, 1940.
29. И. С. Шкловский, Астрон. Журн., XXII, 81, 1945.
30. Strömgren, Festchrift f. Ellis Strömgren, Kopenhagen, 1940.
31. Unsold, Zs. f. Astrophys., 21, 22, 1941.
32. Lyot, Bul. Sc. Astr. de France, 51, 203, 1937.
33. И. С. Шкловский, Астроном. Журн., XXII, 249, 1945.
34. Reber, Astroph. Journ., 100, 279, 1944.
35. Southworth, Journ. of Franklin Inst., 239, 285, 1945.
36. Appleton, Nature No. 3968, 635, 1945.
37. И. С. Шкловский, Астрон. Журн. (в печати).

38. Энгель и Штейнбек, Физика и техника газового разряда, **1**, 209, 1935.  
 39. Unsöld, Physik d. Sternatmosph., 430, 1937.  
 40. A. Deutsch, Astrophys. Journal, **101**, 117, 1945.  
 41. Alfven, Arkiv f. Matem. Astr. och Pys., **27A**, No. 25, 1941.  
 42. Alfven, Arkiv f. Matem. Astr. och Pys., **27A**, No. 22, 1940.  
 43. Russel, Scientific American, August, 1941.  
 44. Saha, Proc. of Nation. Instit. of Sci. of India, **8**, 99, 1942; Nature, No. 3970, 1945.  
 45. Ромпе и Штейнбек, УФН, **XXV**, 190, 1941.  
 46. Manzel, Teleskope, **8**, 65, 1941.  
 47. Das a. Rao, Indian Journ. of Phys., **XVI**, 277, 1942.  
 48. Eddington, Monthly Notices, **101**, 177, 1941.  
 49. Alfven, Arkiv f. Matem. Astr. och Pys., **27A**, No. 20, 1941.  
 50. Cowling, Monthly Notices, 93, 1932; R. Gunn, Phys. Rev., **2**, 37, 983, 1129, 1688, 1931.  
 51. Menzel a. Cilie, Astrophysical Journ., **85**, 88, 1937.  
 52. И. С. Шкловский, Астрономич. Журн. (в печати).  
 53. И. С. Шкловский, Астрономич. Журн. (в печати).  
 54. Bethe, Ann. d. Phys., **5**, 325, 1930.  
 55. Stüeckelberg a. Morse, Phys. Rev., **36**, 16, 1930.
-

НОВЫЕ ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

**НОВЫЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ И ИХ  
ПРИМЕНЕНИЕ К ИЗУЧЕНИЮ КРИСТАЛЛОВ\*).**

*С. Толанский.*

**НОВЫЕ ПРИЁМЫ.**

В настоящей статье даётся краткий обзор некоторых новых приёмов, разработанных автором в последнее время в области интерферометрической оптики. Эти приёмы особенно пригодны для изучения подробностей топографии почти плоских поверхностей; в частности, они были применены при исследовании поверхности кристаллов. Описываемые ниже методы являются весьма мощными: они позволяют измерять неровности молекулярных размеров, используя лишь свет видимых длин волн. В этих методах используется интерференция низших порядков многократно отражённых лучей; многократно отражённые лучи получаются в тонком слое, заключённом между двумя отражающими металлическими поверхностями с высокой отражающей способностью (обычно серебро). Они могут быть грубо разделены на наблюдения с монохроматическим светом и на наблюдения с белым светом. Сначала мы рассмотрим наблюдения, проводимые с монохроматическим светом; в качестве источника освещения обычно используется свет ртутной лампы в вакууме, пропущенный через зелёный фильтр.

Применение интерференционных методов к изучению формы поверхности очень старо. Но в большинстве случаев практически использовалась интерференция только двух лучей. Точно так же методы с многократно отражёнными лучами давно использовались для исследования качества оптически плоских поверхностей. Линии равной толщины, образуемые многократно отражёнными лучами на клине, использовались ещё при классических определениях длины метра Фабри, Перо и Бенуа. Если, однако, просмотреть внимательно ранние работы, то мы увидим, что в них не осуществлялись условия, необходимые для достижения наилучшего разрешения; точно так же не были достаточно оценены широкие возможности, которые даёт улучшенная техника. Из дальнейшего изложения станет очевидным, насколько обширны эти возможности.

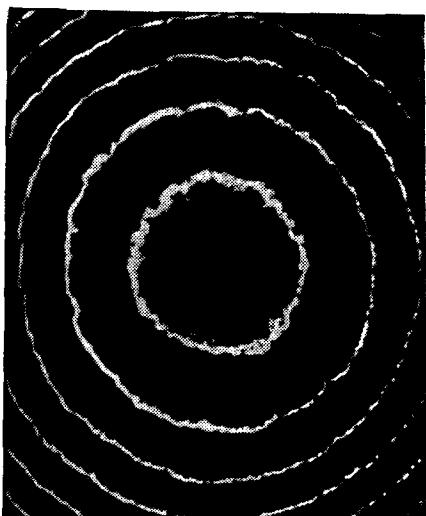
\*<sup>1</sup>) Journ. Sci. Instruments t. 22, вып. 9, 1945. Перевод В. М. Харитонова.

В описываемых в настоящей статье опытах интерференция многократно отражённого луча получалась с помощью полупрозрачных серебряных слоёв с высокой отражающей способностью, нанесённых на поверхности, для которых мы хотим получить интерференционные картины. Достигнуть произведения коэффициентов отражения, приближающегося к  $90\%$ , без заметного поглощения, представляет довольно трудную экспериментальную задачу, которая была, однако,

полностью разрешена. Точно так же, как и в случае применения хорошо известной теории многократных лучей Эйри к интерферометру Фабри-Перо, при суммировании всех лучей, которые получаются от посеребрённых поверхностей, появляются очень резкие и отчётливые линии. Для линий равного наклона (параллельные лучи) суммирование легко получить, концентрируя лучи с помощью линзы; для линий равной толщины (клинья) условия суммирования, однако, совершенно отличны. Нам кажется, что до сих пор не отдавали себе ясного отчёта в том, что необходимым условием является требование, чтобы максимальное боковое смещение всех лучей, участвующих в интерференции, вдоль поверхности любой из оптических компонент не превышало бы малой величины (скажем,  $1/50$ ) расстояния между соседними порядками. Это условие лучше всего достигается, если мы воспользуемся почти точечным источником света, помещённым в фокусе хорошей линзы, и нормальным падением луча и сведём расстояние между отражающими поверхностями к наименьшей возможной величине, желательно, если это возможно, порядка длины волны используемого света. Чем выше коэффициент отражения серебра, тем важнее лучи высших порядков отражения и тем более строгими являются оптические условия. При наилучшем возможном покрытии можно ясно насчитать до 100 отражений, и при этих условиях необходима весьма прецизионная установка, если мы хотим достичь наилучшего разрешения.

Рис. 1. Типичный пример применения новой интерференционной техники (видоизменённые посеребрением кольца Ньютона).

Типичный пример удачного применения изложенной техники показан на рис. 1. На нём показаны кольца Ньютона, полученные при



соответствующем серебрении поверхностей стекла и при оптимальных оптических условиях. Источником света служила зелёная линия ртутной дуги. Интерференционные линии замечательны своей резкостью. Для того чтобы были видны детали, линии сфотографированы на неконтрастной пластиинке. Таким образом, полученная резкость не является искусственной фотографической резкостью. Нерегулярные изгибы, которые встречаются на линиях, указывают на дефекты на поверхности линзы. Если мы учём, что расстояние между соседними порядками равно  $2700 \text{ \AA}$  и что при столь высоком разрешении мы можем различить отклонения линий порядка  $1/135$  расстояния между ними, то, очевидно, что мы можем заметить местное отклонение порядка всего  $20 \text{ \AA}$ . Это — величина порядка молекулярных размеров. Очевидно, что с первоклассными оптическими поверхностями можно достичь очень большой точности в определении диаметров колец. Кольца Ньютона всё ещё часто используются в метрологических измерениях. Преимущество линий, получающихся при использовании многократно отражённого луча по сравнению с обычными линиями от двух лучей, настолько очевидно, что они всегда должны использоваться вместо последних.

Линии с многократно отражёнными лучами настолько резки, что при этом наблюдаются новые интерферометрические явления. При падении, отличном от нормального, кольца расщепляются на дублеты, как показано на рис. 2, а. Можно показать, что линии этих двух систем образованы лучами, плоскополяризованными во взаимно перпендикулярных направлениях, что объясняется различным изменением фазы поляризации для разных направлений при отражении от серебряного слоя. На рис. 2, б и 2, с показано поведение колец при введении пластиинки поляроида, ориентированной в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Угол падения для этих фотографий равнялся  $60^\circ$ . Дублетное расщепление даёт нам новый и очень мощный метод измерения разности в изменении фазы при различных углах падения. Величины, полученные для слоя серебра толщиной в  $550 \text{ \AA}$ , показаны на рис. 3. Очевидно, что использованием других

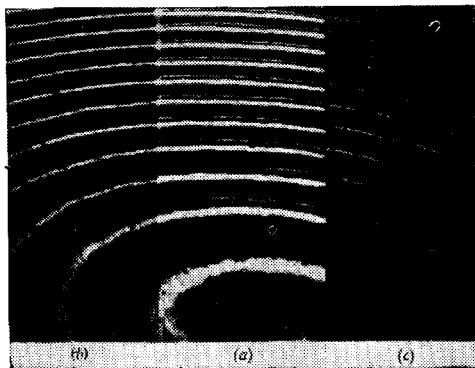


Рис. 2. Иллюстрация интерферометрических явлений с многократно отражёнными лучами при падении, отличном от нормального: (a) — без поляроида, (b) и (c) — с поляроидом, повернутым в двух взаимно перпендикулярных направлениях.

металлов с высокой отражающей способностью или введением различных жидкостей между металлизированными поверхностями открывается обширное поле для возможных исследований.

Мы напомним, что прежние классические методы определения изменения фазы были связаны с измерением эллиптичности поляризации и требовали дорогих и сложных оптических приборов. Простота нового метода — не последнее, что делает его привлекательным.

Таким образом, этот способ позволяет провести новые исследования оптических свойств металлов. К сожалению, место не позволяет нам рассмотреть дальнейшие

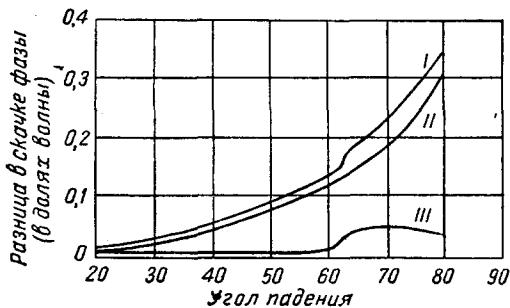


Рис. 3. Величины, полученные из расщепления линий измерением разности в изменении фазы при различных углах падения для серебряной пленки толщиной в 550 Å. I — экспериментальная кривая, II — кривая, даваемая классической электромагнитной теорией, III — разность между кривыми I и II.

интересные результаты, которые получаются с кольцами Ньютона; ссылки на некоторые из этих работ можно найти в краткой библиографии, приложенной в конце.

#### ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТИ ЕСТЕСТВЕННЫХ КРИСТАЛЛОВ.

Только что описанная техника монохроматических много-кратно отражённых лучей была с успехом применена к изучению топографических особенностей приблизительно плоских кристаллических поверхностей. Необходимо рассмотреть два случая, а именно: (a) оптически хорошие, прозрачные кристаллы; (b) неполностью прозрачные или совершенно непрозрачные кристаллы, включая металлические поверхности, или любые, сколько-нибудь плоские поверхности. Поскольку серебряный слой получается испарением серебра в вакууме, необходимо, очевидно, чтобы исследуемая поверхность в вакууме не разрушалась. Для случая (a) могут быть использованы как линии в проходящем свете, так и в отражённом, тогда как для случая (b) — только линии в отражённом свете. Серебро испаряется на поверхность кристалла и на поверхность оптически плоской кварцевой пластинки высшего качества, точной до  $1/60$  длины волны. Эти две поверхности помещаются очень близко друг от друга, и наблюдаются линии, получающиеся в результате интерференции многократно отражённых лучей. При исследовании на слюде было показано, что осаждённое серебро точно по-

вторяет очертания всех топографических особенностей поверхности кристалла. Это справедливо вплоть до пределов точности наблюдения ( $20 \text{ \AA}$ ) и было проверено в случаях, когда поверхностное увеличение не превышало  $100\times$ . При больших увеличениях опыты пока не проводились.

Типичные результаты, получаемые описываемым методом, показаны на рис. 4 и 5, которые относятся к хорошо блестевшей (100) поверхности левого кристалла кварца; площадь поверхности около квадратного сантиметра. Изгибы линий определяются контурами различных участков, тогда как конкретная наблюданная картина зависит от угла наклона между посеребрёнными поверхностями. Если учесть этот факт, то две какие-либо совершенно различные по внешнему виду картины приведут к одним и тем же результатам. На рис. 4 показаны линии, получающиеся в проходящем свете на большей части поверхности; оптические условия были таковы, что не позволяли охватить всю поверхность. Одновременно показаны линии, получающиеся для жёлтой и зелёной линий ртути. Мы видим на фотографиях резкие узкие блестящие линии на тёмном фоне. Характеристикой успеха метода является узость линий по сравнению с расстоянием между соседними порядками, что позволяет зафиксировать мельчайшие детали. (На всех рисунках настоящей статьи фотографическое увеличение резкости путём использования контрастных материалов отсутствует. Неконтрастные пластиинки и бумага использовались как для получения естественной картины, так и для сохранения мелких деталей.)

На рис. 5 показаны зелёные линии в отражённом свете, в виде тонких тёмных линий «поглощения» на широком светлом фоне. Отчётливость линий просто изумительна и лучше даже, чем в интерферометре Фабри-Перо при таком же серебрении (в последнем никогда не достигается точный параллелизм, и все поверхностные дефекты проявляются в результирующей картине). Из картины рис. 5 ясно, что эта методика может быть с успехом применена и к непрозрачным поверхностям, в частности металлическим, для изучения, например, влияния полировки, травления и т. п. Помещением кри-



Рис. 4. Исследование очень блестящей (100) поверхности левовращающего кристалла кварца с помощью монохроматического многократно отражённого света (проходящий свет).

сталла над различными участками оптической плоскости можно показать, что кристалл характеризуется целым рядом примечательных топографических особенностей; отсутствие места не позволяет, к сожалению, рассмотреть этот вопрос в подробностях. Оказывается,

между прочим, что на поверхности кристалла обнаруживаются небольшие возвышения и углубления порядка всего 20 молекул высотой (глубиной); наша методика позволяет также заметить местные наклоны поверхности порядка всего  $1/100$  угловой минуты. (Описанный далее метод, использующий белый свет, позволяет обнаружить уклоны порядка  $1/800$  угловой минуты.) Интерферометрические методы дают, таким образом, результаты, по крайней мере в 100 раз лучше,

Рис. 5. Исследование того же кристалла, что и на рис. 4, но в отражённом свете.

чем получаемые с наиболее дорогими прецизионными гониометрами, и, кроме того, позволяют производить раздельное изучение весьма малых участков поверхности.

#### ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТЕЙ РАСКОЛА.

В предыдущем параграфе мы рассмотрели исследование поверхностей естественных кристаллов; здесь же мы рассмотрим наш метод в применении к изучению поверхностей раскола слюды и селенита. Посеребрённая поверхность раскола устанавливалась около посеребрённой же оптически плоской поверхности; освещение производилось с помощью коллиматора так, что наблюдение велось при оптимальных условиях. На рис. 6 показана типичная топография поверхности раскола слюды площадью около квадратного сантиметра. Было исследовано очень большое число слюдяных поверхностей и практически

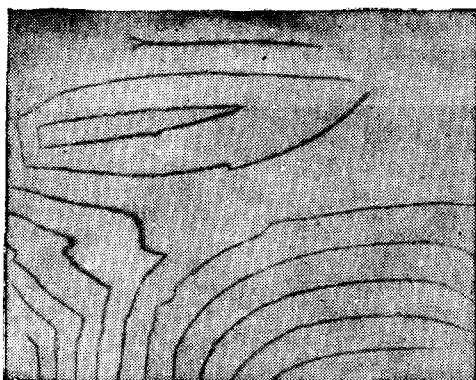


Рис. 6. Топография поверхности слюды (около 1 кв. см.).

у всех картина оказывалась аналогичной. Исследование тонких сколов слюды с помощью интерференции двух лучей очень старо, но существенно отметить то, что интересные детали появляются только в том случае, если мы применим усовершенствованную технику интерференции многократно отраженных лучей. На исследованном таким образом поверхностях слюды наблюдаются обычно возвышения и углубления, размеры которых колеблются от малых долей длины волны света и вплоть до  $1/200$  мм. Наиболее интересными особенностями, видными на рис. 6, являются: (a) гладкие непрерывные линии и (b) —резкие «линии» скола, представляющие отдельные ступени скола, длина которых может варьироваться вплоть до нескольких миллиметров, а в некоторых крайних случаях даже и сантиметров.

На рис. 7 показан график поперечного сечения поверхности образца мусковита на длине около 6 мм, проходящего более или менее перпендикулярно к группе типичных линий скола. Путем точных измерений было установлено, что скачки вдоль линий скола в большинстве случаев отличаются лишь небольшим целым множителем от величины, почти равной  $20 \text{ \AA}$  (с неточностью, меньшей 1  $\text{\AA}$ ). Ступени в 20, 40, 60 и т. д.  $\text{\AA}$  были действительно измерены. Кристаллографические исследования с помощью рентгеновых лучей показывают, что постоянная молекулярной пространственной решетки слюды в направлении, перпендикулярном к поверхности скола, равна точно  $20 \text{ \AA}$ . Следовательно, пользуясь видимым светом, мы действительно можем дать  $20 \text{ \AA}$  точно так же, как и исследуя пространственную решетку. Двадцать ангстрем мы можем рассматривать как величину, за которую можно ручаться при проведении оптических исследований с помощью многократно отраженных лучей.

Очень важным является то обстоятельство, что наблюдённое значение величины ступени оказалось постоянным вдоль линий скола, что доказывает, что при серебрении слой серебра в точности повторяет контуры поверхности. Кроме того, на основании гладкости и непрерывности интерференционных линий можно показать, что слюда

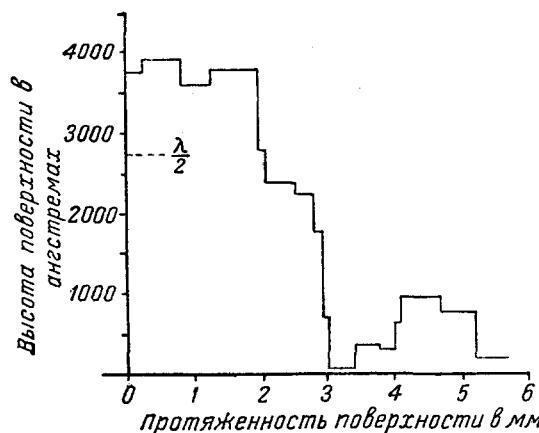


Рис. 7. График сечения длиной около 6 мм в направлении, более или менее перпендикулярном к типичной группе линий скола образца мусковита.

действительно скальвается по плоскости спайности, по крайней мере с точностью до  $30 \text{ \AA}$ , т. е. почти наверное, в пределах одной молекулы; факт этот может быть подкреплён независимыми опытами с ростом на слюде кристаллов иодистого аммония. Мы разобрали несколько детальнее лишь немногое из того, что можно почерпнуть, изучая фотографии слюды.

На рис. 8 показаны очертания поверхности скола кристалла селенита (площадь порядка одного квадратного сантиметра). Как и

в случае слюды, хорошо видны типичные линии скола, однако, было найдено, что в противоположность слюде соседние поверхности, примыкающие к линии скола, слегка наклонены по направлению друг к другу, с уклоном к линии скола. Наблюденные величины наклона варьируются в пределах небольшой величины порядка  $0,011—0,063$  угловой минуты, откуда видна разрешающая способность данного метода. Для сравнения на рис. 9 показана типичная трёхмерная диаграмма контура поверхности на протяжении  $8 \text{ mm}$  (мелкие детали на диаграмме опущены). Чёрные линии показывают отклонение поверхности от горизонтальности.

Наблюдения с большой дисперсией показывают, что дифракционные линии получаются рваными из-за наличия вторичной поверхностной структуры, состоящей из небольших многочисленных вытянутых площадочек, смешённых вверх и вниз на небольшое целое кратное  $15 \text{ \AA}$ , что представляет величину постоянной пространственной молекулярной решётки селенита, полученную из наблюдений с рентгеновыми лучами.

#### НАБЛЮДЕНИЯ БЕЗ ОПТИЧЕСКИ ПЛОСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ.

Во всех описанных выше опытах поверхность, подлежащая исследованию, помещалась около оптически плоской поверхности высшего качества. В приводимых ниже экспериментах мы обходились без подобной поверхности. Тонкие лепестки слюды толщиной порядка  $1/50—1/150 \text{ mm}$  серебрились с обеих сторон и затем подвергались исследованию. Несмотря на известную уже нам сложность топографии каждой из поверхностей, линии Физо, получающиеся в резуль-



Рис. 8. Поверхность скола кристалла селенита (около 1 кв. см).

тате интерференции многократно отражённых лучей, оказываются удивительно простыми. На образцах, подобных приведённым на рис. 10, наблюдаются значительные участки, ограниченные линиями скола и окрашенные совершенно однородно (на данном этапе мы

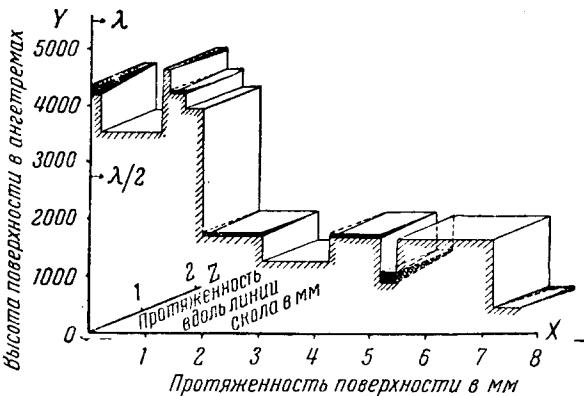


Рис. 9. График очертания поверхности кристалла селенита (рис. 8) на протяжении 8 мм (мелкие детали опущены).

можем пренебречь вторичной системой слабо видимых линий). Постоянная окраска в многократно отражённом луче очень чувствительна к изменению толщины, особенно, если пользоваться светом

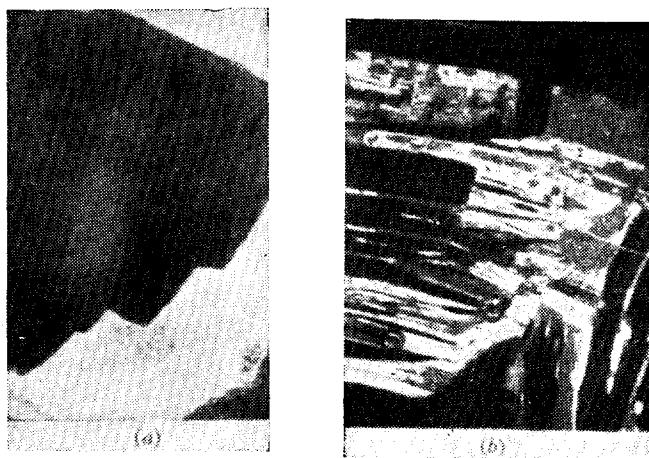


Рис. 10. Типичные примеры отщеплённых листков слюды.

рутной дуги, не пропущенным через светофильтр. Однородно окрашенные области соответствуют участкам, на которых листки слюды имеют одну и ту же толщину с точностью до малой части длины.

волны. Отсюда следует, что выступам и углублениям на одной стороне точно соответствуют углубления и выступы на другой, и разница в толщинах оказывается лишь вдоль линии скола. Поверхности представляются, таким образом, совершенно параллельными; в результате невозможно определить ни высоту, ни направление ступеней и, следовательно, невозможно интерпретировать и наблюданную картину (разрешение этой трудности дано в следующем разделе, рассматриваяющем интерференционные линии, образующиеся при наблюдении в белом свете).

Несмотря на это, линии интерференции представляют всё же значительный интерес. Кроме того, что они показывают, что задняя поверхность в отношении искажения плоскости следует за передней, данный метод исследования обладает большей чувствительностью, поскольку в формулу входит относительный показатель преломления слюды; в результате измерения получаются на 60% точнее. Таким образом может быть выявлено наличие местных ядер роста, отдельные включения, варьирование химического строения, двойное лучепреломление и т. п. Была разработана методика наблюдений с помощью микроскопа; интерференционные линии наблюдались с линейным увеличением вплоть до 100 $\times$ ; детали и некоторые результаты будут рассмотрены в последующих параграфах.

#### ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЛИНИИ В БЕЛОМ СВЕТЕ.

На фотографиях 6 и 8, полученных на слюде и на селените, выступы невозможно отличить от углублений или определить действительное направление ступеней. Новые интерферометрические методы, кроме наличия иных свойств, разрешают также и эти трудности. Едва ли будет преувеличением сказать, что новые методы с интерференцией многократно отражённых лучей, описываемые ниже, являются наиболее мощными в области точной оптики, использующей интерференцию малых порядков. В последующем изложении это утверждение будет достаточно обосновано. В данном способе интерференционные линии образуются в белом свете и в то же время имеют многочисленные преимущества по сравнению с линиями в монохроматическом свете. На основании теоретических соображений эти линии предлагается называть линиями равного хроматического порядка. Для того чтобы показать, как образуются эти линии и выяснить некоторые их свойства, мы рассмотрим кольца Ньютона, получающиеся на установке с посеребрёнными поверхностями, которая даёт линии Физо, показанные на рис. 1. Оптическая установка в этом случае очень проста. Изображение белого источника света образуется на небольшом круглом отверстии, находящемся в фокусе хорошей ахроматической линзы. Параллельный пучок белого света падает под прямым углом на поверхности, от которых отражаются интерферирующие лучи. Изображение поверхностей проск-

тируется затем на тонкую щель хорошего спектрографа, и получающиеся на пластинке линии фотографируются. Величина увеличения при проектировании изображения поверхности на щель спектрографа имеет большое значение и сильно влияет на отчётливость линий и даже на их появление; однако мы не можем рассмотреть здесь этот вопрос детальнее.

Линии для видимой области, которые получаются на установке для получения колец Ньютона с посеребрёнными поверхностями, показаны на рис. 11 (шкала на фотографии даёт длины волн). Эти, в высшей степени необыкновенные интерференционные линии обладают следующими свойствами: (1) каждая линия изумительным образом окрашена в большое количество цветов; (2) все линии в высшей степени отчётливы, несмотря на то, что был использован белый свет; ширина линий составляет лишь незначительную величину от расстояния между соседними порядками; (3) наблюдённая форма линий может быть предугадана с помощью весьма простой теории; (4) местные дефекты, видные и на линиях Физо, снова появляются (в увеличенном виде) и на наших линиях; (5) направление выпуклости (вогнутости) линий сразу же показывает, имеем ли мы дело с возвышением или с углублением (поверхность линзы является в данном случае возвышением).

Легко показать, что для каждой линии отношение  $t/\lambda$  постоянно, где  $t$  — расстояние между посеребрёнными поверхностями в рассматриваемой точке (мы напомним, что изображение этих поверхностей проектируется на щель спектрографа). С помощью этих линий, которые очень резки, несмотря на то, что мы не пользуемся монохроматическим источником света, можно разрешить то, что оставалось неопределенным в предыдущих разделах, и получить много дополнительных сведений. Возможности в применении метода подсказываются двумя простыми формулами, которые получаются следующим образом. Если  $\Delta\lambda$  — разница в длине волны между двумя соседними линиями по горизонтали, то  $t = \frac{1}{2} \Delta\lambda$ . Если небольшое изменение толщины  $dt$  вызывает при данной длине волны изменение порядка на  $dn$ , то  $dt = dn \cdot \frac{1}{2} \lambda$ . Отсюда видно с первого взгляда, что по-

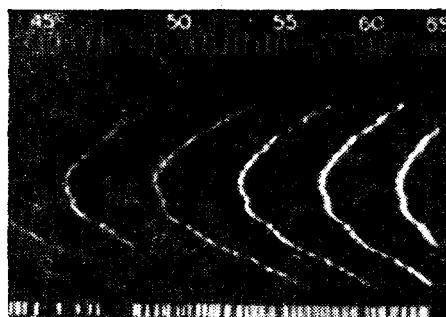


Рис. 11. Линии равного хроматического порядка для видимой области спектра, полученные с помощью установки для получения колец Ньютона с посеребрёнными поверхностями.

скольку величина  $dn$ , измеряемая по фотографии, очень мала, то мы можем без труда оценить величину дефектов порядка молекулярных размеров.

При использовании этого метода можно достичь высшей степени точности. Мы рассмотрим теперь некоторые из возможных применений.

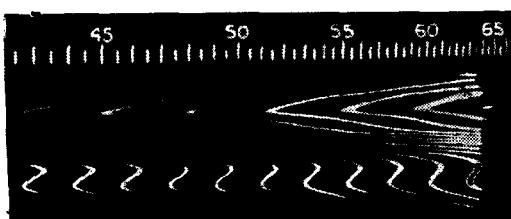


Рис. 12. Линии равного хроматического порядка, полученные от листка слюды, прижатого к оптически плоской поверхности; отчетливо виден гребень на поверхности слюды.

рис. 12 видно резкое гребнеобразное возвышение поверхности вместе с другими возвышениями и углублениями, которые легко могут быть теперь интерпретированы (фокусировка точна только в области 4000—5000 Å). Для нашего метода является характерным то, что точные измерения могут быть получены непосредственно с отпечатка с помощью одной только линейки. Действительные гребни увеличиваются на линиях, примерно, в 50 000  $\times$ . На рис. 13 показана линия скола, пересекающая щель. Простого взгляда достаточно, чтобы установить истинное направление ступени, а для точнейшего определения можно воспользоваться простым подсчетом совпадений линий, применив формулу нониуса. Все сомнения в отношении выступа или углубления или в отношении направления ступени полностью отпадают, и последние могут быть определены с большой точностью.

Особое внимание мы должны обратить на резкость линий, которая получается, несмотря на то, что мы пользуемся белым источником света. Это очень важно в том отношении, что мы можем иметь линии в большой области и очень яркие, а это, в свою оче-

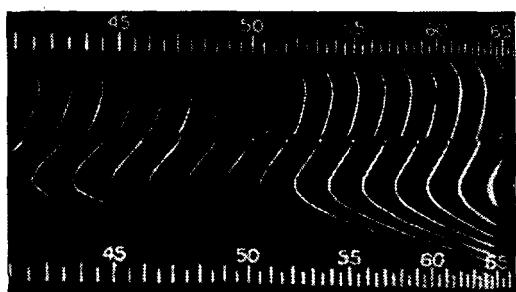


Рис. 13. Линии равного хроматического порядка, полученные с помощью листка слюды, прижатого к оптически плоской поверхности; ясно видна линия скола, пересекающая щель.

редь, позволяет получить при измерениях точность, недостижимую при одном другом типе интерференционных линий. Во всех способах, использующих интерференцию многократно отраженных монохроматических лучей (как например, линии Физо, линии Фабри-Перо), в которых применяются полупрозрачные серебряные слои, толщина последних лимитируется яркостью источника света, и тем самым ограничивается резкость линий. Яркость монохроматических источников света строго ограничена требованиями монохроматизма, поскольку у ярких источников ширина линий недопустимо велика. Что касается линий равного хроматического порядка, то для их получения можно пользоваться очень яркими источниками белого света, как например, понтализ, вольтова дуга и др., и даже при очень мощной вольтовой дуге получаются отличные линии. Следовательно, допустимы очень плотные покрытия; в результате, линии получаются очень тонкие и резкие. Кроме того, поскольку мы можем воспользоваться столь яркими источниками света, то, как будет показано ниже, эти линии могут быть рассматриваемы с помощью сильных микроскопов.

Линии могут быть получены от любой кристаллической поверхности как в прошедшем (для прозрачных материалов), так и в отраженном (для непрозрачных веществ, как например, металлы) свете.

Теперь мы рассмотрим дальнейшие применения этого метода.

#### ДАЛЬНЕЙШИЕ ПРИМЕНЕНИЯ.

Особый интерес представляют линии равного хроматического порядка, получаемые на лепестках слюды, посеребренных с обеих сторон. Два крайних случая показаны на рис. 14 и 15. Они получены соответственно с образцами, приведенными на рис. 10а и 10б. Мы не будем рассматривать множества деталей, видных на рисунках, и лишь отметим, что: (а) с большой точностью подтверждается то, что, хотя противоположные поверхности и не являются плоскими, но они строго «параллельны»; (б) изменение толщины происходит скачкообразно, причем величина скачка «квантована» в единицах в  $20 \text{ \AA}$ ; (с) из-за двойного

8\*

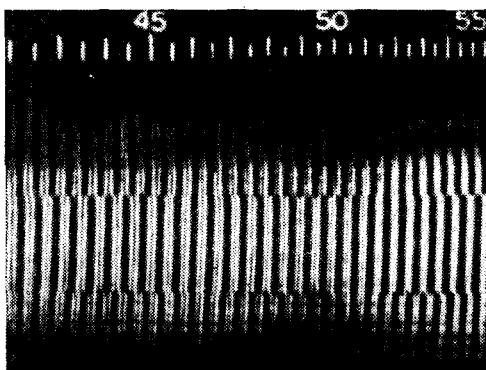


Рис. 14. Линии равного хроматического порядка, полученные от образца слюды, посеребренного с обеих сторон и показанного на рис. 10а.

лучепреломления линии раздвоены; (*d*) кроме того, можно получить много и других сведений.

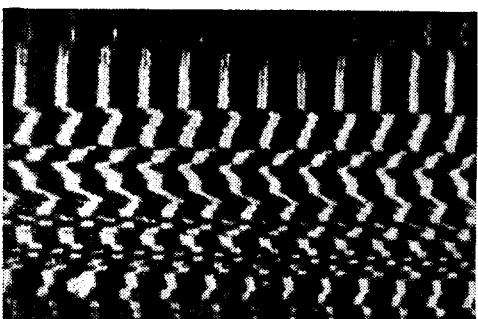
Двойное лучепреломление может быть определено для всей области длин волн по одной фотографии, даже если оно равно всего 0,0001. Мы

получаем, таким образом, новый метод для определения этой величины. Особенno примечательно то, что величина раздвоения линий, вследствие двойного лучепреломления, совершенно не зависит от толщины пластиинки слюды, что является совершенно неожиданным для интерференционного явления. Этот факт получается уже из простейшей теории и подтверждается полностью на опыте.

Рис. 15. Линии равного хроматического порядка, полученные от образца слюды, посеребрённого с обеих сторон и показанного на рис. 10б.

#### МЕТОДИКА ПРИМЕНЕНИЯ ЛИНИЙ РАВНОГО ХРОМАТИЧЕСКОГО ПОРЯДКА.

Линии равного хроматического порядка дают сечение поверхности вдоль одной какой-либо линии. Для того чтобы исследовать всю поверхность, необходимо перемещать изображение на щели перпендикулярно к щели. Это можно быстро сделать при визуальных наблюдениях, пользуясь хильгеровским прибором с постоянным отклонением или каким-либо другим спектрометром. Часто полезно сначала сфотографировать картину, получающуюся в результате интерференции многократно отражённого монохроматического луча, охватывающую значительную площадь, после чего можно выбрать направление, в котором нужно получить более детальные данные о сечении поверхности с помощью линий равного хроматического порядка. Мы рассмотрим два примера подобной комбинированной техники, в которых исследовались мелкие местные особенности лепестков слюды, посеребрённых с двух сторон. Соответствующие фотографии приведены на рис. 16—19. Линии Физо для одной такой особенности показаны на рис. 16, а соответствующие линии равного хроматического порядка — на рис. 17. Линии Физо получены с помощью микроскопа, имеющего увеличение 80 $\times$ . Было показано, что эта особенность, по всей вероятности, представляет собой ядро роста кристалла. Оно имеет пирамидальную форму и состоит из отдельных ступеней, 50% из которых ме-



нее трёх молекул по высоте, а 80% — менее, чем 8 молекул по высоте. Подобные сведения имеют, очевидно, большое значение для теории роста кристаллов.

Другая нерегулярность (менее 1 *мм* в сечении) состоит из трёх групп линий Физо эллиптической формы, на каждой из которых

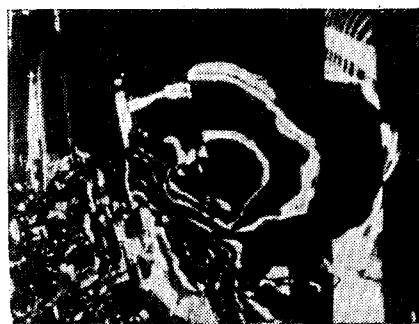


Рис. 16. Линии Физо для небольшой местной особенности.

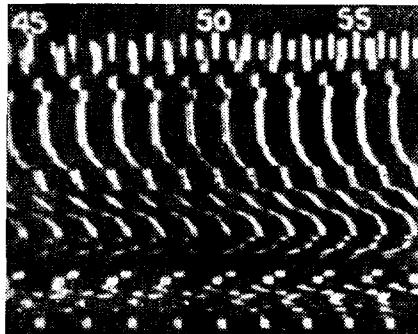


Рис. 17. Линии равного хроматического порядка для той же особенности, что и на рис. 16.

хорошо видно удвоение вследствие двойного лучепреломления (рис. 18). Эту картину невозможно интерпретировать, пока мы не получим линии равного хроматического порядка, примерно, через середину центральной области (рис. 19), после чего мы получаем полное представление о форме поверхности. Окончательное заключение приводит нас к выводу о том, что мы имеем здесь дело с небольшим инородным включением в виде тонкого лепестка. Необходимо обратить внимание на определённость обеих фотографий, на которых представлена эта особенность (увеличение 80×).

Отметим здесь же, что предел точности ставится увеличением, которое может быть применено при рассматривании линий Физо для многократно отражённых лучей. Было найдено, что ширина линий даёт себя знать при увеличении 200×. Это явление получается в результате необходимости увеличения угла светового конуса, в результате чего нарушаются очень строгие условия освещения. Независимо от этого, осуществление подходящего источника света является во всех случаях довольно трудным делом.

С другой стороны, линии равного хроматического порядка не имеют подобного недостатка. Слой, состоящий из двух посеребрённых поверхностей, может быть рассматриваем как светофильтр, через который проходят только те волны, длина которых удовлетворяет соотношению  $n\lambda = 2\mu \cos \theta$ . В действительности выгодно, когда поверхности, от которых происходит отражение интерферирую-

ших лучей, параллельны, так как тогда мы имеет оптимальные оптические условия для сложения лучей. При подобных оптимальных условиях мы можем применить максимальное увеличение. Линии получались уже при увеличении в  $1000\times$ . Необходимо лишь в случае интерферометрии рассматривать микроскоп как очень маленькую диафрагму.

Следует указать на то, что именно в случае отражённых линий линии в белом свете имеют значительное преимущество по сравнению с линиями в монохроматическом свете. Для последних необходима строгая монохроматизация при отражении, так как иначе исчезнет отчётливость линий.



Рис. 18. Линии Физо для другой особенности.

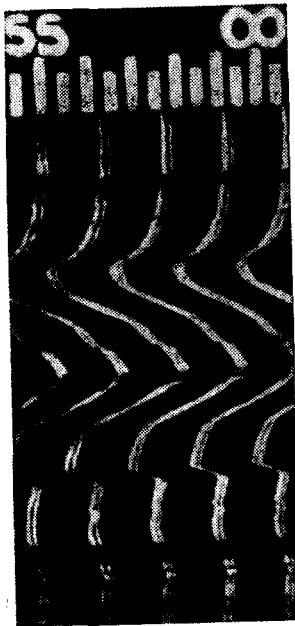


Рис. 19. Линии равного хроматического порядка для той же особенности, что и на рис. 18.

Все эти заботы отпадают при пользовании линиями равного хроматического порядка.

В настоящем сжатом и кратком обзоре не представлялось, конечно, возможным ни рассмотреть технику дела в деталях, ни дать численные результаты. Дальнейшие подробности можно найти в работах автора, перечисленных ниже, а также в работах, которые уже посланы и появятся скоро в *Proceedings of the Royal Society* и в *Philosophical Magazine*.

#### ССЫЛКИ НА РАБОТЫ АВТОРА:

*Nature*, 152, 722, 1943; 153, 195, 1944; *Phil. Mag.*, 32, 120, 1944; 35, 179, 1944. *Proc. Roy. Soc. A*, 184, 41, 1945; *Proc. Roy. Soc. A*, 184, 51, 1945.

ИНДУКЦИОННЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ УСКОРИТЕЛЬ  
НА 100 МИЛЛИОНОВ ВОЛЬТ\*).

*В. Ф. Вестендорп и Э. Э. Чарлтон.*

I. ВВЕДЕНИЕ.

Некоторые наиболее ранние идеи о методе ускорения электронов с помощью меняющегося во времени магнитного поля были предложены Видероэ<sup>1</sup>, Уолтоном<sup>2</sup>, Яссинским<sup>3</sup> и Штейнбеком<sup>4</sup>. До опубликования первой работы Керста<sup>5</sup> по этому предмету в литературе не было никаких указаний на то, что когда-либо был успешно осуществлён прибор, основанный на этом принципе. Позднее была опубликована статья Штейнбека<sup>6</sup>, описывающая некоторые из его ранних экспериментальных работ, повидимому, предшествовавших работе Д. В. Керста.

Общая теория индукционного электронного ускорителя была описана в ранее опубликованных работах<sup>4, 7—9</sup>. Электроны ускоряются электрическим полем, создаваемым изменяющимся во времени магнитным полем. Индукционный электронный ускоритель можно сравнить с обыкновенным трансформатором, в котором высоковольтная вторичная катушка с большим числом витков заменена эвакуированной стеклянной трубой тороидальной формы, снабжённой электронной пушкой с горячим катодом. Электроны инжектируются в трубу по касательной и под воздействием магнитного поля движутся внутри трубы по окружности, приобретая при каждом обороте такой же прирост энергии, как если бы они двигались по отдельному витку проволоки. В процессе непрерывного ускорения электронов магнитное поле направляет их по круговой орбите в вакуумной трубе, а в выбранный момент оно же уводит электроны с этой круговой орбиты, вынуждая их упасть на мишень и вызвать X-лучи, или же выйти из вакуума как электроны большой энергии.

Получив, как и при изготовлении своего первого ускорителя, отпуск в Иллинойском университете, доктор Керст договорился

\*.) Journ. of Appl. Phys., 16, 10, 581 (1945). Перевод с английского Э. Бурштейна.

с работниками научно-исследовательской лаборатории компании «Дженерал электрик» о сотрудничестве в проектировании и изготовлении более мощного ускорителя.

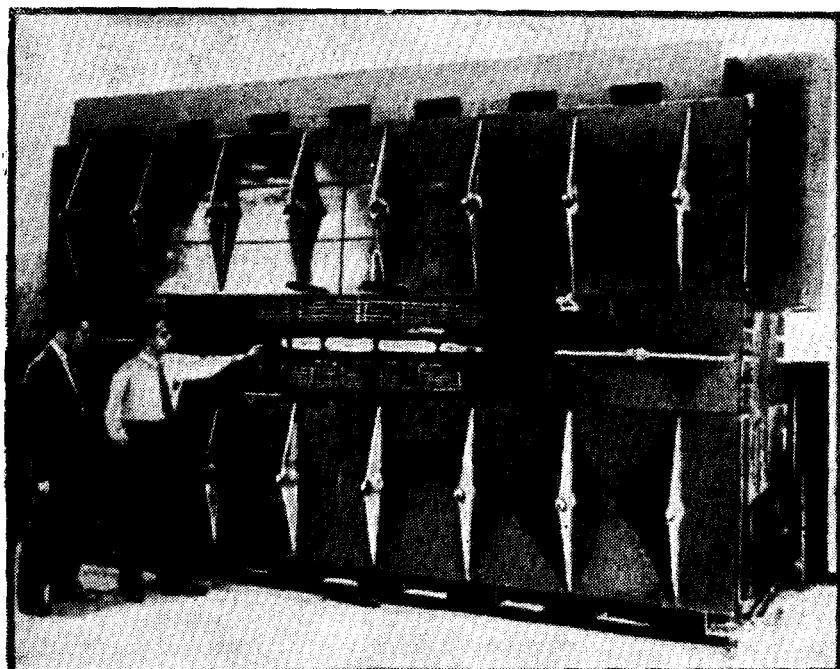


Рис. 1. Вид электронного ускорителя спереди.

Созданная при этом машина на 20 млн. вольт \*) не представила при своём изготовлении никаких неожиданных трудностей и поощрила нас спроектировать и изготовить являющуюся предметом настоящей статьи ещё большую машину. Последняя весит приблизительно 130 тонн и имеет около 9 футов в высоту, 6 футов в ширину и 15 футов в длину. Вместе с конденсаторами на 24 000 киловольт-ампер для исправления коэффициента мощности она находится в специальном помещении, предназначенном для защиты окружающих зданий от проникающего излучения.

Хотя в общих чертах эта машина очень походит на предыдущую в 20 млн. вольт, её большие размеры сделали необходимым ряд изменений как в проекте, так и в изготовлении. В частности

\*) Эта машина сразу после изготовления была передана в ймы Иллинойскому университету.

труба весьма отличается от прежней, состоя из 16 формованных стеклянных секций, скреплённых торцами.

Вид ускорителя спереди показан на рис. 1; вид сверху со снятым верхним ярмом магнита и с находящимися на месте нижней намагничивающей катушкой и вакуумной трубой показан на рис. 2.

Расположение ускорителя в специальном здании показано на рис. 3.

Магнит работает на 60-периодном токе и даёт у орбиты плотность магнитного потока в 4000 гаусс. Электроны инжектируются с напряжением от 30 до 70 кВ и, если им позволить оставаться на 66-дюймовой круговой орбите в течение всей четверти периода, они обходят магнитный поток 250 000 раз, получая на каждом обороте среднюю дополнительную энергию около 400 еВ. Так как, давая импульс поля, их можно сместить с круговой орбиты в любой момент в течение четверти периода, им может быть придана любая желаемая энергия от одного миллиона и до ста миллионов электрон-вольт.

Так как электроны выводятся с их орбиты по спирали, то они ударяются о мишень, вызывая X-лучи. При этом прибор может быть использован как очень послушный и легко управляемый источник X-лучей любого желаемого напряжения вплоть до 100 мил-

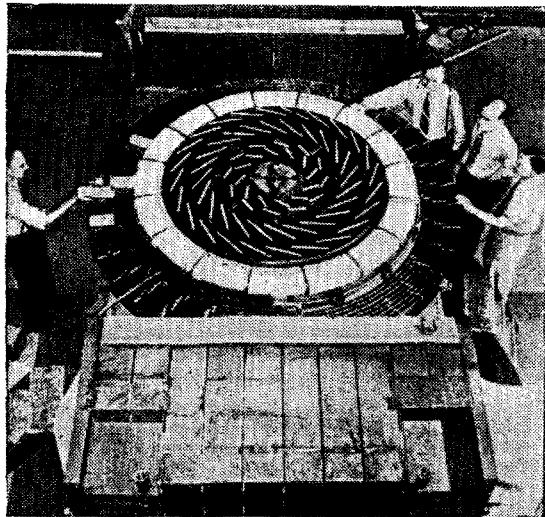


Рис. 2. Вакуумная труба на магните.

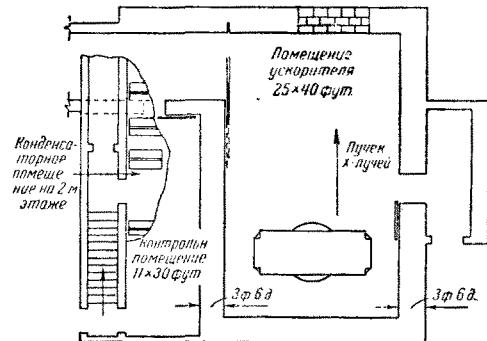


Рис. 3. Поэтажный план здания для электронного ускорителя.

лионов вольт. Выход, измеренный толстостенной малой ионизационной камерой, помещённой в центре пучка X-лучей, быстро растёт с напряжением. При некоторых условиях он был около 2600 рентгенов в минуту при 100 MV, спадая до 7% этого значения при 20 MV.

Полуширина пучка X-лучей около  $12^\circ$  при 20 млн. вольт и  $2^\circ$  при 100 млн. вольт.

Машина может непрерывно работать с полной нагрузкой даже в самую жаркую погоду.

## II. МАГНИТ.

Сердечник магнита, как показано на рис. 4 и 5, состоит из двух частей ярма, разделённых двумя вкладышами, двух полюсных нако-

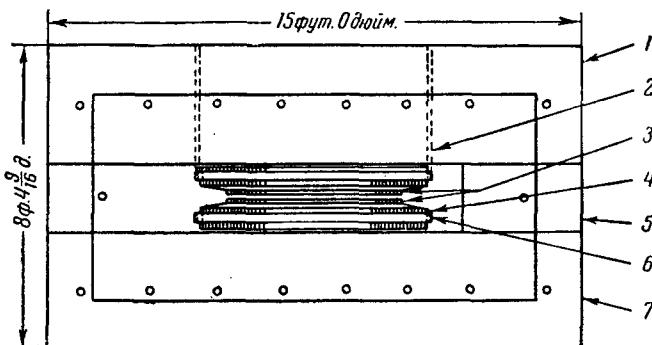


Рис. 4. Магнитная цепь. Деревянная облицовка, воздушные каналы и фундамент не изображены.

1. Верхняя часть ярма. 2. Подвеска полюсного наконечника. 3. Центральные листы. 4. Полюсной наконечник. 5. Вкладыш. 6. Кольцо из красного дерева. 7. Нижняя часть ярма.

нечников и двух центральных дисков. Все эти части сделаны из эмалированных стальных листов ( $4,5\%$  кремния) толщиной 0,014 дюйма, соединённых в плиты или, в случае полюсных наконечников и центральных дисков, — в сектора. Каждая плита или сектор состоит из большого числа листов, скреплённых лаком, полимеризованным при высушивании в соответствующем станке или форме.

Плиты имеют в толщину 7 дюймов и отделены друг от друга, как видно на рис. 2 и 6, многочисленными узкими деревянными планками, расположенными так, чтобы допустить эффективное вынужденное воздушное охлаждение. Плиты сжаты между досками облицовки электрически изолированными стальными болтами, как показано на рис. 1, 2 и 5.

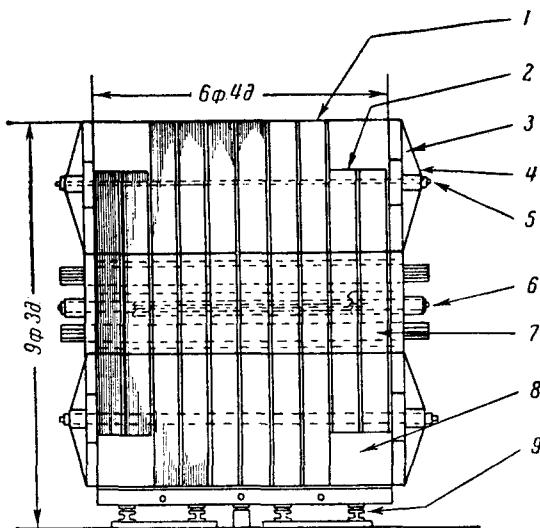


Рис. 5. Вид магнитной цепи сбоку. Внешние воздушные каналы не изображены.  
1. Большая плита. 2. Малая плита. 3. Кленовая доска. 4. Анкер. 5. Стяжка ярма. 6. Стяжка вкладыша. 7. Вкладыш. 8. Фанера. 9. Каучуковый амортизатор.

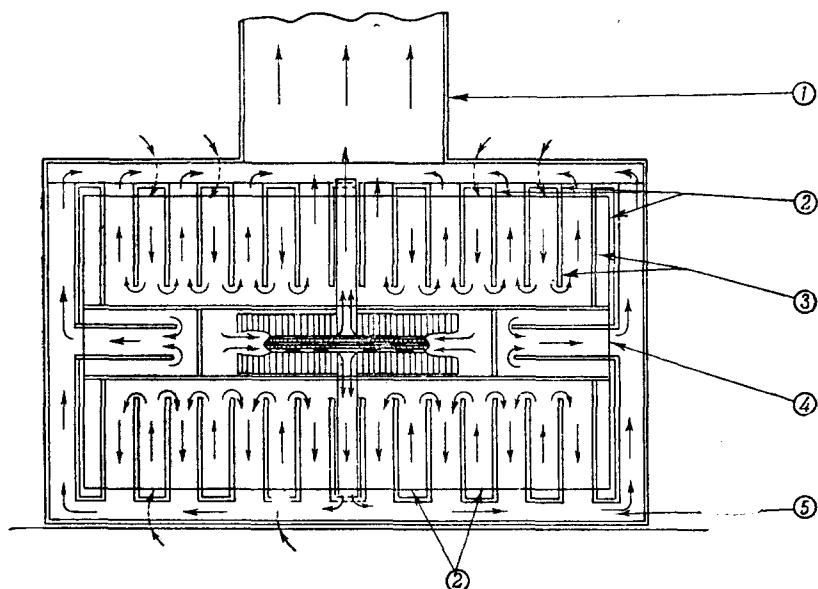


Рис. 6. Поперечное сечение магнита, показывающее систему вынужденного воздушного охлаждения.

1. Воздушный канал и пристройка. 2. Впускные воздушные каналы. 3. Деревянные прокладки. 4. Магнитная цепь (кремнистая сталь). 5. Фундамент машины.

### Полюсные наконечники.

Листы, из которых сделаны сектора полюсных наконечников, были отштампованы с профилем, изображённым на рис. 7. С помощью пластин различной длины (с разницей в 2 дюйма) удалось собрать в специальном зажиме суживающийся к одному концу сектор приблизительно в 4 градуса. Перед сборкой на каждый лист наносилась тонкая пленка лака, и форма завинчивалась для полу-

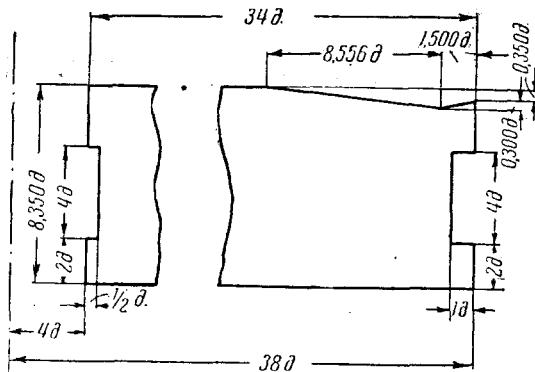


Рис. 7. Профиль сектора полюсного наконечника.

чения прочной клинообразной плиты. При высушивании при  $150^{\circ}$  лак полимеризовался, после чего сектор можно было рассматривать как один цельный кусок.

Прямоугольные пазы на концах служат для укладки и удержания на месте секторов нижнего полюсного наконечника и для удержания секторов верхнего полюсного наконечника на верхнем ярме. Для этой цели собранные сектора охвачены большим разрезным, тщательно обработанным деревянным кольцом (10 на рис. 8), состоящим из большого числа кусков красного дерева. Подобным же образом в центре, в прямоугольных пазах помещается текстолитовое кольцо (6 на рис. 8). Стальная крестовина сцепляет текстолитовое кольцо с верхним полюсным наконечником, а латунный стержень, ввинченный в ступицу крестовины, поддерживает центр полюсного наконечника. Между плитами, образующими верхнее ярмо, проходят стальные полосы, соединённые с деревянным кольцом и поддерживающие обод полюсного наконечника. Нижний полюсной наконечник закреплён на нижнем ярме с помощью текстолитовой крестовины, допускающей циркуляцию охлаждающего воздуха через центр.

Лист прессованной древесины толщиной в  $\frac{1}{16}$  дюйма отделяет каждый полюсной наконечник от ярма, к которому он прикреплён, чтобы предохранить от короткого замыкания между пластинами.

Форма полюсных наконечников найдена с помощью сплошных стальных моделей в масштабе 1:8 и 1:4. Измерения на этих сплошных

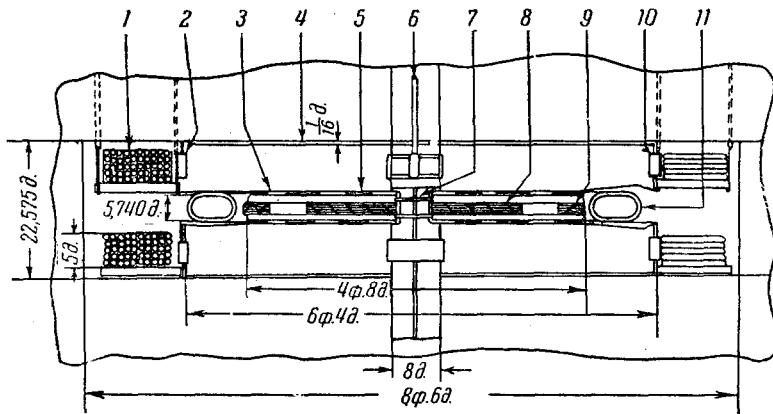


Рис. 8. Центральная часть машины в увеличенном виде.

1. Намагничивающая катушка.
2. Силовая входная обмотка.
3. Центральный диск.
4. Прокладка из пресованной древесины.
5. Текстолитовая прокладка.
6. Центральная подвеска.
7. Центрирующая крестовинка.
8. Разделяющее кольцо.
9. Удерживающее кольцо.
10. Кольцо из красного дерева.
11. Вакуумная труба.

моделях производились при возбуждении постоянным током, изменение направления которого вызывает баллистическое отклонение

гальванометра в измерительной цепи. Форма выбрана так, чтобы напряжённость магнитного поля в средней плоскости между полюсами менялась обратно пропорционально радиусу в степени  $\frac{3}{4}$ .

Это соотношение обеспечивает фокусировку электронов после первого оборота в узкий пучок, большая часть которого минует электронную пушку. Насколько хорошо удалось осуществить этот закон убывания напряжённости, видно на рис. 9, изображающем логарифм напряжённости поля в функции логарифма радиуса.

#### Центральные диски.

Центральные диски предназначены для обеспечения выполнения требования, необходимого для движения электрона по круговой орбите, а именно, чтобы магнитный

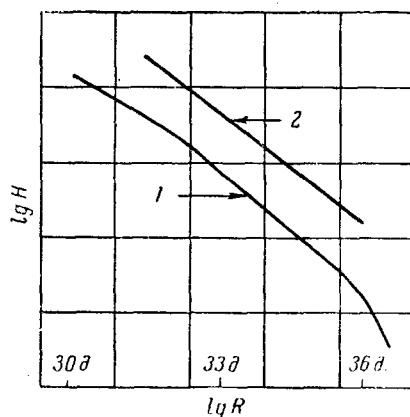


Рис. 9. Логарифмический график зависимости интенсивности от радиуса.  
1. Данные измерения. 2. Прямая с наклоном  $-\frac{3}{4}$ .

поток через орбиту равнялся произведению удвоенной плотности магнитного потока на орбите на площадь орбиты.

Напряжённость магнитного поля вне центральных дисков или внутри вакуумной трубы должна быть достаточно однородна вдоль линии, параллельной оси. Это достигается применением двух центральных дисков, расположенных так, что величина верхнего и нижнего воздушного зазора равна половине центрального зазора.

При таком расположении простой и легко изготавляемый профиль полюсных наконечников (рис. 7) даёт желаемое распределение поля.

Пластины центральных дисков были отштампованы подходящей ширины, соответствующей толщине дисков, и из штампованных пластин нарезались полоски различной длины через 1 дюйм, чтобы получить 15-градусные секторы.

Центральные диски поддерживаются и отделяются друг от друга кольцами, а от полюсных наконечников — текстолитовыми брусками, как показано на рис. 2. Они расположены под такими углами к радиусу полюсного наконечника, что охлаждающий воздух направляется через зазоры с почти постоянной скоростью.

### Ярмо.

Верхняя и нижняя части ярма (рис. 4 и 5) состоят каждая из шести широких плит и четырёх более узких, по две с каждой стороны. Такое расположение даёт грубое приближение к полуэллиптическому поперечному сечению, собирающему магнитный поток через круглые полюсные наконечники с меньшим изменением плотности магнитного потока и меньшим поперечным потоком, чем при простом прямоугольном сечении ярма. Верхняя часть ярма была собрана на временной подставке и на ней были закреплены верхний полюсной наконечник и намагничивающая катушка. Этот 60-тонный агрегат был с помощью крана приведён впоследствии в своё окончательное положение.

### Вкладыши.

Вкладыши устроены проще ярма, потому что их стальные листы имеют полный размер вкладыша. Здесь также взято шесть широких плит и по две более узких с каждой стороны в соответствии с сечением ярма. На каждом вкладыше вдоль края, ближнего к полюсному наконечнику, закреплена прокладка из прессованной древесины шириной в 6 дюймов и толщиной в 0,045 дюйма. Верхнее ярмо покоятся на этих двух прокладках и на текстолитовых прокладках под верхним центральным диском.

### III. УПРУГОЕ КРЕПЛЕНИЕ МАГНИТА.

Для уменьшения передачи колебаний от магнитной цепи бетонному полу, для избежания возможных резонансных колебаний пола,

а также для того, чтобы магнит колебался вокруг своего центра тяжести, весь 130-тонный агрегат смонтирован на амортизаторах из натурального каучука.

#### IV. НАМАГНИЧИВАЮЩИЕ КАТУШКИ.

По намагничающим катушкам (рис. 1, 2 и 8) течёт ток, создающий главный магнитный поток через орбиту и управляющее поле на орбите. Для работы при 100 MV необходимо 40 000 ампервитков. Этот ток распределён по 80 виткам провода, по сорок в верхней и нижней катушке. При 100 MV на виток приходится напряжение около 600 V, и кажущаяся мощность достигает, следовательно, 24 000 kVA. Эта кажущаяся мощность доставляется при эффективном напряжении в 24 000 V от батареи конденсаторов, расположенной в верхнем помещении здания. От конденсаторов ток течёт к катушкам по кабелям, которые находятся под напряжением 12 000 V по отношению к земле. Для безопасности соединение сделано постоянным без всяких выключателей и других разъединительных устройств.

Кабель для намагничающих катушек состоит из 61 жилы медной проволоки в 0,102 дюйма, оплётённой двумя слоями лакированного кембрика толщиной в 0,010 дюйма. Отдельные проволоки изолированы друг от друга для предотвращения возникновения паразитных токов в меди из-за магнитного потока рассеяния, который перпендикулярен кабелю. Четыре слоя лакированного кембрика обеспечивают изоляцию при 600 V между витками одного слоя. В слой укладывается пять витков, так что максимальное напряжение между слоями витков составляет 6000 V. Соседние слои разделяются текстолитовыми прокладками толщиной в  $1\frac{1}{4}$  дюйма.

Обе катушки крепятся на радиальных текстолитовых полосах. Нижняя катушка отстоит от ярма на  $1\frac{1}{4}$  дюйма. Полосы под верхней катушкой подвешены на латунных стержнях, идущих с верхнего ярма. Важно обеспечить соответствующую изоляцию между входными обмотками, намагничающими катушками и пластинками стали\*).

---

\*). После того как статья была написана, имел место случайный разряд большого конденсатора на сердечник магнита, приведший к полному прекращению выхода рентгеновских лучей. Исследование показало, что магнитное поле в различных точках вдоль трубы уже не было в фазе и что это было вызвано повреждением изоляции между отдельными листами стали в некоторых плитах, обусловленным высоковольтным разрядом. Магнитный поток, создаваемый чрезмерными токами Фуко в этих плитах, не был в фазе с магнитным потоком, вызываемым основным намагничающим током. Этот недостаток был исправлен, и выход рентгеновских лучей был восстановлен нейтрализацией магнитных потоков, создаваемых токами Фуко, с помощью вспомогательного магнитного потока, созданного током, протекающим по одному витку медной проволоки, навитой на каждую повреждённую плиту. Этот случай ещё раз подчеркнул важность обеспечения

### V. БАТАРЕЯ КОНДЕНСАТОРОВ.

Батарея конденсаторов на 24 000 kVA, доставляющая кажущуюся мощность намагничивающим катушкам, состоит приблизительно из тысячи конденсаторов, расположенных в шестнадцати рамках из углового железа. В каждой раме свыше шестидесяти конденсаторов соединены параллельно. Восемь рам с каждой стороны помещения соединены последовательно, образуя две батареи на 24 000 V и 500 амперов, каждая из которых связана с секциями намагничивающих катушек, как описано выше. Все рамы смонтированы на стандартных 15 000-вольтных изоляторах для собирательных шин, установленных прямо на пол. Потеря мощности в конденсаторном помещении составляет  $1\frac{1}{3}\%$  от кажущейся мощности, т. е. 80 kW. Это тепло уносится благодаря вынужденной циркуляции воздуха (9000 куб. футов в минуту), причём температура воздуха поднимается на  $16^{\circ}\text{C}$ . Над рамами и между ними находятся замедлители тяги, направляющие воздух между конденсаторами, находящимися на расстоянии в  $3\frac{1}{2}$  дюйма.

### VI. ПОЛОЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ОРБИТЫ.

По расчёту электронная орбита должна была иметь радиус 33 дюйма с плотностью магнитного потока на орбите в 4000 гаусс при 100 MV.

Истинное положение орбиты определялось двумя различными методами. Первый метод был описан раньше<sup>7</sup>. В нём используется комплект из трёх катушек с диаметрами, сравнимыми с диаметром орбиты; метод основан на том, что на орбите электрический градиент имеет минимум.

Второй метод основан на главном требовании, чтобы магнитный поток через орбиту был равен плотности магнитного потока, умноженной на удвоенную площадь орбиты. При этом методе напряжение, создаваемое в одном витке диаметром в 66 дюймов, подавалось навстречу напряжению, создаваемому в двух катушках по 1000 витков с эффективным диаметром в  $66\sqrt{1000}$  дюймов. Индикатором служил катодный осциллограф.

Нулевое показание осциллографа должно было получиться, если орбита имеет диаметр в 66 дюймов и если малые катушки своими центрами расположены на концах этого диаметра.

Если же орбита отклоняется от желаемого положения, то изменением положения малых катушек можно добиться нулевого пока-

электрической изоляции в магнитном сердечнике в будущих установках. Едва ли первоначальная изоляция между слоями может быть достаточно надёжной при больших градиентах напряжения, которые могут установиться при случайном разряде конденсаторов на сердечник, так что в подобных установках сердечник должен быть эффективно защищён от цепи конденсаторов прочным диэлектриком или заземлённым проводником.

зания осциллографа, а по радиусу, при котором малые катушки обеспечивают нулевое показание, можно найти истинный диаметр орбиты. Расчёт показал, что этот метод позволяет определить орбиту в пределах  $\pm \frac{1}{16}$  дюйма при радиусе в 33 дюйма. Этот второй метод явился контрольным для метода трёх катушек.

Если орбита при первой сборке машины отклоняется по диаметру от требуемой, то производится корректирование: поднимается верхнее ярмо, и заменяются разделяющие прокладки на вкладышах и верхнем центральном диске. При увеличении их толщины магнитный поток через орбиту уменьшится больше, чем поле на орбите, и поэтому орбита уменьшится. Требуемое увеличение разделяющего промежутка можно вычислить для каждой машины в зависимости от ошибки в радиусе орбиты. Для данной машины такой расчёт показал, что если радиус орбиты на 0,100 дюйма больше нормального, верхний полюсный наконечник нужно поднять на 0,0035 дюйма. После обеспечения правильного положения орбиты верхнее ярмо снимается, а труба вынимается из своего сборочного кольца и укладывается в своё окончательное положение, как показано на рис. 2.

Во время работы машины сжатие орбиты приводит к дальнейшим усложнениям. Если первичный вольтметр и мегавольтметр прошли калиброваны в зависимости от значений  $H$  и  $R$  на нормальной орбите, определяющих энергию электрона, то следует ввести поправку в энергию электрона после сокращения орбиты, так как  $H$  и  $R$  у мишени отличаются от значений  $H$  и  $R$  на нормальной орбите. Поправочный коэффициент является произведением двух других коэффициентов: одного, выражающего усиление поля при сокращении орбиты (1,0238) и другого, указывающего на изменение произведения  $HR$  благодаря одному лишь изменению положения (0,9785). Произведение является пренебрежимо малым поправочным коэффициентом (1,0023).

## VII. ВАКУУМНАЯ ТРУБА И СИСТЕМА ОТКАЧИВАНИЯ.

Собранный стеклянный вакуумной трубе (рис. 2 и 8) имеет форму тора с внешним диаметром в 74 дюйма и внутренним в 58 дюймов с почти эллиптическим поперечным сечением, горизонтальная ось которого равна 8 дюймам, а вертикальная  $4\frac{7}{8}$  дюйма. Она состоит из 16 секторов формованного стекла пайрекс \*) с минимальной толщиной в  $\frac{1}{4}$  дюйма, подвергнутых термической обработке и закалке.

Предварительные опыты с отдельными незакалёнными секторами с толщиной стенок несколько меньше  $\frac{1}{4}$  дюйма показали, что после

\*) Формовкой и закалкой изогнутых стеклянных секторов мы обязаны «Corning Glass Works».

откачки воздуха они не выдерживают внешнего атмосферного давления. Но если секторы сделать немного толще и закалить, то они выдерживают разность давлений в 70 фунтов на кв. дюйм с достаточным коэффициентом запаса.

Техника, применённая для подготовки этих 16 секторов и обеспечения непроницаемости вакуума, была разработана настолько хорошо, что большое число секторов не явилось помехой.

Каждый стеклянный сектор был гладко отшлифован с обоих торцов с углом между торцами в 22,5 градуса. Для допущения некоторого искажения при закалке каждый сектор оставлялся достаточно длинным, чтобы можно было после закалки с каждого конца отшлифовать  $\frac{1}{64}$  дюйма.

Для предотвращения зарядки внутренней поверхности трубы, что привело бы к искажению электронной орбиты, необходимо сделать внутреннюю поверхность секторов проводящей. Для этого внутренняя поверхность обрабатывалась пескоструйным аппаратом, а затем серебрилась. Был применён процесс химического серебрения, причём применение растворов малой концентрации при определённой температуре допускало точный контроль сопротивления.

Для сборки трубы секторы помещались на точно изготовленное укреплённое стальное кольцо с плоской отшлифованной верхней поверхностью. Для снятия стеклянной трубы со стального кольца и установки её на место употреблялись монтажные подпорки идерживающие скобы. Плоские концы стеклянных секторов помещались друг против друга, и пригонка проверялась калиберными щупами толщиною 0,5 тысячной дюйма. После этого на каждом соединении снаружи накладывалась красная глипталевая краска и производился всесторонний прогрев. На последнем, шестнадцатом, секторе приходилось слегка изменять один угол, чтобы выбрать суммарную ошибку сборки. Концы трёх специальных секторов в местах стыковых соединений с латунью и стеклом были отшлифованы под прямым углом для облегчения соединения. Для удобства разборки эти соединения покрыты замазкой, изготовленной из сосновой смолы и шеллака. Рис. 10 показывает детали устройства мишени.

Связь с насосом жёсткая и состоит из  $3\frac{1}{2}$ -дюймовой стеклянной коленчатой трубки, ведущей из трубы к ловушке с жидким воздухом. Эта ловушка концентрического типа с внутренней трубкой в  $3\frac{1}{2}$  дюйма и внешней в  $5\frac{1}{2}$  дюймов диаметром. Между ловушкой и жидким воздухом и вакуумной трубой присоединён стандартный стеклянный ионизационный манометр. Ловушка с жидким воздухом соединена со ртутным насосом, имеющим скорость откачки 80 литров в секунду. Перед диффузионным насосом расположен вакуумный кран, в котором утечке наружу препятствует металли-

ческая гофрированная трубка. Этот кран всегда закрыт, если вакуумная труба не работает. Он связывает с ротационным форвакуумным насосом, имеющим автоматический центробежный клапан-выключатель, предохраняющий от проникновения масла или воздуха в вакуумную систему при остановке мотора.

Ловушка всё время окружена жидким воздухом. Если для экспериментальной работы нужно сменить электронную пушку или мишень, то в трубу впускается тщательно просушенный воздух через отросток, помещённый между ловушкой и трубой. После того как труба будет вновь закрыта и насосы включены, давление падает за час до 0,01 микрона, и труба может удовлетворительно работать. К концу второго часа давление обычно падает до 0,001 микрона или ещё меньше и может без труда поддерживаться на этом уровне в течение продолжительной работы ускорителя.

Из-за очень жёсткого соединения трубы с насосом вначале были некоторые опасения, не передадутся ли от магнита к стеклу слишком сильные колебания. Однако это было предотвращено довольно сложной системой упругого монтажа трубы. Она состоит из 19 гибких подвесок, каждая из которых (рис. 10) сделана из двух текстолитовых полосок  $\frac{1}{8} \times 2\frac{1}{2} \times 11$  дюймов, расположенных горизонтально друг на друга, концы которых покоятся на полудюймовых кубиках из мягкого каучука. Один кубик находится у центральных дисков, два других смонтированы на текстолитовом столбике, привинченном к кольцу из красного дерева, охватывающему полюсной наконечник.

Эта подвеска прогибается под действием веса трубы на  $\frac{1}{4}$  дюйма и имеет собственную частоту колебаний около 5 циклов в секунду. Каучуковые кубики, в которых проделаны отверстия, одеты на шипы, не допускающие смещения кубиков, но не мешающие их изгибу. Таким образом, каучук служит для обеспечения гибкости в горизонтальном направлении. Упругая подвеска трубы столь эффективна, что при прохождении в машине тока рука, наложенная на трубу, не ощущает колебаний.

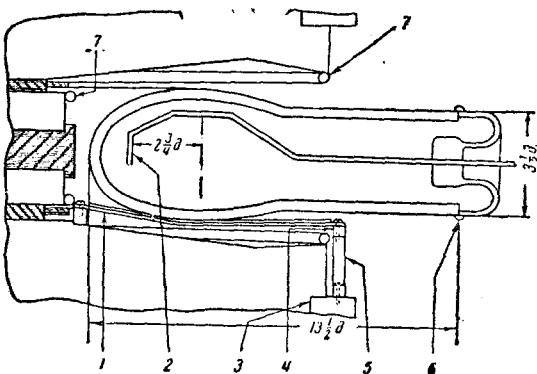


Рис. 10. Мишень и подвеска трубы.

1. Текстолитовые подвески.
2. Вольфрамовая мишень (проволока диаметром в 0,100 дм).
3. Кольцо из красного дерева.
4. Каучук.
5. Текстолитовый столбик.
6. Соединение.
7. Проводники цепи, сокращающей орбиту.

## VIII. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЦЕПИ.

Рис. 11 показывает главные силовые цепи. Использовался достаточно мощный трёхфазный мотор с генератором, так что с него можно было брать 200 kW однофазной нагрузки, не опасаясь перегрева полюсов из-за вихревых токов. Преимущество применения комплекта мотора и генератора перед непосредственным включением в питающую линию заключается в независимости от колебаний напряжения в линии и в точности регулировки напряжения с помощью регулятора, действующего на обмотку возбуждения генератора. Мотор синхронный, так что тщательно поддерживаемая частота питающей линии передаётся на выход генератора. Однако было обнаружено, что имеющие всё же место малые колебания частоты питающей линии вызывали соответствующие, но относительно большие колебания напряжения ускорителя, если генератор был непосредственно связан со входной обмоткой ускорителя. Объяснение этого эффекта заключается в заметном колебании коэффициента мощности нагрузки с частотой и соответственном падении напряжения, обусловленном синхронностью реактора генератора. Когда ча-

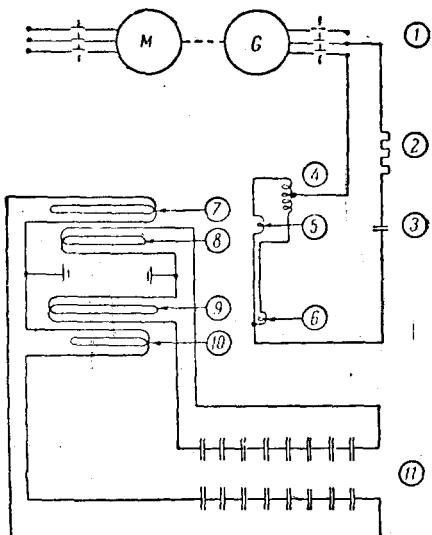


Рис. 11. Главные силовые цепи.

1. Мотор-генератор, 1200 kVA 2400 V. 2. Стабилизирующее сопротивление. 3. Последовательно включенный конденсатор. 4. Установленный трансформатор. 5. Входная силовая обмотка верхнего полюса (4 витка). 6. Входная силовая обмотка нижнего полюса (4 витка). 7. Внешняя секция верхней намагничивающей катушки (20 витков). 8. Соответствующая внутренняя секция. 9. Внешняя секция нижней намагничивающей катушки. 10. Соответствующая внутренняя секция. 11. Батарея конденсаторов на 24 000 kVA. Каждый знак представляет раму с конденсаторами на 30 000 kVA.

стота равна 60 циклам в секунду и в батарее конденсаторов подключено нужное число конденсаторов, входной коэффициент мощности равен единице. Но когда частота увеличивается на 0,1 цикла в секунду, то кажущаяся мощность батареи конденсаторов возрастает на  $0,1 \times 24\,000$ , т. е. 40 kVA, а кажущаяся мощность намагничивающих катушек уменьшается на 40 kVA, что сказывается в нагрузке на генератор с опережающей по фазе компонентой в 80 kVA, соответствующей 33 амперам при 2400 вольтах. При синхронном реак-

танце генератора в  $9\Omega$  этот дополнительный ток стремится повысить выходное напряжение на векторную компоненту в 300 V и, если изменение частоты происходит достаточно быстро, регулятор напряжения не в состоянии корректировать напряжение. Очевидно, решение состоит в том, чтобы включить в цепь последовательно конденсатор, нейтрализующий синхронный реактанц. Опыт показал, что это решение было вполне удовлетворительным при предварительных работах, когда ускоритель работал на 50 MW и четыре витка верхней входной обмотки были соединены последовательно с четырьмя витками нижней обмотки, а генератор работал при полном напряжении. Когда же входные силовые обмотки соединялись параллельно для работы на 100 MV, система с последовательно включёнными конденсаторами становилась нестабильной, так как имели место низкочастотные колебания мощности во всей системе от мотора и до настроенного контура с его 24 000 kVA. Было обнаружено, что эти колебания можно полностью уничтожить с помощью 8-омного сопротивления, рассеивающего от 50 до 80 kW в зависимости от настройки. Настройка меняется изо дня в день и в процессе работы из-за температурного коэффициента конденсаторов. Хотя этот коэффициент составляет всего лишь —0,0005 на градус Цельсия, можно ожидать изменения в  $1\%$  при изменении температуры на  $20^\circ$  от температуры запуска в холодный день до конечной температуры в жаркий день. Это изменение соответствует уменьшению реактивной мощности конденсаторов на 240 kVA. Цепь настроена раз навсегда для средней рабочей температуры так, чтобы при ней для входной мощности коэффициент мощности был равен единице. В этом случае цепь может работать во всей области температур без перестройки.

Инжектор и электрическая цепь для сокращения орбиты устроены, как и в ускорителе, на 20 млн. вольт<sup>10, 11</sup>.

#### IX. СИСТЕМА ОХЛАЖДЕНИЯ.

В пристройке над машинным помещением расположена десятисильная воздуходувка, дающая 8000 куб. футов воздуха в минуту при давлении в 1 дюйм воды для рассеивания стокиловаттных потерь в железе магнита. Прежде чем попасть в помещение, воздух проходит через фильтры. Три ряда терmostатически управляемых отверстий определяют отношение рециркуляции к наружному притоку и выхлопу. Край пристройки с низким давлением связан воздушным каналом с верхом машины. Здесь он получает воздух от внешней системы воздушных каналов, расположенных вокруг магнитной цепи из кремнистой стали. Часть этой «внешней» системы каналов образуется также фундаментом машины. Рис. 6 показывает поперечное сечение машины через один из охлаждающих пазов шириной в  $\frac{3}{4}$  дюйма между плитами ярма и вкладышей. Прямоугольные воз-

<sup>10\*</sup>

душные впускные каналы проходят от передней к задней части машины и видны из рис. 1, где они показаны как тёмные отверстия. На рис. 6 можно легко проследить путь воздуха между лёгкими деревянными прокладками, поставленными между стальными плитами. Нижняя сторона верхнего ярма и соответствующие стороны вкладышей и нижнего ярма полностью прикрыты деревянной обшивкой, так что воздух прогоняется вдоль них, как указано стрелками. Восьмидюймовые отверстия в центре верхнего и нижнего ярма и в полюсных наконечниках допускают прохождение воздуха из внешнего пространства у вакуумной трубы через верхний и нижний зазоры в главный воздушный канал. Намагничивающие катушки не получают вынужденного воздушного охлаждения, так как четверть-дюймовые вертикальные пазы между слоями обеспечивают достаточное охлаждение благодаря конвекции.

Три части вакуумной трубы — места соединений с вакуумной системой, электронной пушкой и мишенью — получают дополнительное охлаждение.

Помещение для конденсаторов имеет свою отдельную систему воздушного охлаждения, расположенную в верхней пристройке с контролируемыми температурой отверстиями и с притоком и выхлопом воздуха во внешнее пространство. Пятисильная воздуходувка этой системы может продувать 9000 куб. футов в минуту при давлении в  $\frac{1}{2}$  дюйма воды. При 80-киловаттных потерях в конденсаторах, что соответствует  $\frac{1}{3}\%$  от 24 000 kVA при работе на 100 MV, температура воздуха при постоянных условиях повышается на  $16^{\circ}$  С.

## X. ЗДАНИЕ.

Необходимость защиты от X-лучей, наличие сосредоточенной нагрузки на пол и особенности устройства специального крана требовали постройки специального здания для машины. Поэтажный план здания (рис. 3) показывает, что толщина стен помещения для ускорителя была не меньше 36 дюймов. Эта толщина бетонных стен сохранялась до высоты в 15 футов, где стены имеют уступ, переходя выше в кирпичную кладку и стекло. Так как пучок X-лучей относительно узок, а рассеянное излучение из камеры блокировано верхним ярмом, то указанная высота считена достаточной. Уступы бетонной стены использованы для рельсов шестидесятитонного крана. Пол машинного помещения железобетонный, толщиною в 16 дюймов. Массивные стенки здания и характер грунта вызвали необходимость забивки свай для предотвращения осадки. Управляемая мотором стальная дверь толщиной в 1 дюйм, ведущая в машинное помещение, обеспечивает, главным образом, задержку первичных и рассеянных электронов.

Как указано на поэтажном плане, в той части стены, которая подвержена действию рентгеновских лучей, имеется секция из незакреплённых бетонных блоков. Если желательно использовать пучок X-лучей вне здания, часть этой секции может быть удалена.

В контрольном помещении находятся панели с рукоятками управления, выключателями и измерительными приборами главной силовой цепи, цепи инжектора, цепи для изменения орбиты и ионизационного манометра. Прочие приборы, как, например, измерительные приборы ионизационной камеры непосредственного отсчёта и счётчика Гайгера-Мюллера, также расположены в поле зрения оператора. Мегавольтметр даёт непосредственный отсчёт энергии электрона в момент сокращения орбиты.

Воздуходувки для машинного и конденсаторного помещений запускаются из контрольного помещения. Лопастной выключатель, управляемый воздушным потоком, обеспечивает взаимную блокировку, допуская подачу основной мощности только после запуска воздуходувки конденсаторного помещения. Воздуходувка машинного помещения может запускаться либо вручную нажатием кнопки, либо автоматически с помощью реле, срабатывающего при половинном выходном напряжении генератора. На всех дверях в машинное и конденсаторное помещения находятся блокирующие выключатели. Кроме того, для безопасности персонала дверь в конденсаторное помещение заперта.

Конденсаторное помещение расположено над контрольным помещением и коридором. В потолке с каждой стороны оставлены отверстия, связывающие конденсаторное помещение с воздуходувкой и с системой фильтров в пристройке. Такие же отверстия имеются в потолке машинного помещения для связи охлаждающей системы машины с пристройкой.

Уровень шума в помещении для ускорителя во время работы очень высок — между 110 и 120 децибеллами — частично вследствие свойств полностью закрытой комнаты с бетонными стенами и окнами из стеклянного строительного кирпича.

#### XI. НЕКОТОРЫЕ ОПЫТНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ.

На рис. 12 и 13 даны кривые абсорбции в стали и свинце для различных энергий X-лучей. Энергия X-лучей регулировалась сдвигом фазы электрической цепи, сокращающей орбиту. Наклон кривых на рис. 12 и 13 выражен на рис. 14 через коэффициент линейной абсорбции.

На рис. 15 показано распределение X-лучей для различных уровней энергии. В интервале от 20 до 50 MV конус X-лучей суживается очень быстро; изменение от 50 до 100 MV значительно меньше.

Эти данные получены с ионизационной камерой с эффективным поперечником в  $0,85^\circ$ , ограничивающим разрешающую силу. Поэтому для определения размеров конуса излучения при 100 MV был придуман более чувствительный рентгенографический метод.

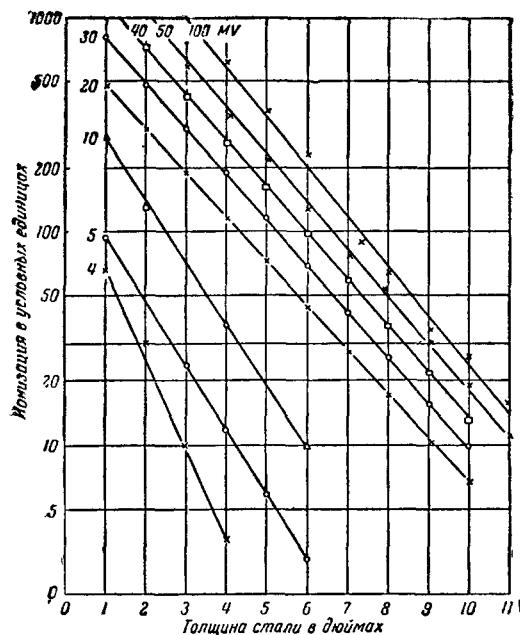


Рис. 12. Прохождение  
Х-лучей через сталь.

Ординаты в произвольных единицах интенсивности, без соблюдения соотношения между кривыми. Кривые для 100, 50, 40, 30, 20 и 10 мегавольт получены с ионизационной камерой прямого отсчета. Кривые для 5 и 4 мегавольт получены с флюоресцирующим экраном и фотоусилителем.

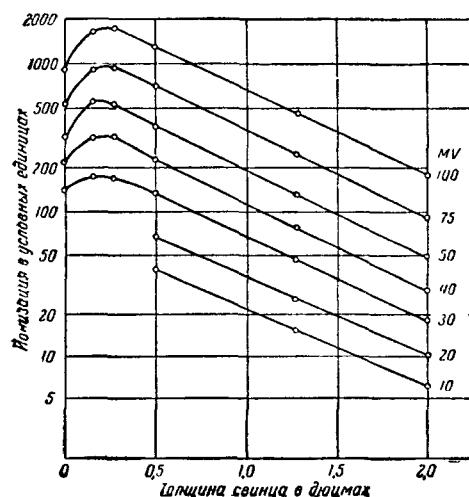


Рис. 13. Прохождение  
Х-лучей через свинец.

Ординаты в произвольных единицах интенсивности без соблюдения соотношения между кривыми. Кривые для 100, 75, 50, 40, 30, 20 и 10 мегавольт получены с ионизационной камерой прямого отсчета.

Рентгенографическое определение полуширины пучка при 100 MV было основано на одновременной экспозиции и проявлении двух плёнок, расположенных в пучке соответственно в 8 футах и в  $8\sqrt{2}$  футах (11 футов 4 дюйма) от мишени. За полуширину пучка при 8 футах принят тот диаметр изображения, на концах которого интен-

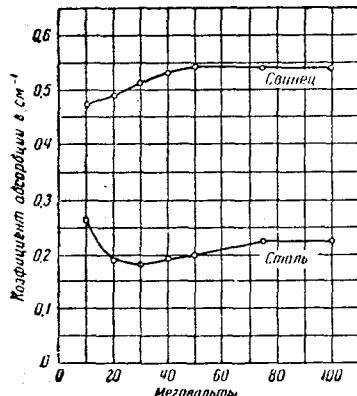


Рис. 14. Коэффициент линейной абсорбции X-лучей в свинце и стали.

Коэффициент в обратных сантиметрах подсчитан по наклону кривых на рис. 12 и 13.

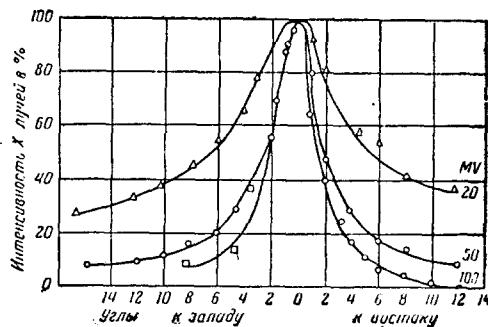


Рис. 15. Распределение X-лучей.

Данные сняты с центром камеры, удалённым на 9 футов 1 дюйм от мишени, и налесены в процентах от максимальной интенсивности для 20, 50 и 100 MV. Камера имела эффективный диаметр в  $3\frac{1}{8}$  дю., т. е. 0,85 дю., что ограничивало разрешающую силу. Диаметры пучка пятидесятипроцентной интенсивности (полуширина пучка) равны, как видно из графика, соответственно 12,3, 4,2 и 3,7 градусов.

сивность равна максимальной интенсивности на плёнке, расположенной в  $8\sqrt{2}$  футах. Это значение соответствовало 2 градусам.

Интенсивность X-лучей в центре пучка максимальна при работе на 100 MV. Выход падает, если импульс уменьшает орбиту, даётся опережение по фазе и энергия электронов, падающих на мишень, уменьшается. Рис. 16 показывает изменение интенсивности X-лучей в функции их энергии. На одной из кривых в качестве дополнительного фильтра перед ионизационной камерой было помещено  $\frac{1}{4}$  дюйма свинца, на другой кривой этого свинца не было, и единственным фильтром было 0,005 дюйма алюминия. При такой толщине дополнительного свинцового фильтра фактор интенсификации компенсирует фактор поглощения при 30 MV и выше.

Рис. 17 является рентгенограммой, снятой X-лучами в 100 MV. На этой рентгенограмме, полученной при расстоянии плёнки от мишени в 20 футов, сняты часы, помещённые на обращённой к источнику лучей стороне 4-дюймовой стальной плиты. Тёмное пятно, вид-

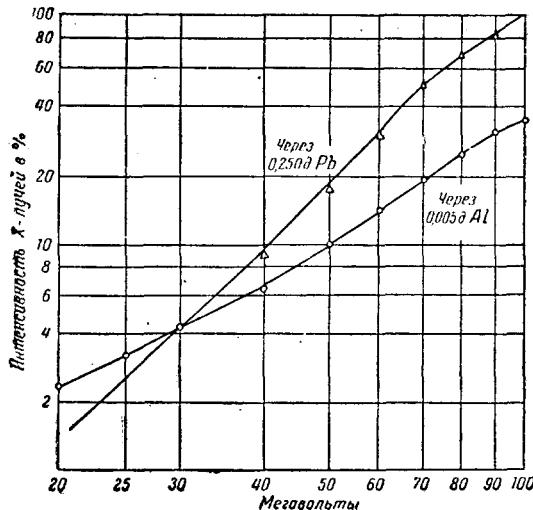


Рис. 16. Логарифмический график интенсивности X-лучей в функции напряжения.

Данные получены с ионизационной камерой прямого отсчета в центре пучка в 150 см от мишени. Эффективный диаметр камеры 9,5 см или 3,6°. Точка пересечения обеих кривых при 30 MV получена так: перед камерой размещалась свинцовый маятник толщиной 0,250 дм и подбиралось напряжение, при котором показания прибора оставались неизменными.

ное на плёнке, образовалось благодаря концентрации X-излучения в конусе с полушириной в 2° при 100 MV.

Выход X-лучей при 100 MV, измеренный малой ионизационной камерой «Victoreen 100 R», помещённой в  $\frac{1}{4}$ -дюймовую свинцовую

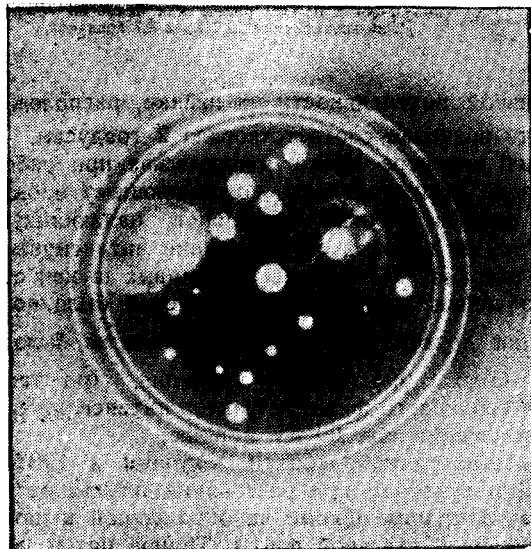


Рис. 17. Рентгенограмма через 4 дюйма стали на расстоянии в 20 футов от мишени, полученная X-лучами в 100 MV.

Часы помещались на обращённой к источнику стороне стальной пластины. Тёмное пятно на рентгенограмме получилось из-за концентрации при 100 MV X-излучения, идущего от ускорителя, в конусе с полушириной в 2°.

оболочку на расстоянии 550 см от мишени и приведённой к стандартному расстоянию в 100 см, составлял до 2600 рентгенов в минуту.

## XII. ИМПУЛЬСНОЕ ДЕЙСТВИЕ ДЛЯ РАБОТЫ С КАМЕРОЙ ВИЛЬСОНА.

С камерой Вильсона машина не должна работать непрерывно, так как нужны лишь отдельные кратковременные импульсы с приблизительно минутным интервалом.

Для этой цели в машине было произведено переключение, как показано на рис. 18. Конденсаторная батарея разъединена в середине; одна её половина может быть заряжена до положительного потенциала одним кенотроном, другая — до отрицательного потенциала вторым кенотроном с помощью одного и того же высоковольтного трансформатора. Масляный выключатель служит для замыкания цепи, после чего начинается колебательный разряд с постоянной времени в 0,28 секунды. Масляному выключателю не приходится размыкать цепь под током, так что здесь можно было использовать стандартный масляный выключатель на 13,8 кВ, хотя разность потенциалов может быть порядка 40 кВ перед включением.

Груз весом в 250 фунтов держит обычно выключатель замкнутым (что обеспечивает непрерывную замкнутость цепи). Сжатый воздух с помощью поршня поднимает груз, размыкая выключатель. Воздушный клапан, управляемый соленоидом, выпускает в нужный момент воздух, и выключатель замыкается. При замыкании выключателя реле отключает заряжающую цепь во избежание ненужной зарядки кенотронов.

Ввиду того что все остальные соединения остаются нетронутыми, не приходится переключать никаких тяжёлых проводов или кабелей, и машина может быть мгновенно переведена с непрерывной работы на импульсную и обратно простым переключением перекидного выключателя. При непрерывном действии масляный выключатель просто пропускает ток конденсаторной батареи в 1000 ампер с частотой в 60 циклов.

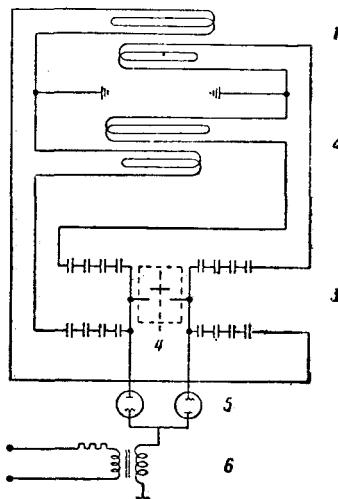


Рис. 18. Цепь для импульсной работы.

1. Намагничивающие катушки верхнего полюса ускорителя.
2. Намагничивающие катушки нижнего полюса ускорителя.
3. Батарея конденсаторов.
4. Масляный выключатель замыкается силой тяжести, размыкается давлением воздуха.
5. Кенотроны.
6. Силовой высоковольтный трансформатор.

Для импульсной работы с камерой Вильсона возможен ряд вариантов, как, например:

1. Импульсная цепь управляетяется вручную или от мотора, а камера Вильсона управляетяется счётчиками, работающими на совпадение. Преимущество здесь заключается в том, что камера Вильсона электрически независима от ускорителя и может быть аналогична устройству камеры, применяемой при изучении космических лучей.

2. Расширительный механизм камеры Вильсона включает импульсную цепь, а различные замедляющие электроцепи заставляют сработать камеру и дают свет для фотогравидации. В этом случае важно использовать какой-либо электрический импульс от ускорителя, например, импульс, смещающий орбиту, чтобы дать в соответствующее время свет посредством замедляющей электрической цепи.

Опыт показал, что цепь инжектора и цепь, сокращающая орбиту, срабатывают мгновенно как при импульсном, так и при непрерывном режиме. Это отчасти обусловлено тем, что полярность заряда конденсаторов выбрана так, чтобы ускоряющим был второй, а не первый полупериод; в течение же первого полупериода заряжались конденсаторы в цепи инжектора и в цепи, смещающей орбиту. Если не принять дальнейших предосторожностей, то генерируется цуг, состоящий приблизительно из 12 рентгеновских импульсов, из которых нужен лишь первый, а остальные могут мешать работе камеры Вильсона. Поэтому поставлено реле, прерывающее цепь инжектора после первого полупериода, допуская таким образом лишь однократный всплеск электронов и один импульс Х-лучей.

Импульсный режим работы намного спокойнее непрерывного, так как машина действует меньше одной секунды в течение минуты. Чрезвычайно малая интенсивность Х-лучей, необходимая для работы камеры Вильсона, и минутные интервалы между импульсами позволяют экспериментатору, работающему с камерой Вильсона, находиться вблизи неё, когда это необходимо для визуального наблюдения и регулировки.

Если при импульсной работе допускается присутствие персонала в том же помещении, где и аппаратура, то из-за слабого шума при импульсном действии и внезапности наложения высокого напряжения прямой доступ к электронному ускорителю должен быть блокирован электрически включаемыми предохранительными приспособлениями.

Авторы с благодарностью выражают свою признательность д-ру В. Д. Кулиджу за его непрерывный интерес и много полезных предложений, сделанных в ходе этой работы. Мы также обязаны многим нашим сотрудникам в научно-исследовательской лаборатории за их ценную помощь в ходе изготовления этого нового инструмента для научных исследований.

## ЛИТЕРАТУРА.

1. R. Wideröe, Ueber ein neues Prinzip zur Herstellung hoher Spannungen, *Archiv f. Elektrotechn.*, 21, 1928, 387—406.
  2. E. T. S. Walton, The Production of High-Speed Electrons by Indirect Means, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 25 Pt. IV, октябрь 1929 г., 469—481.
  3. W. W. Jassinsky, Beschleunigung der Elektronen in elektromagnetischem Wechselstromfeld, *Archiv f. Elektrotechn.*, 30, 590—603, 1936.
  4. M. Steenbeck, *U. S. Patent* 2103, 303 (28 декабря 1937 г.).
  5. D. W. Kerst, Letter to the Editor: «Acceleration of Electrons by Magnetic Induction», *Phys. Rev.*, 58, 841, 1940.
  6. M. Steenbeck, Beschleunigung von Elektronen durch elektrische Wirbelfelder, *Naturwiss.*, 31, 234—239, 7 мая 1943.
  7. D. W. Kerst, The Acceleration of Electrons by Magnetic Induction, *Phys. Rev.*, 60, 47—53, июль 1941.
  8. D. W. Kerst and R. Serber, Electronic Orbits in the Induction Accelerator, *Phys. Rev.*, 60, 53—58, июль 1941.
  9. D. W. Kerst, Abstract. Induction Electron Accelerator, *Phys. Rev.*, 59, 110, 1941.
  10. D. W. Kerst, A 20-Million Electron-Volt Betatron or Induction Accelerator, *Rev. Sci. Inst.*, 13, 387—394, 1942.
  11. D. W. Kerst, The Betatron, *Radiology*, 40 (1943), 115—119; H. W. Koch, D. W. Kerst and P. Morrison, Experimental Depth Dose for 5, 10, 15 and 20 Million Volt X-rays, *Radiology*, 40, 120—127, 1943.
-

**ХРОНИКА.**

**В КОМИССИИ ПО \*ИСТОРИИ ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИХ НАУК АКАДЕМИИ НАУК СССР \*).**

Комиссия по истории физико-математических наук организована в 1944 г., но лишь в 1945 г. она получила возможность работать в нормальных условиях. С завершением реэвакуации академических учреждений члены Комиссии сосредоточились в Ленинграде, где с приездом акад. А. Н. Крылова Комиссия начала свою регулярную деятельность по изучению и изданию трудов выдающихся русских и иностранных учёных.

26 октября 1945 г. Комиссия понесла тяжёлую утрату — умер председатель её, акад. А. Н. Крылов.

В связи с его смертью Президиум АН СССР назначил председателем Комиссии акад. С. И. Вавилова и заместителем его члена-корреспондента АН СССР Т. П. Кравца.

За период времени с августа 1945 г. по июнь 1946 г. Комиссия имела 14 заседаний, на которых было сделано 17 научных докладов. Из числа этих заседаний одно, публичное заседание, было посвящено 200-летнему юбилею со дня рождения Гаспара Монжа, на двух других заседаниях Комиссия отметила юбилеи своих сочленов: 80-летие члена-корр. АН М. А. Шателена и 70-летие члена-корр. АН СССР Т. П. Кравца.

Из числа работ, намеченных Комиссией на 1946 г., в настоящее время закончены:

Клеро «Теория фигуры Земли», — сделан перевод под редакцией проф. Н. И. Идельсона; трактат снабжён комментариями и вступительной статьёй. Монж «Начертательная геометрия», — сделан перевод под редакцией проф. Д. И. Каргина и подготовлены к печати статьи: проф. А. И. Молок «Г. Монж — общественный и политический деятель», проф. Д. И. Каргина «Г. Монж — творец начертательной геометрии» и чл.-корр. АН Б. Н. Делоне «Г. Монж — математик».

Чл.-корр. АН Т. П. Кравец подготовил к печати первый том трудов П. Н. Лебедева и завершил свою работу над подготовкой к печати первого тома «Экспериментальных исследований по электричеству» Фарадея.

Проф. С. Я. Лурье выпустил книгу «Архимед» и подготовил к печати «Очерки по истории науки в античном мире» (печатается).

В течение 1945—1946 гг. акад. С. И. Вавилов работал над подготовкой к изданию работы Б. Н. Меншуткина «Ломоносов» с приложением специальной статьи «Работы Ломоносова по оптике».

Чл.-корр. АН Т. П. Кравец работал над биографией П. Н. Лебедева и выявил новые любопытные материалы, характеризующие жизнь и деятельность этого учёного.

Проф. Н. И. Идельсон работал над биографией Даламбера.

Кроме того, Комиссией велись работы по подготовке и изданию двух сборников: Сборника, посвящённого трудам Б. С. Якоби, и Сборника трудов

\* Составлено по материалам комиссии. Ред.

Э. Х. Ленца. В настоящее время переведены на русский язык четыре мемуара Ленца в области физики. Переводы сделаны под редакцией чл.-корр. АН Т. П. Кравца.

Над подготовкой к изданию Сборника, посвящённого трудам Б. С. Якоби, работали: чл.-корр. АН М. А. Шателен, проф. Д. С. Пащенцев, проф. И. И. Любименко, проф. Д. В. Ефремов, проф. Д. И. Каргин и др.

Член Комиссии акад. В. И. Смирнов возглавлял работу Комиссии по изданию, в соответствии с постановлением Правительства, собрания трудов акад. А. Н. Крылова. В настоящее время Комиссией просмотрены, отредактированы и сданы в печать: II полутом II тома («Земной магнетизм и компасное дело») — редактор проф. Н. И. Идельсон и III том («Математическая физика» и «Приближённые вычисления»), редактор — В. И. Смирнов. Велась подготовка к изданию других томов.

Работа Комиссии по истории привлекала к себе внимание научной общественности Ленинграда, и в её заседаниях принимали участие представители научно-исследовательских учреждений и вузов, в особенности ЛГУ.

Деятельность Комиссии постоянно освещалась в прессе и главным образом в «Вестнике АН СССР», который о каждом заседании публиковал подробные отчёты.

На очередных заседаниях Комиссии, состоявшихся 31 мая и 7 июня 1946 г., были заслушаны доклады Т. П. Кравца «Экспериментальные исследования по электричеству Фарадея» и Я. Г. Дорфмана — «Лавуазье-Физик», краткое изложение которых помещаем:

Т. П. Кравец в своём докладе указал, что в вводной главе, предпосланной им русскому переводу первого тома «Экспериментальных исследований по электричеству» Фарадея, он попытался осветить эпоху и окружение, в котором работал знаменитый учёный, пользуясь при этом тем материалом, который имеется в самой книге.

Т. П. Кравец отмечает, что во времена Фарадея не существовало ещё единого учения об электричестве: были известны следующие виды электричества: статическое электричество, вольтаическое электричество, которое мы переименовали в гальваническое, животное электричество, термоэлектричество и открытое Фарадеем вольта-индукционное электричество, и шли ещё споры о том, имеется ли в каждом отдельном случае проявление одного и того же агента или разных.

Терминология в книге Фарадея не соответствует современной терминологии; так Фарадея вместо слова «заряд» употребляет везде слово «сила», вместо «северного полюса» — «полюс с меткой», источник электродвижущей силы часто называет «электромотором» и т. д.

В эпоху Фарадея не существовало ещё единиц измерения электричества, что страшно затрудняло Фарадея при точных формулировках законов электричества.

Отсутствовала электротехническая промышленность, и вследствие этого Фарадею самому приходилось обматывать провода бумагой или щёлком, самому готовить гальванометры и т. д.

Простой подсчёт имён собственных, употребляемых Фарадеем в этой книге, показывает, с кем Фарадей был наиболее близко связан в жизни, чьи имена он наиболее ценил. К таким людям принадлежали: Гемфри Деви, Гаррис, Ампер, Берцелиус, Араго. Наряду с этим отсутствие в книге имён некоторых знаменитых современников Фарадея свидетельствует о том, что Фарадей не был знаком с теорией электричества. В книге Фарадея есть только одно упоминание об Оме и его законе, который Фарадею, не знавшему немецкого языка, был неизвестен.

Наконец, Т. П. Кравец указал на то, что в первом томе имеются разделы, которые относятся: 1) к индукции, 2) к электрохимии, 3) к диэлектрической постоянной и её установлению, 4) к тождеству отдельных источников электричества и, наконец, 5) к различным видам разряда. Охарактеризовав в кратких чертах каждый из этих разделов, Т. П. Кравец остановился

на том, что Фарадей, создатель учения об ионах, как это ни удивительно,— антиатомист, и в виде иллюстрации приводит цитату: «Все эти законы,— писал Фарадей,— можно легко изложить с точки зрения атомов, но я с большим подозрением отношусь к атомам, так как легко о них рассуждать, но гораздо трудней создать себе ясное представление об их природе, в особенности, когда дело идёт о сложных телах». Во II томе Фарадей приводит рассуждение, которым опровергает существование атомов.

В докладе Я. Г. Дорфманом были доложены некоторые результаты недавно законченного им большого и многолетнего исследования творчества и жизни А. Л. Лавуазье.

Докладчик указал, что основная характеристика научного творчества Лавуазье оставалась до сих пор невыясненной. Одни указывают на то, что Лавуазье применил особо точные весы, другие отмечают значение сформулированного им закона сохранения вещества и элементов, однако, было неясным, что же является главным в характеристике творчества Лавуазье.

Исследование привело проф. Дорфмана к следующему тезису: «Лавуазье, подобно многим своим современникам, следовал указаниям Бойля о необходимости применения физики в химических исследованиях; однако, Лавуазье, подобно Ломоносову, не ограничился фрагментарным использованием отдельных физических методов или аппаратов, а последовательно применил всю совокупность как теоретических взглядов, так и экспериментальных методов современной ему физики к основным проблемам химии».

В биографиях Лавуазье, написанных, как правило, химикиами, обычно упускается из виду, что Лавуазье получил от известного астронома и физика Ля-Кая глубокие познания в области физики.

Указав, что первые работы Лавуазье относятся к физическим вопросам, докладчик выявил в них непосредственное влияние Ля-Кая. Таким образом, оказалось, что к тому моменту, когда Лавуазье приступил к химическим проблемам, он фактически являлся специалистом-физиком (в нашем современном понимании) и притом критически настроенным по отношению к химии. Докладчик подчеркнул, что Лавуазье уже тогда не только хлопотал о создании класса физики в Академии Наук, но и свои труды называл физическими и химическими (всегда ставя физику на первое место).

В кратком обзоре творчества Лавуазье проф. Дорфман наглядно показал, что во всех своих крупнейших исследованиях Лавуазье действовал прежде всего как физик. Самое понимание термина «физика» у Лавуазье не отличается от нашего современного понимания. Закон сохранения массы был для него естественным выводом из ньютоновской физической теории.

Для измерения количества весомой материи Лавуазье строил точнейшие весы и ареометры; для измерения количества теплоты, которую он считал невесомой матерней, он конструировал (совместно с Лапласом) калориметр.

Характерно, что когда Лавуазье удалось опровергнуть флогистическую химию, то в возникшей горячей полемике на сторону Лавуазье сразу встали многие выдающиеся математики и физики, между тем как все крупные химики оказались в оппозиции к новым идеям, и хотя Лавуазье многие годы состоял в Академии по классу химии, всё же в своей краткой автобиографии, написанной перед самой смертью, Лавуазье указал, что большую часть своей жизни он отдал трудам в области физики и химии, снова, как и в юности, поставив физику на первое место.

Все эти обстоятельства докладчик привёл в доказательство высказанного им в начале тезиса.

ПРИЛОЖЕНИЕ**ПЛАН РАБОТ КОМИССИИ ПО ИСТОРИИ ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИХ НАУК НА ПЯТИЛЕТИЕ 1946—1950 гг.**

1. История античной математики.
2. Переводы: 1) «Конические сечения» Апполония Пергейского, 2) «О квадратуре параболы», «О шаре и цилиндре», «О спиралах», «О коноидах и сфероидах» Архимеда.
3. Хрестоматии: 1) по античной физике, 2) по античной математике.
4. Математика древнего мира в источниках.

**По астрономии.**

1. Подготовка к печати материалов по астрономии в Академии Наук, включая до-пушкинский период.
2. «Архивные изыскания» — Изучение и издание неопубликованных материалов Кеплера и Гаусса.
3. «Классики естествознания» — «Переписка Галилея с его учениками Кастилио и Кавальери».
4. «Хрестоматия по астрономии», начиная с античности и кончая Коперником.
5. Краткий курс истории астрономии.

**По механике.**

1. «Механика в Академии Наук» (Даниил Бернулли, В. В. Остроградский, И. О. Сомов, Чебышев и Ляпунов).
2. Переводы: 1) Клеро «Фигура Земли». 2) Бернулли «Гидродинамика».
3. «Хрестоматия по механике», начиная с античности и кончая Леонардо-да-Винчи.
4. Краткий курс истории механики.

**По математике.**

1. «Архивные изыскания» — письма Лагранжа, Лапласа, Бернулли и др. и опубликование неизданных материалов, хранящихся в архиве Академии Наук СССР.
2. «История математики в Академии Наук».
  - 1) Ранний период, включая Остроградского, Буняковского и начало школы Чебышева.
  - 2) Новый период — Ляпунов, Марков, Вороной, Стеклов, Гюнтер.
3. «Начертательная геометрия» Г. Монжа.

**По физике.**

1. По электричеству: Избранные произведения Гильберта, Ампера, Фарадея, Максвелла, «Закон Кулона», «Закон Ома-Кирхгофа», «Закон Джоуля-Ленца», «Закон сохранения энергии», «Фотоэффект».
  2. По оптике: Избранные сочинения Френеля, «Квантты», «Интерференция», «Дифракция», «Квантовая природа света», «Геометрические законы отражения и преломления», «Волновая природа материи», «Световое давление и скорость света».
  3. По молекулярной физике: «Непрерывность газового и жидкого состояния», «Рентгеноскопия кристаллов», «Первые работы по радиоактивности», «Сжижение газов», «II начало термодинамики».
  4. Издание сборников: Якоби, Ленц, Голицын, Авенариус, Умов, Фёдоров.
  5. Сборники, подобные тем, которые были посвящены Ньютону, Галилею и Копернику: Фарадей, Franklin, Леонардо-да-Винчи, Гельмгольц и Декарт.
-

## БИБЛИОГРАФИЯ

**И. Н. Бронштейн и К. А. Семеняев.** Справочник по математике для инженеров и учащихся вузов. Стр. 556 (формат 10×15 см), ОГИЗ. Государственное издательство технической литературы. Москва—Ленинград, 1945. Цена в переплете 27 руб.

В этой книжке «карманного» формата авторы весьма продуманно подобрали обширный справочный материал по математике. Книжка разбита на шесть отделов. Отдел первый: Таблицы и графики. Здесь, кроме 18 таблиц элементарных функций, дано 5 таблиц специальных функций (Гамма-функция, Бесселевы функции, Полиномы Лежандра, Эллиптические интегралы, Интеграл вероятности). В главе «Графики», наряду с графиками элементарных функций, даны кривые третьего и четвёртого порядков, циклоиды, спирали (включая спираль Корни) и некоторые другие кривые.

Отдел второй: Элементарная математика. Отметим главу «Приближенные вычисления». Очень полезна приведённая на стр. 146 и 147 таблица погрешностей при пользовании «ходовыми» приближёнными формулами вроде  $\sin x = x$  или  $e^x = 1 + x$ ; в таблице указаны пределы изменения аргумента, для которых погрешность не превышает 0,1%, 1% и 10%. В главе «Тригонометрия», наряду с прямолинейной тригонометрией, дан материал по сферической и гиперболической тригонометрии. Отдел третий: Аналитическая и дифференциальная геометрия. Отдел четвёртый: Основы математического анализа. Отметим здесь достаточно полные таблицы неопределённых и определённых интегралов, важнейшие ряды, уравнения математической физики. Отдел пятый: Дополнительные главы анализа. Здесь даны: Комплексные числа (включая функции комплексного переменного), Векторный анализ, Ряды Фурье. Отдел шестой: Обработка наблюдений, Основы теории вероятностей и теория ошибок, Эмпирические формулы.

В конце книги дан указатель литературы и подробный алфавитный указатель, очень облегчающий пользование книгой.

Приведённый обзор показывает, насколько содержательна эта книга. Всё, что относится к работе авторов и редактора издательства, сделано в ней в высшей степени культурно и целесообразно. К сожалению, никак нельзя сказать того же о типографском оформлении. Оно попросту неудовлетворительно. Издание подобного рода книг — дело очень ответственное. Этого, повидимому, совсем не оценила типография Госэнергоиздата, где печаталась книга. Книга для компактности набрана наппарелью; только благодаря этому огромный материал уместился в книжке, которую действительно можно носить в кармане. Но в таком случае печать должна быть безукоризненной; иначе пользование книгой окажется затруднительным. Между тем, в данном случае одни страницы слишком бледны и разбираются с трудом, другие, наоборот, залиты краской; в экземпляре рецензента в таблице функции  $e^{-x}$  на стр. 72 две строки совсем не вышли (белое пятно!); на стр. 145 пример сокращённого умножения почти невозмож но разобрать, так как одни цифры еле видны, а другие — расплылись; совершенно неудовлетворительна печать стр. 450, 451 и ряда других.

Нам остаётся пожелать, чтобы эта очень полезная книга, которая, несомненно, найдёт широкое распространение также и за пределами круга читателей, намеченного авторами (в частности, среди физиков), поскорее вышла вторым изданием в хорошем оформлении.

*Э. Шпольский*

**Справочник по военной оптике.** Составлен коллективом сотрудников Государственного Ордена Ленина Оптического института под редакцией акад. С. И. Вавилова и проф. М. В. Савостьяновой. Стр. 263. Государственное издательство технико-теоретической литературы, Москва — Ленинград, 1945. Цена 11 руб.

Содержание рецензируемой книги значительно шире, чем её заглавие. Не более 70 страниц из 263 посвящены военной оптике в узком смысле слова. Это вполне естественно, ибо практически невозможно составить справочник, освещающий только чисто «военно-оптические вопросы». Такой справочник превратился бы просто в каталог или сборник инструкций. Редакторы и авторы совершенно справедливо решили основное внимание уделить общим чертам военных оптических приборов и общим вопросам прикладной оптики, связанным с применением таких приборов.

Поэтому справочник представляет значительный интерес не только для военных специалистов, но и для всех имеющих дело с применением оптических приборов и оптических методов. Также удачно выбрана форма изложения. Весь справочный материал изложен в виде 48 статей, некоторые из которых имеют относительно большой объём. Статьи расположены в алфавитном порядке и охватывают довольно крупные темы. Например: испытание и юстировка оптических приборов; стекло оптическое, видимость, обработка оптических деталей, связь оптическая и т. д.

В конце книги имеется указатель, содержащий более 300 терминов со ссылками на статьи. Кроме того, приведён список литературы по оптике. Отдельные статьи написаны крупными специалистами в соответствующих областях оптики. Например, статья «Глаз» написана Гассовским и представляет прекрасное сжатое изложение всех основных характеристик оптических свойств человеческого глаза. Также содержательны статьи по фотооптике Яхонтова, статьи по светотехнике Гуревича и Гершуна и статья о приборах Слюсарева. Интересны данные по окраске естественных объектов в статье Пущейко и Савостьяновой. Описания конструкций приборов отчёты, ясны и дают достаточно полное представление об основных принципах действия оптической аппаратуры. Можно пожелать некоторого, небольшого, увеличения материалов по светотехнике. Например, фотометрия, собственно говоря, отсутствует. Имеется только таблица фотометрических терминов и единиц. В статье «Искусственное освещение» описаны только источники искусственного освещения, и нет данных о методах освещения. Отдельно отметим тщательное внешнее оформление книги. В частности, хорошо выполнены и подобраны иллюстрации. Особенно удачны наглядные схемы сложных приборов и прицелов. Бросилось в глаза только нарушение перспективы на рис. 2 (стр. 25).

Книга имеет очень удобный формат и опрятный вид. В общем, как мы уже указывали, книга представляет интерес для широкого круга читателей и, безусловно, весьма полезна.

*В. Фабрикант*

Редактор Э. В. Шпольский

Технический редактор М. С. Бондарев

Подписано к печати 15/1 1947 г. 9,25 печаг. л. 9,91 авт. л. 10,2 уч.-изд. л. 44 000 тип. зи.  
в печ. л. А-02218. Тираж 5000 экз. Цена книги 20 руб. Заказ № 6898.

1-я Образцовая типография треста «Полиграфнограда» Огиза при Совете Министров СССР.  
Москва, Валовая, 28.

ОТКРЫТА ПОДПИСКА НА 1947 ГОД  
НА ЖУРНАЛ  
**УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**

---

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

**С. И. Вавилов, Д. И. Блохинцев, В. И. Векслер,  
С. Т. Конобеевский, Э. В. Шпольский**

Ответственный редактор Э. В. Шпольский

ЖУРНАЛ ВЫХОДИТ 12 РАЗ В ГОД

Подписная цена 120 руб. в год

---

ПОДПИСКА ПРИНИМАЕТСЯ  
ВО ВСЕХ ОТДЕЛЕНИЯХ «СОЮЗПЕЧАТИ»  
И В МЕСТНЫХ ПОЧТОВЫХ ОТДЕЛЕНИЯХ

ЦЕНА 20 РУБ.

## СОДЕРЖАНИЕ

### Э. В. ШПОЛЬСКИЙ

Следующие проблемы физики . . . . .	1
-------------------------------------	---

### Я. И. ФРЕНКЕЛЬ

Современная теория металлических тел . . . . .	11
--	----

### С. Н. РЖЕВКИН

Обзор работ по резонансным звукопоглотителям . . . . .	40
--	----

### И. С. ШКЛОВСКИЙ

Современное состояние вопроса о природе солнечной короны . . . . .	63
--	----

### НОВЫЕ ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

С. Толанский. Новые интерферометрические методы и их применение к изучению кристаллов . . . . .	103
---	-----

В. Ф. Вестендорп и Э. Э. Чарлтон. Индукционный электронный ускоритель на 100 млн. вольт . . . . .	119
---	-----

### ХРОНИКА

В комиссии по истории физико-математических наук Академии Наук СССР . . . . .	142
---	-----

### БИБЛИОГРАФИЯ

И. Н. БРОНШТЕЙН и К. А. СЕМЕНДЯЕВ. Справочник по математике для инженеров и учащихся втузов (Э. Шпольский) . . . . .	146
--	-----

СПРАВОЧНИК ПО ВОЕННОЙ ОПТИКЕ под редакцией акад. С. И. ВАВИЛОВА и проф. М. В. САВОСТЬЯНОВОЙ (В. Фабрикант) . . . . .	147
--	-----