

**УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК****НОВЫЕ ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ****ПОЛУЧЕНИЕ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР (ДО 55 000°)  
В ЛАБОРАТОРНЫХ УСЛОВИЯХ \*)****О. Прайнинг****1. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ О ПОНЯТИИ И ИЗМЕРЕНИИ  
ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР**

При переходе к области очень высоких температур необходимо прежде всего уточнить как само понятие температуры в этой области, так и состояние, в котором здесь находится материя.

Температура, как известно, является характеристикой состояния, определяемой средней кинетической энергией «молекул», причём обычно предполагается наличие термодинамического равновесия, т. е. одинаковое в среднем распределение энергии по всем степеням свободы всех видов молекул. Выражение «молекулы» имеет здесь термодинамический смысл, т. е. оно охватывает как молекулы в узком смысле этого слова, так и атомы, различные ионы и электроны. Дальнейшей существенной предпосылкой при обосновании понятия температуры, как само собой разумеется, является рассмотрение достаточно большого числа молекул. Нельзя поэтому говорить о температуре в обычном смысле этого слова в очень малом объёме или при очень малом давлении, когда эта предпосылка не выполняется.

Большинство процессов, ведущих к очень высоким температурам, протекает сравнительно быстро. Для установления же термодинамического равновесия необходимо определённое время. Часто поэтому может оказаться, что равновесие отсутствует. Если, например, энергия, идущая на нагревание, воспринимается непосредственно только одним видом частиц (скажем, электронами), то энергия сконцентрируется прежде всего у частиц этого вида, а равновесное состояние установится только постепенно.

---

\*) Österreichische Chemiker-Zeitung 55, № 5/6, март (1954). Перевод с немецкого В. В. Бределя.

В области высоких температур необходимо поэтому различать температуры отдельных видов частиц (электронная, атомная и ионная температуры<sup>1)</sup>, различных степеней свободы (трансляционная и ротационная<sup>2</sup> температуры), а также температуры ионизации и возбуждения. Под каждой из этих температур следует понимать ту температуру, которой обладал бы одноатомный газ, если средняя кинетическая энергия его молекул равнялась бы средней кинетической энергии соответствующего вида частиц, соответствующих степеней свободы или средней энергии соответствующих состояний ионизации или возбуждения.

Если предположить, что мы имеем дело с каким-нибудь газом, находящимся в термодинамическом равновесии, то при высокой температуре будет иметь место диссоциация молекул на атомы, а затем — термическая ионизация атомов с образованием атомных ионов и свободных электронов. При дальнейшем росте температуры ионизация атомных ионов будет продолжаться до тех пор, пока, наконец, останется только обнажённое атомное ядро в качестве «последнего иона». В целом электрически нейтральную равновесную смесь атомов, различных ионов и электронов принято называть «термической плазмой». Её количественный состав описывается теорией Эггерта — Саха<sup>3,4\*)</sup>.

Если для атомов, участвующих в образовании плазмы, известны энергии однократной, двукратной и т. д. ионизации, то по закону действия масс может быть вычислена степень ионизации в зависимости от температуры и давления. Благодаря измерениям, проведённым в области атомной физики, ныне достаточно точно известны все необходимые значения энергии ионизации. Теория Эггерта — Саха применима поэтому к любым газам и к любой их смеси.

Прежде чем перейти к описанию методов получения высоких и наивысших температур, остановимся коротко на некоторых принципиально возможных способах их измерения и оценки.

Для излучателя, близкого по своим свойствам к чёрному телу, температура может быть определена по его излучению, как путём измерения общей интенсивности излучения в определённом интервале длин волн, так и путём сравнения интенсивностей излучения для двух разных длин волн, или же посредством измерения абсолютной интенсивности излучения для одной только длины волны. Чаще всего, правда, предположение о близости излучения к излучению чёрного тела не выполняется. Упомянутые методы могут поэтому служить только для оценки температуры; большой точности от них ожидать нельзя.

---

\*) Обзор можно найти в книге<sup>1</sup>.

Совершенно иной способ измерения температуры мог бы быть основан на использовании эффекта Штарка. Известно, что с ростом температуры наблюдается расширение спектральных линий (главным образом вследствие роста плотности электронов). Изменяя, следовательно, ширину линий, мы, вообще говоря, могли бы определить температуру. При этом, однако, возникают значительные теоретические и экспериментальные трудности. Для многих веществ, например, неизвестны постоянные эффекта Штарка; к тому же очень трудно точно измерить ширину линии. В связи с этим указанный метод ещё не приобрёл существенного значения<sup>5</sup>.

Различные другие методы определения высоких температур чаще всего соответствуют методам получения этих температур. Если, например, для получения определённой температуры используется кратковременный нестационарный электрический разряд, то обязательно существует зависимость между геометрическими и электрическими параметрами разряда, с одной стороны, и температурой — с другой. Эту зависимость, однако, трудно выразить аналитически, так как в расчёт существенным образом входят условия ионизации в виде функции координат. Поэтому до настоящего времени все вычисления велись только при очень грубых упрощениях. (Чтобы использовать, например, формулу Гвоздова<sup>6</sup> для подвижности электронов, Г. Глазер<sup>5</sup> исходил из предположения о полной, но только однократной ионизации всего разрядного пространства.)

Для стационарных процессов условия более благоприятны. Некоторые специальные методы измерения температур будут подробнее рассмотрены позже; наиболее важные из них основаны на измерении интенсивности спектральных линий, соответствующих определённым ионизированным атомам, например  $O^+$  или  $O^{++}$ , присутствующим в плазме вследствие термической ионизации атомов  $O$ .

Определение высоких температур различными методами приводит чаще всего к весьма различным результатам. На практике поэтому обычно измеряют температуру возможно большим числом независимых способов, а на основании отдельных результатов измерений, часто существенно различающихся между собой (расхождения в два раза не редкость), получают более или менее произвольно «разумное среднее значение».

## 2. КРАТКОВРЕМЕННОЕ ПОЛУЧЕНИЕ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР

В настоящее время мы уже в состоянии создавать очень высокие температуры на относительно короткое время несколькими различными способами. В нашем распоряжении имеются следующие возможности: а) ядерные реакции, б) взрывы, в) взрывы проволок электрическим током, г) сверхмощные искры.

Единственным стационарным методом для решения той же задачи до сих пор является сверхмощная дуга, которая будет рассмотрена отдельно в разделе 3. Хотя для лабораторной практики в настоящее время имеют значение главным образом новые формы дугового разряда, мы ради общности и в целях сравнения кратко опишем или упомянем также и другие методы.

#### а) Ядерные реакции

Возможности, связанные с этим методом, общеизвестны. Он требует затраты больших средств и не может быть пока реализован в лабораторных условиях. Поэтому мы не станем его здесь обсуждать.

#### б) Взрывы

Метод получения высоких температур с помощью взрывов, т. е. посредством химических реакций, является, вероятно, древнейшим; он известен уже столетия. При помощи этого метода были достигнуты значительные успехи.

Уже 30 лет тому назад Вартенберг<sup>7</sup>, фотографируя столкновение взрывных волн, обнаружил область очень высокой температуры, не совпадавшую с центрами взрывов. Указывалось, что при этом наблюдались температуры в 17 000°. Столкновение взрывных волн приводит, следовательно, к возникновению высоких температур. Если использовать не две, как Вартенберг, а очень много отдельных взрывных волн, создавая их так, чтобы все они приходили одновременно в одну точку, то тем самым должна была бы возникнуть возможность получения ещё более высоких температур. Такая возможность практически реализуется в пустотелом заряде, геометрию которого отражает его название. При взрыве в таком заряде возникает «концентрическая волна уплотнения», под которой следует понимать сходящуюся в точку взрывную волну. Г. Гудерлай<sup>8</sup> теоретически показал, что на малых расстояниях  $r$  от точки схождения давление растёт как  $\left(\frac{1}{r}\right)^{0,792}$ . В самой точке схождения поэтому теоретически должно было бы возникнуть бесконечно большое давление. Так как указанный процесс должен протекать адиабатически, то соответственно должно возникнуть и очень значительное повышение температуры.

В реальных условиях давление и температура могут расти в зоне уплотнения только до наступления полной ионизации всех атомов, т. е. до потери ими всей электронной оболочки. Эффективное поперечное сечение атомов, или лучше — атомных ионов, снижается при этом с  $10^{-8}$  см до  $10^{-12}$  см (радиус ядра). Соответственно этому примерно в  $10^8$  раз возрастает средняя длина

свободного пробега. Она становится тем самым настолько большой, что зона уплотнения должна рассасываться.

На основе указанных рассуждений Е. Зенгер<sup>9</sup> произвёл теоретическую оценку температур, которые могут быть достигнуты этим методом. В качестве верхней границы он нашёл (не очень достоверно) значение в  $1,94 \cdot 10^9$  градусов. Речь идёт здесь только о трансляционной температуре (см. выше). Найденные температуры уже настолько велики, что термическое возбуждение ядерных реакций не кажется более совершенно невозможным.

Некоторому прогрессу в области достижения высоких температур способствовало также развитие ракетной техники. Е. Зенгер<sup>10</sup> теоретически исследовал условия, имеющие место в ракетных двигателях. Протекающие в них процессы он описывает примерно следующим образом.

Рассмотрим реактивный двигатель в режиме стационарного горения. Допустим, что двигатель уже запущен в результате введения соответствующих горючих веществ. В камеру сгорания двигателя впрыскиваются реагенты, например, нефть и кислород. Прежде всего ещё до начала самой реакции они проходят в камере стадию подготовки, т. е. испаряются и смешиваются. Необходимое для испарения тепло чаще всего обеспечивается излучением горячих газов\*), излучением, возникающим при реакции, и, наконец, — конвекцией. Смешение достигается за счёт рационального расположения форсунок и создания турбулентности, а также, правда в меньшей степени, за счёт диффузии. Вопрос о том, какой из перечисленных процессов играет главную роль в том или ином случае, зависит, конечно, от формы и величины камеры сгорания, рода топлива и способа его впрыскивания. После того, как горючее достаточно приготовлено, начинается реакция. Освобождающаяся при этом химическая энергия переходит первоначально целиком в энергию поступательного движения частиц газа, что ведёт к сильному росту давления и возникновению температуры, являющейся целиком трансляционной температурой. Лишь затем постепенно устанавливается термодинамическое равновесие.

В качестве примера укажем на условия, имеющие место в 100-атмосферном реактивном двигателе непрерывного действия, работающем на смеси парообразной нефти и кислорода. Парообразная нефть и кислород впрыскиваются в смешительное пространство. Здесь, вплоть до начала самой реакции, наблюдается рост температуры смеси. Сама реакция, т. е. превращение химической энергии в энергию поступательного движения частиц газа, происходит в течение крайне малого промежутка времени, соответ-

---

\*) Горячими газами называются те газы, которые после реакции достигли термодинамического равновесия.

ствующего примерно одному свободному пробегу молекул. В течение следующих десяти столкновений молекул (т. е. примерно за  $10^{-9}$  сек.) устанавливается трансляционная температура в  $26\,000^\circ$  и соответствующее этому давление в  $4300\text{ атм.}$  Вся энергия распределена при этом только по степеням свободы поступательного движения. После примерно тысячи столкновений ( $10^{-7}$  сек.) можно говорить уже об установлении ротационной температуры. В данных условиях она составляет около  $16\,000^\circ$ . За время, соответствующее примерно  $100\,000$  столкновениям, устанавливается и вибрационная температура, близкая к  $6000^\circ$ . Наконец, после  $10\,000\,000$  столкновений (спустя  $10^{-3}$  сек.) достигается равновесие; температура уменьшилась к этому времени до  $3700^\circ$  (равновесная температура горячих газов), а давление — до  $100\text{ атм.}$

#### в) Взрывы проволочек<sup>11</sup>

Если разрядить большой конденсатор (например, в  $1\text{ мкф}$ ,  $20\text{—}50\text{ кВ}$ ) через тонкую проволочку (диаметром в  $0,1\text{ мм}$ ), то последняя испаряется взрывообразно. Этот метод уже давно (с 1920 г.) развивается астрофизиками, главным образом для того, чтобы создать вблизи или в самих взрываемых проволочках (или в возникающих из них облачках металлического пара) возможно высокие температуры, необходимые для проведения определённых спектроскопических исследований. Грубые оценки температуры, проведённые на основе измерения общей яркости свечения, дали значения от  $15\,000$  до  $20\,000^\circ$ . Однако такие температуры удаётся получить только в течение очень небольшого промежутка времени (порядка  $10^{-6}$  сек.). Механические и электрические процессы в опытах со взрывом проволочек очень запутаны; наблюдается, например, расслоение облака пара. Поэтому определение температуры взрыва в различных его точках и в различные моменты времени представляет собой, вероятно, нелёгкую задачу.

#### г) Сверхмощная искра<sup>5</sup>

Если разрядить большой конденсатор через искровой промежуток, то на короткое время по каналу разряда потечёт сильный ток. Если, к тому же, ещё сузить канал разряда путём создания высокого давления в разрядном промежутке и применения наиболее подходящих газов, то можно добиться выделения большой мощности в небольшом пространстве и обеспечить тем самым сильный рост температуры. Для того чтобы разрядный ток был достаточно большим, период колебаний разряда должен быть порядка  $10^{-6}$  сек. (Известно, что при заданных значениях ёмкости конденсатора и приложенного к нему напряжения максимальная величина разрядного тока тем больше, чем меньше период коле-

баний.) В рассматриваемом типе разряда энергия передаётся сперва практически только электронам.

Выравнивание между электронной температурой и температурой газа осуществляется в лучшем случае лишь через  $10^{-5}$  сек.<sup>1</sup> (это значение, возможно, следовало бы ещё несколько увеличить), а следовательно, нельзя говорить о равновесной температуре сразу же после начала разряда. Правда, колебания разряда затухают не очень сильно, так что можно рассчитывать на приближение электронной температуры к температуре газа спустя несколько периодов колебаний, когда максимальное значение тока ещё не слишком сильно уменьшилось.

Измерение температуры в сверхмощных искрах производилось различными способами, давшими по понятным причинам весьма различные результаты. Для разных методов измерений были получены значения температур между  $35\,000^\circ$  и  $60\,000^\circ$  при следующих данных:

напряжение . . . . .	14 кв
ёмкость . . . . .	0,2 мкф
давление . . . . .	17 атм
расстояние между электродами . . . . .	0,36 см
максимальный ток . . . . .	10320 а

### 3. ПОЛУЧЕНИЕ ОЧЕНЬ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР В СТАЦИОНАРНЫХ УСЛОВИЯХ С ПОМОЩЬЮ СВЕРХМОЩНОЙ ДУГИ

Общая черта всех рассмотренных до сих пор методов состоит в том, что все они позволяют получать высокие температуры только на короткое время. Поэтому, если в связи с этими методами вообще позволительно говорить о термодинамическом равновесии, то только с соответствующими оговорками.

Иначе обстоит дело в случае методов, использующих для получения высоких температур электрическую дугу. Дуговой разряд представляет собой стационарный процесс и поэтому в каждой точке дуги господствует термодинамическое равновесие (температура дуги есть функция координат). Само собой разумеется, что иногда могут наблюдаться и временные нарушения этого равновесия, вызванные, например, сильной диффузией ионов и т. п.

Почти с самого начала исследования дугового разряда делались многочисленные попытки повысить температуру горящей дуги. Уже в 1910 г. эти попытки привели к открытию дуги Бекка. Получение этого вида дуги основано на следующем принципе: если принять меры к тому, чтобы при увеличении тока пламя дуги не могло распространиться за край положительного угольного электрода, то можно значительно перегрузить дугу, горящую между угольными электродами с «сердцеви-

ной» (т. е. между угольными электродами, у которых в канал, просверлённый вдоль их оси, впрессованы соли металлов), и добиться тем самым значительного повышения температуры и яркости дуги.

Дальнейшее усовершенствование дуги продолжалось в том же направлении. Достаточно вспомнить в этой связи о многочисленных работах по сильноточным угольным дугам и по изучению влияния состава углей на дуговой разряд<sup>12</sup>. Но даже в свободно горящей сильноточной угольной дуге при токе в 1500 а температуры не очень высоки; они почти не превышают 10 000°.

Причина, препятствующая достижению более высоких температур, состоит в том, что температура зависит от мощности, выделившейся в единице объёма, а следовательно от плотности тока, которую трудно сделать большей определённой величины. Действительно, если увеличивать силу тока, то просто увеличивается поперечное сечение разряда, а плотность тока остаётся неизменной. Так, например, для случая, когда торцовая поверхность анода становится слишком малой для развития дуги, пламя последней распространяется на боковую поверхность анода, так что плотность тока, а следовательно и мощность, выделяемая в единице объёма, и температура не увеличиваются.

Это обстоятельство привело Г. Гердиена<sup>13</sup> к мысли увеличить выделение мощности в единице объёма, препятствуя распространению основания дуги на боковую поверхность анода. Он надел на анод цилиндрическую оболочку (диафрагму), края которой выступали за торцовую поверхность угольного электрода. Основание дуги находилось, таким образом, в искусственном кратере, суживавшем её поперечное сечение вблизи анода. Естественно, что диафрагма располагалась симметрично относительно оси дуги. Указанное пространственное ограничение дуги должно привести, как можно ожидать, к увеличению плотности тока, а следовательно и к повышению температуры вблизи оси дуги.

Нет, однако, такого материала, который мог бы выдерживать те рабочие температуры, которым подвергается диафрагма. Чтобы защитить её от воздействия горячих газов дуги и чтобы надёжно предупредить возможный перескок дуги на диафрагму, Гердиен сконструировал её таким образом, что она оказалась покрытой плёнкой воды. Эта мысль оказалась решающей для всего дальнейшего развития сверхмощной дуги.

Первая установка, сконструированная Гердиеном, была, правда, ещё технически несовершенной; очень трудно разрешимой оказалась, прежде всего, проблема осуществления изоляции между угольным электродом и обтекаемой водой диафрагмой. Однако вскоре Гердиену удалось установить, что при искусственном сужении дуги в любом месте столба разряда можно более простыми средствами получить те же результаты, что и при сужении дуги в её анодной



части. Это привело его к изобретению форсунки, названной его именем.

Форсунка Гердиена схематически изображена на рис. 1. Она состоит из цилиндрической плитки  $a$ , по оси которой просверлено отверстие  $b$ ; через это отверстие горит дуга. От периферийного кольцевого канала  $в$  в центральное отверстие, тангенциально к её стенкам, ведут узкие каналы  $г$ . Через эти каналы подаётся вода, в результате чего стенки отверстия  $b$ , через которое горит дуга и которое её сужает, защищены от действия газов дуги тонкой плёнкой воды.

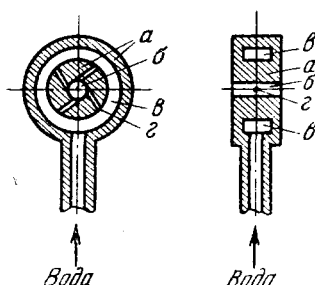


Рис. 1. Схема форсунки Гердиена.

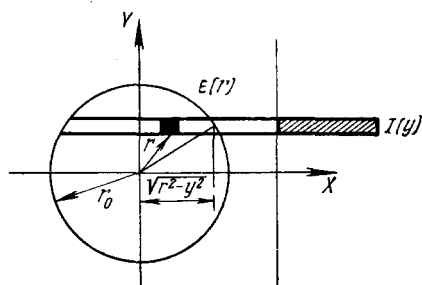


Рис. 2. Схема к расчёту испускательной способности зон электрической дуги.

Дуга Гердиена исследовалась в последующее время во многих отношениях<sup>14</sup>. Обнаружение в дуге многократно ионизованных атомов кислорода позволило уже тогда предположить, что в ней развиваются температуры, превышающие  $20\,000^\circ$ . Точное определение температуры удалось, однако, только в 1950 г. Ларенцу<sup>15</sup>, усовершенствовавшему для этой цели астрофизический метод измерения температур, основанный на определении интенсивностей линий эмиссионного спектра ионов  $O^+$  и  $O^{++}$ .

Изображение столба дуги Гердиена проектируют в этом методе на щель спектрографа таким образом, чтобы столб дуги и щель были взаимно перпендикулярны, что позволяет исследовать поперечное сечение дуги для разных длин волн. Производя фотометрирование для отдельных длин волн поперёк спектра, можно определить зависимость между определённой на опыте испускательной способностью отдельных зон дуги и расстоянием от оси дуги.

Расчёт ведётся следующим образом (рис. 2). Если обозначить через  $E(r)$  испускательную способность в функции расстояния  $r$  от оси дуги, а через  $I(y)$  — интенсивность, определённую вдоль монохроматической линии изображения поперечного сечения столба дуги, в функции расстояния  $y$  от изображения оси дуги, то получаем, как это сразу видно из рис. 2,

следующее соотношение между этими величинами:

$$I(y) = 2 \int_0^{\sqrt{r_0^2 - y^2}} E(\sqrt{x^2 + y^2}) dx,$$

где  $r_0$  — радиус столба дуги. Полученное интегральное уравнение решается численно.

С другой стороны, если имеется возможность теоретически вычислить спектральную испускательную способность плазмы дуги в зависимости от температуры (и давления), то мы сразу можем определить радиальное распределение температуры в дуге путём сравнения координат экспериментальной и теоретической функций испускательной способности. При теоретическом определении функциональной зависимости между испускательной способностью и температурой возникают определённые трудности, связанные с незнанием значений абсолютных интенсивностей соответствующих спектральных линий (вероятностей переходов). Эти трудности, однако, могут быть преодолены путём введения «нормализованных функций излучения» следующим образом.

Испускательная способность плазмы имеет для определённой спектральной линии при определённой температуре максимум. Действительно, вначале с ростом температуры растёт и число  $n(T)$  ионов, испускающих данную линию; однако при дальнейшем повышении температуры интенсивность испускания этой линии должна уменьшаться, так как уменьшается число  $n(T)$  эмиттирующих ионов за счёт образования атомных ионов с большим положительным зарядом. Необходимые для расчёта значения степени ионизации ионов определённой кратности в функции температуры могут быть получены из теории Эггерта—Саха. Интенсивность  $i(T)$  излучения зависит, согласно сказанному, главным образом от концентрации соответствующих ионов. Учитывая возбуждение ионов до определённого уровня, соответствующего энергии возбуждения  $U_a$ , получаем для интенсивности соответствующей спектральной линии:

$$i(T) \sim n(T) e^{-\frac{U_a}{kT}} / Z(T).$$

Множитель Больцмана  $e^{-\frac{U_a}{kT}} / Z(T)$  монотонно растёт с ростом температуры, а  $n(T)$  достигает при определённой температуре максимума. С практической точки зрения важны определённые линии атомных ионов кислорода. Вычисления Бургорна, Мэккера и Петерса<sup>16</sup> показали, например, что максимумы интенсивности линии  $\lambda = 4651 \text{ \AA}$  иона  $O^+$  и линии  $\lambda = 3447 \text{ \AA}$  иона  $O^{++}$  соответствуют температурам  $32\,000^\circ$  и  $52\,000^\circ$ . Что же касается «функции

излучения» определённой линии, то она нормируется тем, что интенсивность при температуре, соответствующей максимуму, приравнивается единице. Испускательная способность в функции расстояния от оси дуги нормируется аналогичным образом, т. е. испускательная способность, соответствующая максимуму, тоже приравнивается единице. В этом случае на расстоянии от оси дуги, соответствующем максимуму радиальной функции излучения, естественно господствует температура, отвечающая максимуму температурной кривой испускательной способности. Для других расстояний от оси дуги, как уже отмечалось, температура легко определяется путём сравнения соответствующих координат.

Этот метод, применимый, правда, только к стабилизированной водой сверхмощной дуге, как принято называть дугу Гердиена и различные развитые на её основе модификации дуги, позволяет определять температуру значительно точнее, чем все рассмотренные ранее методы. Предположение о прозрачности столба дуги, лежащее в основе метода, практически почти полностью оправдано \*).

Ларенц определил с помощью указанного метода температуру на оси дуги Гердиена<sup>17</sup>. При разрядном токе 500 а и диаметре диафрагмы 3 мм он нашёл на оси дуги температуру в 35 000°.

Ларенц определил также зависимость температуры  $T_a$  на оси дуги от силы тока. В то время, как при малых силах тока  $T_a$  быстро растёт, этот рост значительно замедляется при больших значениях силы тока. Отсюда следует, что с помощью данного метода не может быть достигнуто дальнейшее существенное повышение температуры.

Последний шаг в развитии методов получения высоких температур был сделан Мэккером<sup>18</sup>.

Если сильный рост температуры обеспечивается уже сужением лишь ограниченной части столба дуги, то тем больший рост температуры приходится ожидать от заключения в канал почти всей дуги. Эта мысль привела к развитию так называемой канальной дуги. Схема канала изображена на рис. 3. Дуга горит в воздушной полости водяного вихря.

Полый цилиндр (а) закрыт двумя пластинками (б). По оси цилиндра в пластинках просверлены отверстия. В среднюю часть

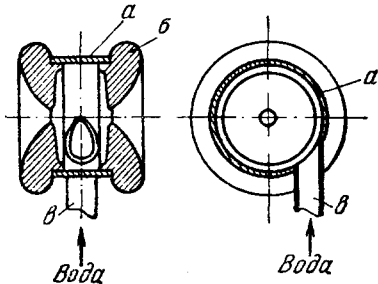


Рис. 3. «Турбина» для получения канальной дуги.

\*) Для непрозрачного столба дуги определение  $E(r)$  из  $I(y)$  оказалось бы невозможным без знания зависимости абсорбции от рассматриваемой области столба дуги.

цилиндра, тангенциально к его стенкам, бьёт водяная струя (в). Вода быстро вращается в полом цилиндре и выдавливается центробежной силой наружу. Вокруг оси цилиндра образуется таким образом цилиндрическая полость, свободная от воды. Диаметр этой полости определяется в основном диаметром отверстий в пластинках, закрывающих цилиндр. Придавая этим пластинкам определённую форму, можно за счёт центробежных сил и сил сцепления добиться, чтобы вода при выходе из цилиндра не разбрызгивалась, а стекала по поверхности пластин.

При зажигании дуги её часто приходится «протаскивать» через канал с помощью вспомогательного электрода. Вода, образующая канал, сильно охлаждает стенки (дуга, ограниченная стабилизированной стенкой!).

Температура канальной дуги определялась по описанному выше методу Ларенца<sup>17</sup>. При силе тока 1450 а и диаметре канала 2,4 мм температура на оси дуги оказалась равной 55 000°.

Зависимость температуры около оси канальной дуги от силы тока напоминает аналогичную зависимость для дуги Гердиена. Поэтому и в канальной дуге, вероятно, не удастся значительно повысить температуру путём одного лишь увеличения силы тока.

В отличие, однако, от всех ранее описанных методов, данный метод даёт возможность получать столь высокие температуры практически на сколь угодно длительное время.

Измеряя температуру (правда, сравнительно невысокую) и, в частности, плотность электронов для определённой канальной дуги, Г. Юргенс<sup>19</sup> проверил правильность определения температур по методу Ларенца. Канальная дуга, использованная Юргенсом, характеризовалась следующими данными:

диаметр канала . . . . .	8 мм
напряжённость поля . . . . .	35 в/см
сила тока . . . . .	50 а.

В качестве электродов использовались угли толщиной в 13 мм. Вдоль оси углей были просверлены отверстия диаметром в 5,2 мм.

Благодаря этим отверстиям Юргенс имел возможность вести наблюдения вдоль оси дуги. Кроме того, велись наблюдения в направлении, нормальном к оси дуги.

Сравнивая результаты наблюдений в направлениях вдоль и поперёк дуги, Юргенсу удалось доказать, что излучение, проходящее через отверстие в угольном электроде, не зависит вблизи оси дуги от коэффициента поглощения и соответствует, следовательно, излучению чёрного тела. В связи с этим он смог определить температуру дуги несколькими способами: а) по измерению абсолютной интенсивности линии  $H_{\alpha}$  в направлении вдоль оси дуги, б) по измерению абсолютного значения интенсивности в поперечном направлении, в) по относительным измерениям распределения интенсивно-

стей в серии Бальмера и г) по эффекту Штарка. Усредняя результаты, полученные разными методами, он нашёл температуру равной  $12\,650^\circ \pm 100^\circ \text{K}$ , что довольно хорошо соответствует температуре, определённой по методу Ларенца.

Помимо интересной самой по себе возможности получения очень высоких температур в стационарных условиях, стабилизированная водой сверхмощная дуга может найти и многочисленные другие применения.

В «свободном от воды канале» имеются продукты термической диссоциации молекул воды. Атомы, находящиеся здесь, многократно ионизованы. Высокая температура, господствующая в канале, связана с соответствующим расширением газа. В результате этого расширения газ вытекает из обоих концов канала и после охлаждения вновь образует воду. Можно, следовательно, наблюдать, как из канала такой дуги «выбрасываются струи плазмы», превращающиеся в конце своего пути в пламя горящего гремучего газа. Это явление видно на рис. 4, на котором справа можно различить и канал. После соприкосновения с электродами, струи плазмы, конечно, больше не переносят заряда. Стабилизированная водой сверхмощная дуга может, следовательно, дать возможность исследовать легко доступную, электрически нейтральную, термическую плазму.

Каналовая дуга может быть использована также для определения вероятностей переходов между определёнными состояниями возбуждения атома или атомного иона. Для этого нужно только ввести в воду, используемую для стабилизации дуги, растворимое соединение, содержащее исследуемый элемент, или использовать для стабилизации жидкость, в составе которой этот элемент уже содержится. Указанный способ использовался уже Мэккером<sup>20</sup>, который с помощью каналовой дуги, стабилизированной не водой, а спиртом, определил вероятности переходов, соответствующие некоторым линиям C и C<sup>+</sup>.

После всего сказанного ясно, что стабилизированная водой сверхмощная дуга является средством, позволяющим нам изучать в лабораторных условиях свойства материи при очень высоких температурах.



Рис. 4. Горящая каналовая дуга. Из канала выбрасывается струя плазмы (а), превращающаяся в конце своего пути в пламя горящего гремучего газа (б). Слегка раскалённый угольный электрод (в) освещён дугой. Обтекаемая водой пластинка (г) освещена дугой. Характеристика дуги: ток 62 а, напряжённость поля 35 в/см, диаметр канала 9 мм, температура около  $14\,000^\circ$  вблизи оси дуги. Время экспозиции: 1/500 сек.

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. W. Weizel u. R. Rompe, Theorie elektrischer Lichtbögen und Funken, Leipzig, 1949.
  2. E. Sängner, I. Bredt u. P. Goercke, Zeits. f. angew. Math. u. Phys, **1**, 209 (1950).
  3. I. Eggert, Phys. Zeits. **20**, 570 (1919).
  4. M. N. Saha, Phil. Mag. **40**, 472 (1920); **41**, 267 (1921).
  5. G. Glaser, Zeits. f. Naturforschung **6a**, 706 (1951).
  6. S. D. Gvosdover, Phys. Zeits. d. Sowjetunion **12**, 164 (1937).
  7. H. v. Wartenberg, Zeits. f. Elektrochemie u. angew. phys. Chemie **30**, 351 (1924).
  8. G. Guderley, Zeits. f. Luftfahrtforschung **19**, 302 (1942).
  9. E. Sängner, Zeits. f. Naturforschung **6a**, 302 (1951).
  10. E. Sängner, Brennstoff-Chemie (Essen) **32**, 1 und 33 (1950).
  11. B. Eiselt, Zeits. f. Physik **132**, 54 (1952).
  12. W. Finkelburg, Hochstromkohlebogen, Berlin-Göttingen-Heidelberg, München, 1948.
  13. H. Gerdien u. A. Lotz, Wiss. Veröff. d. Siemens-Konzern **2**, 489 (1922).
  14. A. Lotz, Wiss. Veröff. d. Siemens-Konzern **14**, 25 (1935).
  15. R. W. Larenz, Zeits. f. Physik **129**, 327 (1951).
  16. F. Burhorn, H. Maecker u. Th. Peters, Zeits. f. Physik **131**, 28 (1951).
  17. R. W. Larenz, Zeits. f. Physik **129**, 343 (1951).
  18. H. Maecker, Zeits. f. Physik **129**, 108 (1951).
  19. G. Turgens, Zeits. f. Physik **134**, 21 (1952).
  20. H. Maecker, Zeits. f. Physik **135**, 13 (1953).
-