

ГАЗЫ В СОСТОЯНИИ ПЛАЗМЫ. 1¹⁾*Р. Ромпе, Берлин и М. Штеенбек, Берлин-Сименсштадт*

СОДЕРЖАНИЕ

Введение

- I. Данные эксперимента: зонды Лэнгмюра, квазинейтральность, изотермическая и неизотермическая плазмы
 - II. Обмен энергией компонент плазмы при кулоновом взаимодействии; микрополе; длина релаксации
 - III. Электрическая проводимость плазмы в постоянных полях
 - IV. Уменьшение работы ионизации в плазме; работа выхода; силы сцепления
 - V. Колебания плазмы
 - a. Электростатические колебания электронов
 - b. Учет электронного давления
 - c. Колебания ионов
 - d. Возникновение колебаний плазмы
 - VI. Диэлектрические и магнитные свойства плазмы
 - a. Диэлектрические свойства
 - b. Магнитные свойства
 - VII. Учет индивидуальных свойств атомов
 - VIII. Изотермическая плазма
 - a. Вычисление концентрации компонент
 - b. Удельная теплота плазмы
 - c. Элементарные процессы в изотермической плазме
 - d. Коэффициент теплопроводности плазмы
 - e. Влияние состояния плазмы на атомные свойства
 - IX. Неизотермическая плазма
 - a. Понятие «температуры» в неизотермической плазме
 - b. Элементарные процессы в неизотермической плазме
 - c. Баланс энергии в неизотермической плазме
- Указатель литературы

ВВЕДЕНИЕ

Газ, большинство частиц которого электрически заряжено, т. е. высокоионизированный газ, во многих отношениях резко отличается от обычного газа. Так, например, в ряде явлений обнаруживается сходство такого газа с электролитами и твердыми проводящими телами как полупроводниками, так и металлами. Высокоионизированный газ обладает также свойствами, присущими только

¹⁾ Ergebn. d. exact. Naturwiss., 18, 257, 1939. В настоящем выпуске печатаются первые четыре раздела; остальные разделы будут помещены в следующих выпусках «Успехов физич. наук».

ему одному. Эти свойства являются следствиями либо сильных электрических полей между заряженными частицами, либо наличия большого числа возбужденных частиц, что в свою очередь связано с высокой степенью ионизации. Лэнгмюр, которому мы обязаны большей частью наших познаний о таких высокоионизированных газах, дал им особое название «плазма». Введением подобного термина хотя бы сказать, что плазма во многих отношениях может рассматриваться как особое состояние материи, которое мы встречаем, например, в звездах, а также в ионосфере земли, при газовом разряде, в газах, нагретых до очень высокой температуры, в пламени при взрывах и т. д.

Фарадей¹⁾ в 1816—1819 гг. искал четвертое агрегатное состояние, экстраполируя преобразования материи при нагревании, т. е. переход тела от твердого к жидкому, от жидкого к газообразному состоянию. Крукс⁶⁷ в 1879 г. думал, что «четвертое агрегатное состояние или лучистая материя» найдена им в разрядных трубках. Можно, таким образом, говорить, что Фарадею и Круксу было близко понятие плазмы.

Примерно 15-летняя тщательная исследовательская работа еще не выяснила к сегодняшнему дню все подробности общей картины плазмы. Однако, эта работа уже достаточно обширна и глубока, чтобы разрешить написание первого полного обзора²⁾. Таким обзором должна явиться настоящая статья.

Мы рассматриваем плазму газа как данную и не входим в подробности ее возникновения. Это дает возможность избежать описания всего комплекса явлений, происходящего при прохождении тока через газы. Однако, для ориентировки читателя, кое-что о возникновении плазмы будет сказано в первом разделе.

Большая часть наших познаний о плазме получена из исследований газового разряда, происходящего с достаточно большой силой тока. Здесь типичные плазмы возникают в областях, достаточно отдаленных от электродов и стенок. Ценные сведения о плазме были также получены исследованиями прохождения электромагнитных волн через ионосферу, спектроскопическим изучением звезд и пламен.

В основном под специфическими свойствами плазмы будут пониматься только те ее свойства, причина которых лежит в длительном взаимодействии или в совместном действии многочисленных компонент плазмы. Напротив, свойства плазмы, представляющие собой сумму свойств, присущих отдельной частице, не будут приниматься во внимание; иначе эта статья превратилась бы в учебник по атомной физике. Излагаемый материал естественным образом делится на две части: в разделах I—VI освещены факты, являющиеся следствием наличия в плазме очень большого числа положительных и отрицательных зарядов, а также их кулонова взаимодействия;

¹⁾ Цитировано по Круксу⁶⁷.

²⁾ Сравни указатель литературы. Обзоры, однако, не столь подробные, как настоящий, посвященные вопросу плазмы, приведены в указателе, под номерами 466, 467, 468, 120, 497, 71, 510, 62, 63, 527.

при этом природа газа не играет существенной роли. В последних трех разделах, напротив, обсуждаются те свойства плазмы, которые зависят от индивидуальных особенностей возбужденных и ионизированных атомов.

За редкими исключениями в этой статье рассматриваются плазмы однородные в пространстве и стационарные во времени; из этого круга вопросов для изложения выбраны явления, основывающиеся на проблемах, в достаточной степени ясных с точки зрения эксперимента и теории. Однако, и после такого двойного ограничения материал остается столь большим, что не исключена возможность упущения авторами из виду отдельных важных исследований.

Для того чтобы сделать возможным обзор числовых значений величин, характеризующих обсуждаемые свойства плазмы, в конце некоторых разделов приводятся данные для типичных плазм разряда; при этом указывается на формулы, использованные при расчете приводимых в таблицах цифр. Для сравнения в таблицах помещены те же величины для известных веществ — не плазм. Ввиду ограниченности объема числовые примеры в тексте не рассчитаны.

1. ДАННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТА: ЗОНДЫ ЛЭНГМЮРА, КВАЗИНЕЙТРАЛЬНОСТЬ, ИЗОТЕРМИЧЕСКАЯ И НЕИЗОТЕРМИЧЕСКАЯ ПЛАЗМЫ

Высокоионизированный газ содержит свободно перемещающиеся заряды и поэтому обладает большой — обычно не омической — проводимостью. Во многих случаях, как, например, в дугах, проводимость такого газа приближается по порядку величины к металлической проводимости и во всяком случае может принимать значения, много большие электролитической проводимости. В неискаженной плазме, т. е. в плазме, расположенной достаточно далеко от электродов и стенок, большие разности потенциалов не возникают. Движение зарядов плазмы уравнивает потенциалы ее различных частей точно так же, как это происходит при установлении электростатического равновесия в металлах. Это означает, между прочим, что в неискаженной плазме не возникает больших объемных электростатических зарядов. Таким образом, невозможно, чтобы в отдельных областях плазмы число положительных зарядов резко отличалось от числа отрицательных. Напротив, средние значения концентрации (образованные в не очень малом объеме) зарядов обоих знаков в одном и том же месте должны быть примерно равными. Мы будем поэтому часто обозначать в дальнейшем число положительных зарядов в единице объема N_+ и число отрицательных зарядов в единице объема N_- общим символом N :

$$N_+ \approx N_- \approx N \quad (1,1)$$

$$|N_+ - N_-| \ll N. \quad (1,1a)$$

При этом, конечно, N может быть функцией пространства и времени. Свойство плазмы не образовывать сколько-нибудь значительных действующих объемных зарядов, выраженное уравнениями (1,1), мы

назовем, следуя Шоттки, квазинейтральностью. В этом же смысле и по тем же причинам, что и плазма, квазинейтральны концентрированные жидкие электролиты; также металл с его электронным газом, пространственный заряд которого компенсируется зарядом ионной решетки, есть род квазинейтральной плазмы.

Мы можем определить плазму как квазинейтральное состояние, считая, что возможны лишь незначительные в процентном отношении различия между концентрациями зарядов обоих знаков.

При минимальной концентрации ионов $10^9 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$ в лабораторных опытах можно, согласно этому определению, рассматривать газ как «плазму». В больших ионизированных областях условие квазинейтральности с необходимостью выполняется уже при много меньших концентрациях. Так как, согласно уравнению Пуассона, поля, создаваемые пространственными зарядами, линейно возрастают с геометрическим расширением области объемных зарядов, то в очень больших ионизированных областях возможно существование лишь очень малых эффективных пространственных зарядов. Поэтому в ионосфере земли, простирающейся на многокилометровую толщину, для которой $N \approx 10^6 \text{ см}^{-3}$, условия квазинейтральности выполняются еще более строго, чем это дается неравенством (1,1а), т. е. различия в концентрациях $|N_+ - N_-|$ на много порядков меньше, чем 10^6 см^{-3} . В лабораторных условиях концентрация 10^6 см^{-3} может быть осуществлена в очень небольшом объеме, скажем в ионизационной камере, для заряда одного знака; в этом случае уже нельзя говорить о плазме.

Для того чтобы поддерживать на одном и том же уровне степень ионизации плазмы, необходимо восполнять потери носителей заряда. Эти последние возникают за счет рекомбинации зарядов противоположных знаков, а также благодаря диффузии носителей в области, бедные зарядом. Потери на диффузию растут линейно с концентрацией, потери на рекомбинацию растут по крайней мере квадратично с концентрацией. Для того чтобы достичь высокой степени ионизации, необходимо прежде всего поддерживать на низком уровне рекомбинацию носителей. Это возможно при низких давлениях, так как коэффициент рекомбинации пропорционален здесь давлению и потому невелик. Коэффициент рекомбинации электронов с положительными ионами, согласно имеющимся далеко не полным сведениям, значительно меньше коэффициента рекомбинации отрицательных ионов с положительными ^{463, 323, 344 1)}. Поэтому типичные плазмы с высокой степенью ионизации возникают прежде всего в чистых благородных газах или парах металла при низких давлениях (10^{-3} до 1 тора), где вероятность образования отрицательного иона (присоединение ^{344, 17, 18, 19, 20, 480, 451, 118, 325, 34, 327, 491, 492, 216} электрона к нейтральному атому) меньше всего ²⁾. В небла-

¹⁾ В новейших работах ^{335, 360, 361, 363, 266, 167, 337, 336, 263, 152} имеются цифровые данные относительно рекомбинации.

²⁾ Одноатомные газы! Энергия вращения и колебания молекул равна нулю.

городных газах существуют типичные плазмы, например, в дуговых разрядах, в которых газ нагревается до столь большой температуры, что опять-таки можно пренебречь отрицательными ионами. Это можно сделать потому, что отрицательные ионы, обладающие малой энергией связи, распадаются тотчас же при высокой температуре дуги на электрон и нейтральный атом⁴³³. Из отрицательных зарядов плазмы принято учитывать лишь свободные электроны, пренебрегая вообще отрицательными ионами. В большей части нашего изложения это положение нами принимается; необходимо, однако, заметить, что ряд цитированных работ указывает на присутствие в плазме большого числа отрицательных ионов, которое при некоторых обстоятельствах может даже превосходить число свободных электронов (загрязнения, как HgH^- ?). Можно оспаривать факт существования отрицательных ионов в таком количестве, так как большинство свойств плазмы (проводимость, работа выхода, силы сцепления, колебания плазмы, диэлектрические и магнитные свойства, оптическое поведение и пр.) практически определяется содержанием свободных электронов; поэтому, если удалить из плазмы отрицательные ионы и (для того чтобы сохранить условия квазинейтральности) соответствующее число положительных ионов, то свойства плазмы качественно и даже количественно не изменятся. Только если число отрицательных ионов превосходит по порядку величины число свободных электронов (возможно, что такое положение имеет место в нижних ионизированных слоях ионосферы), отрицательные ионы могут стать определяющими для свойств плазмы.

Плазма похожа как на металл, так и на электролит. Она похожа на металл в том отношении, что в обоих случаях большее или меньшее число подвижных электронов заполняет пространство, в котором электростатические действия этих электронов уничтожаются действием положительных ионов той же концентрации. Правда, ионы плазмы не образуют правильной решетки, как ионы металла; однако, вследствие своей большей массы (по сравнению с массой электрона) по отношению к быстрым процессам ионы плазмы могут рассматриваться как неподвижные. «Решетка» положительных ионов представляет собой статистически беспорядочную систему. Кроме того, концентрации носителей заряда столь малы, а средняя кинетическая энергия столь велика, что вырождение электронного газа не имеет места. Следует заметить, что явления, связанные с вырождением электронного газа, никогда не играли роли при разряде и вряд ли будут когда-либо иметь для него значение, так как необходимые для возникновения этих явлений концентрации не могут быть достигнуты даже в разряде при высоких давлениях¹⁾. Кинематические взаимодействия частиц плазмы по этим причинам трактуются, за одним исключением (сравни конец раздела IV), классически (сравни раздел II и IV). Плазма, таким образом, похожа на старую классическую модель металлического состояния (см. раздел III). Упомянутое выше сход-

¹⁾ Hg 1 000 ат, 10 А и более дало бы температуру плазмы порядка величин, при которых вырождение играет роль.

ство плазмы с электролитом основывается на том, что носители зарядов обоих знаков, находящиеся примерно в одинаковых концентрациях, движутся в среде с трением, а именно, во всегда имеющемся нейтральном газе. При этом электростатическое взаимодействие носителей заряда столь велико, что наступают явления, известные из теории сильных электролитов Дебая-Гюккеля¹⁾.

Электростатическая связь между положительными и отрицательными зарядами выражается в плазме своеобразно, например, при диффузионных процессах. Если концентрация N в плазме (у которой в соответствии с (1,1) $N_+ \approx N_- \approx N$) зависит от точки пространства, причем вследствие условия квазинейтральности одинаковым образом для положительных и отрицательных частиц, то выравнивание концентраций носителей заряда наступает потому, что частицы из областей с высокой концентрацией диффундируют в области с низкой концентрацией.

Коэффициент диффузии для отрицательных и положительных частиц, вообще говоря, не одинаков; особенно велико это различие, если отрицательные частицы представляют собой электроны. Последнее предположение мы примем. При одинаковом падении концентрации для положительных и отрицательных частиц частицы с большим коэффициентом диффузии (в нашем случае электроны) диффундируют вначале быстрее. Благодаря забеганию электронов вперед возникают небольшие в процентном отношении различия в концентрациях ионов и электронов: в местах высокой концентрации преобладают оставшиеся положительные ионы, в местах низкой концентрации — забежавшие вперед электроны. Таким образом, возникают объемные заряды, благодаря чему создается поле такого направления, которое препятствует движению слишком быстро диффундирующих электронов и убыстряет медленно диффундирующие ионы. До тех пор пока еще возможно более быстрое движение электронов, чем ионов (несмотря на существование тормозящего поля), пространственные заряды, а вместе с ними и тормозящее поле будут усиливаться. Стационарное состояние наступит тогда, когда тормозящее поле достигнет величины, уравнивающей диффузию электронов и ионов от областей высокой к областям низкой концентрации. Как показал Шоттки^{473, 474, 475}, это выравнивание носителей заряда спонтанно

¹⁾ Сравни раздел VIII, е. В этой связи интересно отметить, что от известной электролитической проводимости, например, проводимости слабых водных растворов в поваренной соли, существует непрерывный переход к проводимости плазмы газового разряда. Если нагреть правильное количество раствора соли выше критической температуры (раствор помещается в сосуд, выдерживающий давление) так, чтобы жидкость непрерывно переходила из жидкого в газообразное состояние, то и в газовой фазе часть соли остается в растворенном и диссоциированном состоянии. Таким образом, электролитическая проводимость жидкой фазы непрерывно переходит в газовую проводимость 197, 198, 181, 261, 262. Если пропускать через этот «газообразный электролит» сильные токи, то начинается увеличение числа ионов посредством ионизации ударом, что приводит в конце концов к самостоятельному газовому разряду. При этом переходе стирается резкая граница между электролитической проводимостью и проводимостью в плазме газового разряда.

образующимися полями происходит согласно обычным законам диффузии со скоростью, одинаковой для носителей положительных и отрицательных. Иначе говоря, существует общий коэффициент диффузии D_a , называемый амбиполярным (ambipolar), который образовывается из коэффициентов диффузии для носителей обоих знаков D_+ и D_- как среднее в отношении подвижностей носителей b_+ и b_- :

$$D_a = \frac{D_- b_+ + D_+ b_-}{b_+ + b_-}. \quad (1,2)$$

Некоторые следствия будут рассмотрены ниже.

Для дальнейшего обсуждения общих свойств плазмы примем для большей наглядности, что плазма образовывается газовым разрядом

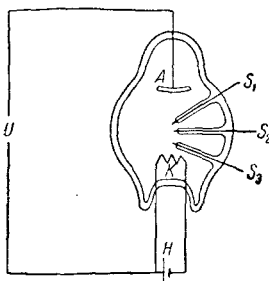


Рис. 1. Разрядная трубка низкого давления с тремя зондами

в установке, показанной на рис. 1. K — катод, накаливаемый батареей H , и A — анод. Оба электрода находятся в достаточно широком разрядном пространстве примерно сферической формы; таким образом, стенки максимально удалены от области между электродами. Разрядное пространство наполнено парами Hg или благородным газом при давлении от 10^{-2} до 10^{-1} тор; при помощи батареи U можно поддерживать разряд, который при токе в 1 А требует напряжения зажигания между K и A порядка 5—15 В. При этом в разрядном пространстве образуется плазма, которая заполняет весь сосуд с плотностью ионизации,

непрерывно уменьшающейся к стенкам. Помещая внутрь плазмы маленькие электроды, так называемые зонды, $S_1, \dots, S_3$, и измеряя при помощи электрометра напряжение между ними, можно показать, что внутри плазмы действительно не существует значительных разностей потенциалов. В описанной установке разности потенциалов между зондами достигают только нескольких десятых вольта. Более подробное исследование показывает, что все падение потенциала между катодом и анодом (5—15 В) происходит почти полностью в непосредственной близости от электродов, главным образом, вблизи катода. Если же отвлечься от этих «областей возмущения», то сама плазма во всех своих точках имеет практически одинаковый потенциал. Потенциал, измеренный при помощи изоли-

1) Вывод: приравняем плотности потока частиц обоих знаков $n_+ = n_- = n$. Каждый поток есть сумма диффузионного тока и тока, созданного полем:

$$\begin{aligned} n_+ &= +b_+ N_+ E - D_+ \text{grad } N_+ = +b_+ N E - D_+ \text{grad } N = n, \\ n_- &= -b_- N_- E - D_- \text{grad } N_- = -b_- N E - D_- \text{grad } N = n. \end{aligned}$$

Исключая из этих уравнений E , находим

$$n = - \frac{D_- b_+ + D_+ b_-}{b_+ + b_-} \text{grad } N,$$

откуда и следует (1,3)

рованного зонда, нельзя приравнивать истинному потенциалу плазмы в области, окружающей зонд. Между плазмой и зондом образуется «контактная разность потенциалов» в том смысле, что зонд заряжен на несколько вольт отрицательнее плазмы. При погружении изолированного зонда в плазму он окружается электронами и положительными ионами; так как из изолированного зонда не вытекает какой бы то ни было ток, то зонд должен принять такой потенциал, чтобы к нему в среднем подходило одинаковое число положительных электронов и ионов. Мы знаем, что концентрации положительных ионов и электронов в плазме примерно равны; вследствие различия в массах ионов и электронов скорости электронов, разумеется, превосходят в значительной степени скорости ионов. Поэтому в зонд, принявший потенциал плазмы, электроны будут попадать гораздо чаще, чем ионы. Так как зонд, будучи изолированным, не может отвести этот избыток электронов, то он начнет заряжаться отрицательно. Этот отрицательный заряд будет увеличиваться до тех пор, пока зонд не начнет отталкивать большую часть налетающего на него из плазмы электронов. Зонд будет достигаться лишь наиболее быстрыми электронами плазмы. Возникшее уменьшение притока электронов продолжается до установления состояния, при котором притоки ионов и электронов равны; потенциал этого состояния и принимают изолированные зонды. Ниже приводится точная величина контактного потенциала зонда в плазме.

Лэнгмюр и его сотрудники^{292, 293, 294, 299, 295, 300, 301, 302, 304, 306, 307, 298, 523} указали путь, следуя которому можно не только установить истинное значение потенциала плазмы, но и найти большинство величин, характеризующих плазму. Хотя этот метод и был изложен неоднократно в ряде монографий¹²³, мы должны кратко остановиться здесь на нем для того, чтобы ввести ряд понятий, о которых в дальнейшем будет идти речь.

В методе Лэнгмюра измеряется не потенциал зонда; между зондом и катодом накладывается переменное напряжение U_S и измеряется протекающий через зонд ток i_S . Схема измерения дана на рис. 2. Зондовая характеристика $i_S = f(U_S)$ позволяет сделать далеко идущие заключения о структуре плазмы. Если зонд заряжен сильно отрицательно по отношению к потенциалу плазмы U_p , существующему в области местонахождения зонда («объемный потенциал»), то он отталкивает от себя все электроны и отрицательные ионы (последних мы, впрочем, рассматривать не будем); на зонд поступают лишь положительные ионы. Ток положительных ионов имеет направление плазма—зонд (рис. 3, левая часть). Пусть потенциал зонда становится более положительным, оставаясь все еще отрицательным по отношению к пространственному потенциалу; тогда наиболее быстрые электроны уже могут достигнуть зонда. Таким образом, возникает электронный приток в зонд, который, накладываясь на существующий поток ионов, уменьшает суммарный ток (рис. 3, средняя часть). Когда напряжение достигает такой величины, при которой ионный и электронный токи равны, суммарный ток прекращается; это значение напряжения U_0 принимает изолированный зонд.

Величина U_0 , как было показано выше, все еще отрицательна по отношению к объемному потенциалу U_p . При дальнейшем изменении потенциала зонда в сторону положительных величин до значения U_p зонд продолжает отталкивать электроны. Несмотря на это, приток электронов к зонду при значениях напряжения $U_0 < U_S < U_p$ уже больше ионного тока. Поэтому суммарный ток, начиная от U_0 , имеет направление зонд — плазма. Только когда U_S становится больше пространственного потенциала U_p , зонд начинает притягивать электроны. Законы этого притяжения иные, чем законы отталкивания; поэтому ход зондовой характеристики при $U_S = U_p$ изменяется довольно резко. Как показывает рис. 3, кривая $i_S(U)$ терпит изгиб. Точка перегиба кривой устанавливает значение объемного потенциала U_p ¹⁾. Этим определяется и контактная разность потенциалов $\Delta U = U_0 - U_p$, о которой шла речь выше.

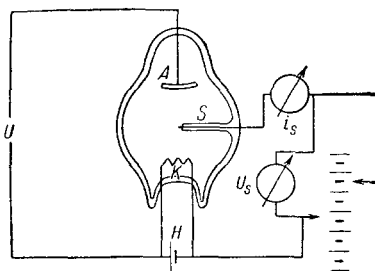


Рис. 2. Прибор для снятия зондовой характеристики

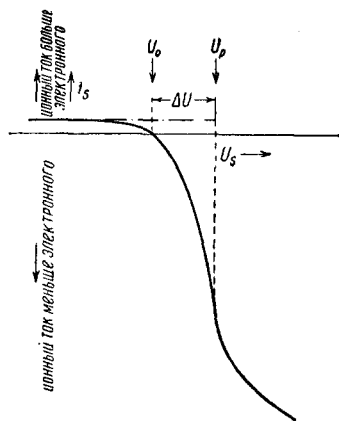


Рис. 3. Пример зондовой характеристики

Из зондовой характеристики в области отталкивания электронов можно получить посредством дифференцирования²⁾ распределение скоростей электронов в плазме; принцип этого метода совпадает с известным методом анализа скоростей фотоэлектронов при помощи противодействующего поля. Эти исследования приводят к изумительному результату. Оказывается, что электроны плазмы с зачастую удивительной точностью удовлетворяют распределению скоростей Максвелла. Можно сказать, что распределение скоростей Максвелла для электронов плазмы в большей степени подтверждено экспериментом, чем это имеет место для молекул обычного нейтрального газа.

¹⁾ Лэнгмюром был предложен еще один точный опыт, основой которого служат закономерности притяжения электронов зондом (при $U_S > U_p$). Изложение этого опыта завело бы нас слишком далеко в физику разряда¹²⁹.

²⁾ Установку, при помощи которой это дифференцирование производится автоматически, см. в статьях Слоана и Грегора⁴⁸² и Ван-Горкума¹⁷³; улучшение способа получения зондовой характеристики см. у Германа²¹¹. Исследование о влиянии на измерения быстропеременного напряжения на зонде см. у Ван-Беркеля³¹; измерение быстропеременных разрядов — у Коха^{248, 249}.

Максвелловское распределение скоростей электронов есть первое указание на интенсивное взаимодействие электронов всей плазмы; ведь распределение Максвелла есть равновесное распределение в газе, находящемся в полном тепловом равновесии.

Соответствующая этому распределению температура, так называемая «температура электронов» T_- , имеет в описанной выше установке значение большее по порядку величины температуры нейтрального газа, в котором происходит разряд. При низких давлениях T_- может доходить до $80\,000^\circ$ (средняя кинетическая энергия одного электрона ≈ 10 eV) при температуре нейтрального газа порядка комнатной. В остальном устанавливаемая температура электронов сильно зависит от условий разряда¹⁾. Здесь имеет место удивительный единственный случай, когда два полностью перемешанных газа — нейтральный газ и электронный газ — одновременно и в одном и том же месте обладают совершенно различными температурами. Такую плазму мы будем для краткости называть не изотермической, в отличие от изотермических²⁾ плазм, в которых все компоненты плазмы (Plasmapartner) находятся при одной и той же температуре.

После того как найдена при помощи измерений зондом скорость электронов, можно определить концентрацию электронов N из значений тока, протекающего через зонд. Зонд не притягивает и не отталкивает электроны в том случае, когда напряжение зонда U_S равно потенциалу плазмы U_p . При этом условии электроны наталкиваются на зонд с тепловыми скоростями. Число частиц n , ударяющихся об единицу поверхности зонда в единицу времени, можно найти по формуле кинетической теории газов

$$n = \frac{Nw}{4},$$

где w — средняя тепловая скорость, равная $\sqrt{\frac{8kT_-}{m}}$. Значение T_- известно, n находится измерением плотности тока, протекающего через зонд при $U_S = U_p$, как частное $\frac{j}{e}$. Из приведенной формулы можно, таким образом, вычислить концентрацию электронов N .

Зонд (проволока диаметра d), заряженный сильно отрицательно по сравнению с плазмой, отталкивает от себя электроны и отрицательные ионы. Около зонда создается слой пространственного заряда, образованного положительными ионами. Действие отрицательных зарядов зонда на далеко лежащие области сводится этим слоем положительных зарядов на-нет. Слой ионов должен быть такой

1) См. также сноску 1 на стр. 206. Измерение устанавливаемой температуры электронов см. у Энгеля и Штеенбека¹²⁴.

2) Термины изотермический и неизотермический выбраны, пожалуй, неудачно, так как в термодинамике эти понятия определяют характер изменения состояния, а в нашем случае характер равновесного состояния. Эти термины встречаются в литературе довольно часто; новых столь же кратких терминов не предложено. Мы поэтому будем пользоваться этими понятиями в смысле определений, данных в тексте.

толщины (внешний диаметр a), чтобы в нем содержалось количество положительного электричества, равное отрицательному заряду зонда. Тогда вне слоя находится невозмущенная (в первом приближении) плазма, на которую зонд не оказывает никакого электростатического действия¹⁾. Поэтому, собственно говоря, неверно утверждение, что отрицательный зонд вытаскивает из плазмы положительные ионы. Ионы достигают внешней границы зоны пространственного заряда со своими присущими данной плазме скоростями; здесь эти ионы попадают в сферу действия отрицательных зарядов зонда и притягиваются к последнему. Ток положительных ионов по направлению к отрицательному зонду является поэтому диффузионным током плотности

$$j_+ = e \frac{N\omega_+}{4}, \quad (1,3)$$

где ω_+ — средняя скорость неупорядоченных ионов в плазме. Суммарный ионный ток, притекающий к зонду, зависит от напряжения на зонде U_S лишь в той мере, в какой это напряжение меняет объем слоя пространственного заряда. Толщина $s = \frac{1}{2}(a - d)$ слоя пространственных зарядов может быть рассчитана, во всяком случае для $s \ll d$, из закона Лэнгмюра-Чайльда

$$j_+ = \frac{1}{9\pi} \sqrt{\frac{2e}{M}} \frac{(U_p - U_S)^{\frac{3}{2}}}{s^2}. \quad (1,4)$$

В случае достаточно высоких плотностей плазмы N [когда по (1,3) j_+ велико и, следовательно, s — мало] объем слоя пространственных зарядов незначительно больше объема зонда. Если так, то приток ионов к зонду практически не зависит от напряжения на зонде до тех пор, пока зонд отрицателен по отношению к окружающей его плазме. Поэтому левая часть зондовой характеристики, где зонд отрицателен настолько, чтобы полностью отклонить приток электронов к себе, примерно горизонтальна. Электронный ток, образующийся при менее отрицательных зондах, может быть достаточно отчетливо отграничен от показанного пунктиром на рис. 3 экстраполированного хода ионного тока. Вследствие этого возможно разложение суммарного тока на ионную и электронную части.

Все эти рассуждения справедливы, вообще говоря, лишь при низком давлении нейтрального газа — длина свободного пробега

¹⁾ В общем случае слой столь тонок, что не может наблюдаться на опыте. При специальных условиях опыта [малая концентрация ионов в плазме, сильно отрицательное напряжение на зонде, см. уравнение (1,4)] толщина слоя достаточна для его обнаружения; слой выделяется из светящейся плазмы в виде темной зоны. Этот слой темнеет потому, что все электроны из него ушли и поэтому невозможно свечение возбуждения. Наоборот, у положительного зонда образуется светящийся слой — отрицательный объемный заряд, состоящий из электронов, притягиваемых зондом, а потому обладающих большими, чем обычно, ускорениями. Подобные облака пространственных зарядов образуются около зондов в сильно разбавленных электролитах.

весьма велика по сравнению с толщиной слоя s . Только в этом случае возможно использование уравнения (1,4), строго применимого лишь для высокого вакуума. Столкновения внутри слоя не только нарушают закон свободного случая, лежащий в основе вывода (1,4), но и ведут к ионизации, благодаря чему влияют на устанавливающееся равновесие пространственного заряда¹⁾.

В случае, если в плазме нет отрицательных ионов, а есть лишь положительные ионы и электроны, то измерения зондом дают весьма полное описание плазмы. Мы уже определили выше скорость электронов (соответственно T_-) и концентрацию электронов N . На основании условия квазинейтральности нам известна также концентрация положительных ионов — она также равна N . Измеряя ионный ток j_+ , можно при помощи уравнения (1,3) найти среднюю скорость неупорядоченных ионов w_+ . По формуле $w_+ = \sqrt{\frac{8kT_+}{\pi M}}$ находится «температура ионов», распределение скоростей ионов не должно, однако, совпадать с максвелловским распределением. Подобное вычисление ведет во многих случаях²⁾ к невозможно большим величинам средней кинетической энергии ионов, которую (см. раздел II) никак нельзя принимать большей средней «тепловой» энергии электронов.

Для того чтобы объяснить величину наблюдаемых токов положительных ионов, необходимо принять, что концентрация положительных ионов, в этих случаях много больше концентрации электронов. Условие квазинейтральности заставляет предположить, что в плазме, даже в случае металлических паров и благородных газов, имеется большое количество отрицательных ионов. В действительности анализы частиц плазмы преимущественно методом канальных лучей указывают на присутствие отрицательных ионов. Непосредственное определение числа отрицательных ионов^{334, 500, 374} (а, следовательно, и числа добавочных положительных ионов) в плазме методом, аналогичным методу зонда, пока что невозможно. Однако, это несущественно для большинства свойств плазмы, определяющихся преимущественно содержанием в плазме свободных электронов.

Контактный потенциал ΔU между плазмой и изолированным зондом определяется равенством электронного тока ионному. Электронный ток меньше притока электронов к зонду, находящемуся при потенциале плазмы $\frac{Nw_-}{4} = \frac{N}{4} \sqrt{\frac{8kT_-}{\pi m}}$, в число раз, равное фак-

1) Измерение зондами многократно производилось при высоких давлениях, где эти предположения не выполняются. В качестве примеров укажем на работы Ноттингэма³⁷⁷, Зибольда⁴⁷⁶, Мезона³⁴³, Фрагштейна и Аридта¹⁵⁷, Мьера⁵⁷⁶, в которых исследовалась дуга, горящая в свободной атмосфере, Ньюмена³⁷³, Зоммермейера⁴⁹⁰ и Боргниса⁴⁰, которые исследовали частью экспериментально, частью теоретически явления разряда при незначительных давлениях. См. также работы Грановского, Клярфельда и Фабриканта^{177, 178}.

2) См. например, Кёммник²⁵²; на избыток положительных ионов уже ранее указывали Лэнгмюр и Мотт-Смит³⁰⁵, Комптон, Турнер и Мак-Карди⁶⁴. О необходимости учета отрицательных ионов см. стр. 194.

тору Больцмана $e^{-\frac{e\Delta U}{kT_-}}$. Ионный ток сохраняет значение

$$\frac{Nw_+}{4} = \frac{N}{4} \sqrt{\frac{8kT_+}{\pi M}}.$$

Из уравнения

$$\frac{N}{4} \sqrt{\frac{8kT_-}{\pi m}} e^{-\frac{e\Delta U}{kT_-}} = \frac{N}{4} \sqrt{\frac{8kT_+}{\pi M}}$$

находят контактный потенциал

$$\Delta U = \frac{kT_-}{2e} \ln \frac{T_- M}{T_+ m}.$$

Зонды Лэнгмюра применялись в очень большом числе работ как вспомогательное средство для изучения разряда. Одно лишь перечисление всех этих работ заставило бы нас выйти за рамки данной статьи. Мы укажем поэтому лишь на некоторые работы, либо расширяющие этот метод^{421, 493, 101, 206}, либо критикующие и указывающие пределы его применимости^{115, 58, 82, 81, 76, 449, 471, 260}, наконец, работы, в которых те же результаты получены при помощи зондов иными путями^{174, 364, 234, 378 1)}.

В разрядах в газах при высоком давлении, в противоположность только что рассмотренному случаю неизотермической плазмы разряда при низком давлении, температуры электронов и других компонент плазмы мало отличаются друг от друга (основание этого обстоятельства см. раздел II). Так, например, плазмы ртутной лампы высокого давления ($p \approx 25 \text{ ат}$) и обычной дуги, горящей в воздухе атмосферы, в значительной степени изотермичны, т. е. между наивысшей, встречающейся в плазме, температурой электронов T_- и наинизшей температурой нейтрального газа T_0 имеется лишь незначительная процентная разница²⁾. Определение температуры нейтрального газа проводилось многими методами³⁾. Измерения показывают, что температура нейтрального газа находится в резкой зависимости от внешних условий охлаждения⁴⁾ и лежит для дуги в воздухе в интервале 5 000—18 000°. Определение температуры электронов

1) Предшественником современного метода зонда является Брокман⁵⁷.

2) Так, например, Манникopf³⁴¹ считает, что в дуге, горящей в воздухе, разность $T_- - T_0$ меньше 20° при температуре дуги порядка 6 000—8 000°. Мезон (устное сообщение) считает на основании новых измерений, проведенных им в Утрехтском институте, что это различие значительно больше.

3) Относительно обзора работ по оптическим определениям температуры сравнением интенсивности линий и полос см. литературу, п. п. 209, 309, 310, 502, 130, 272, 245, 125—127, 408, 29. Обзор других опытов см. п. п. 395, 388, 390, 387, 393, 385, 389, 392, 394, 224, 546, 321, 322. Кроме того, можно назвать работы Рихтера⁴²³ и Энгеля и Штеенбека^{126, 128}, а также¹²⁰ (там дан подробный обзор старых работ).

4) Влияние охлаждения лежит в направлении, кажущемся на первый взгляд парадоксальным. При малом охлаждении в дуге имеют место относительно низкие температуры (широкая дуга); при интенсивном охлаждении дуга образует горячую (тонкую) токовую нить. См. об этом у Кирштейна и Копельмана²⁴².

производится, смотря по обстоятельствам, при помощи зондов (см. о подобных работах сноску 1 на стр. 201) или также спектроскопически; об этом будет подробнее сказано в разделах VII и VIII. Весьма важное указание на далеко идущую изотермию такой дуги высокого давления дает тот факт, что электрическое поведение ее как в стационарном состоянии^{396, 126, 223}, так и при динамических изменениях^{128, 507, 479a} хорошо объясняется предположением о равновесии степени ионизации (а, следовательно, и проводимости газа) с существующей температурой газа («тепловая ионизация» газа, см. раздел VIII, а).

В формулах Эггерта и Шаха для изотермической ионизации, вычисленных из условия равновесия химической диссоциации (которая происходит по реакции нейтральный атом + работа ионизации = ион + электрон), давления электронного газа и ионного газа совершенно равнозначны давлению других компонент плазмы; сумма парциальных давлений частиц всех родов равна суммарному давлению, под которым находится газ. Следует заметить, что то же самое можно обосновать и для неизотермической плазмы⁵⁷⁷. Вернемся к расчету, проделанному при выводе (1, 2). Имеется падение концентрации, в направлении которого диффундируют положительные и отрицательные частицы; плотности потока частиц равны между собой и равны $n = -D_a \text{grad } N$, где D_a — амбиполярный (ambipolar) коэффициент диффузии. Частицы передвигаются через нейтральный газ с трением и потому действуют на единицу объема газа с силой $n(\rho_+ + \rho_-)$. Здесь ρ_+ и ρ_- — коэффициенты трения, определяющие величину силы трения, действующей на частицу, движущуюся с единичной скоростью в нейтральном газе. Таким образом, в стационарном случае в нейтральном газе, благодаря падению нейтрального давления p_0 , должна возникнуть гидродинамическая сила, равная по абсолютной величине и противоположная по знаку силе трения

$$n(\rho_+ + \rho_-) = -D_a(\rho_+ + \rho_-) \text{grad } N,$$

переносимой ионами. Из уравнения

$$\text{grad } p_0 = -D_a(\rho_+ + \rho_-)$$

находим интегрированием

$$p_0 + D_a(\rho_+ + \rho_-) N = \text{const.}$$

Коэффициент трения $\rho = \frac{e}{b}$; для каждого сорта частиц справедливо соотношение Тоунсенда³⁶⁹

$$\frac{D}{b} = \frac{kT}{e}.$$

Принимая во внимание эти соотношения и подставляя вместо D_a его значение, согласно формуле (1, 2), находим

$$p_0 + NkT_- + NkT_+ = \text{const.}$$

Таблица 1
Характерные данные для часто встречающихся типичных плазм

№	Газ	Встречается в следующих случаях:	Давление	Разряд- ный ток в см	Протя- женность в см	Концентра- ция элект- ронов в см ⁻³	Темпера- тура элект- ронов в °К	Темпера- тура ионов в °К	Темпера- тура нейтраль- ного газа в °К
I	Пары ртути	Разряд при низких давлениях. Накаливае- мый катод	$5 \cdot 10^{-3}$ тор	$\approx 0,1$	Шар $\varnothing$ 15	$1 \cdot 10^{10}$	30 000	1 000 ?	300
II	Воздух	Слой Хэвисайда	$\approx 1 \cdot 10^{-2}$ тор ¹⁾	—	$> 10^6$	$\approx 10^{11}$	≈ 250	≈ 250	≈ 250
III	Пары ртути	Ртутный выпрямитель	$5 \cdot 10^{-2}$ тор	50—100	Трубка $\varnothing$ 6	$1 \cdot 10^{13}$	15 000	1 500 ?	425
IV	Неон	Рекламная неоновая трубка	1—5 тор ¹⁾	≈ 1	Трубка $\varnothing$ 2	$5 \cdot 10^{12}$	25 000	1 500 ?	400
V	Воздух	Дуга в воздухе	1 ат	≈ 10	Колонки $\varnothing$ 1	$1 \cdot 10^{14}$	$\approx 6 500$	$\approx 6 500$	$\approx 6 500$
VI	Пары ртути	Нормальная ртутная лампа	1 ат	≈ 5	Колонки $\varnothing$ 0,5	$1 \cdot 10^{15}$	$\approx 6 500$	$\approx 6 500$	$\approx 6 500$
VII	Пары ртути	Ртутная лампа высо- кого давления	10 ат	≈ 5	Колонки $\varnothing$ 0,2	$1 \cdot 10^{16}$	$\approx 7 500$	$\approx 7 500$	$\approx 7 500$
VIII	Пары ртути	Ртутная лампа наи- более высокого давле- ния	100 ат	≈ 2	Колонки $\varnothing$ 0,2 Колонки $\varnothing$ 0,2	$1 \cdot 10^{17}$ $1 \cdot 10^{17}$	$\approx 7 500$ $\approx 8 000$	$\approx 7 500$ $\approx 8 000$	$\approx 7 500$ $\approx 8 000$

1) В следующих таблицах давление для плазмы II будем считать равным $1 \cdot 10^{-2}$ тор и для плазмы IV — 1 тор.

Так как NkT_- и NkT_+ суть парциальные давления электронного и ионного газов, то последнее равенство представляет собой закон постоянства суммы парциальных давлений в стационарном процессе и для неизотермической плазмы. Особенно значительным может быть давление электронного газа в плазме низкого давления благодаря имеющим там место высоким температурам электронов.

Т а б л и ц а 2

Обзор числовых значений некоторых величин, характеризующих плазму, об измерении и вычислении которых говорилось в разделе I

№ плазмы по табл. 1	Парциальное давление ¹⁾ в торах	Контактное напряжение [ур-ие (1,5)] в В	Плотность тока неупорядоченных электронов $(e \frac{Nw_-}{4})^3$ А/см ²	Плотность тока неупорядоченных ионов $(e \frac{Nw_+}{4})$, [ур-ие (1,3)], А/см ²	Толщина слоя пространственного заряда. Зонд на 20 В отрицательнее плазмы [ур-ие (1,4)], в см	Длина свободного пробега газовых молекул (и ионов)
I	$3,1 \cdot 10^{-5}$	-20,9	$4,3 \cdot 10^{-2}$	$1,3 \cdot 10^{-5}$	0,16	0,363
II	$2,6 \cdot 10^{-11}$	- 0,12	$4 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-9}$	21,2 ⁴⁾	0,423
III	$1,6 \cdot 10^{-2}$ 2)	- 9,7	30	$1,6 \cdot 10^{-2}$	$4,7 \cdot 10^{-3}$	$5,15 \cdot 10^{-2}$
IV	$1,3 \cdot 10^{-2}$	-14,4	19	$2,3 \cdot 10^{-2}$	$6,9 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{-3}$
V	$6,7 \cdot 10^{-2}$	- 3,05	$2 \cdot 10^2$	0,85	$1 \cdot 10^{-3}$ 4)	$1,5 \cdot 10^{-4}$
VI	$6,7 \cdot 10^{-1}$	- 3,58	$2 \cdot 10^3$	3,3	$3 \cdot 10^{-4}$ 4)	$5,2 \cdot 10^{-5}$
VII	7,5	- 4,13	$2,1 \cdot 10^4$	34	$1 \cdot 10^{-4}$ 4)	$6 \cdot 10^{-6}$
VIII	82	- 4,37	$2,2 \cdot 10^5$	360	$3 \cdot 10^{-5}$ 4)	$6 \cdot 10^{-7}$

1) Равное NkT_- ; для перечисления в торы помножить на $\frac{1}{981 \cdot 1,36}$.

2) Порядка суммарного давления.

3) См. текст стр. 199.

4) Значительно больше длины свободного пробега. Противоречит посылкам вывода. Правильные измерения при помощи зонда здесь невозможны в принципе.

Считают, что величина электронного давления объясняет (Тонкс⁵¹⁷) большие механические силы в виде реакционных давлений между катодом и плазмой^{503, 482}. Эти силы особенно значительны потому, что у катода велика не только энергия электронов $\approx kT_-$ (ускорение в области катодного падения!), но также и плотность электронов.

II. ОБМЕН ЭНЕРГИЕЙ КОМПОНЕНТ ПЛАЗМЫ ПРИ КУЛОНОВОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ; МИКРОПОЛЕ; ДЛИНА РЕЛАКСАЦИИ

Факты, изложенные в предыдущем разделе, а именно существование определенной температуры электронов, которая в неизотермической плазме может отличаться по порядку величины от температуры других компонент плазмы, весьма нетрудно объяснить качественно (см., например, М. Штеенбек⁴⁹⁶, В. Уитерховен⁵³⁰, К. Зоммермейер⁴⁸⁷). Несмотря на то что внешнее электрическое поле, которое

создается напряжением, наложенным на электроды, с одинаковой силой действует как на электроны, так и на ионы, энергия, сообщаемая полем в единицу времени электрону, много больше (в среднем в отношении $\sqrt{\frac{m_+}{m_-}}$) этой же величины для иона; это и понятно, так как более легкие электроны быстрее следуют этим силам, чем ионы. В стационарном случае электроны и ионы должны передавать сообщенную им мощность компонентам плазмы, обладающим меньшей энергией, — это прежде всего нейтральные молекулы газа. На основании закона импульса электрон при упругом соударении с атомом передает последнему лишь незначительную часть своей энергии; в самом благоприятном случае эта часть равна $\frac{4m_-}{M_0}$, т. е. $2 \cdot 10^{-3}$ у H_1 и $1 \cdot 10^{-5}$ у Hg . Поэтому в среднем кинетическая энергия электронов должна быть во столько раз больше энергии нейтрального газа, чтобы одной этой части было достаточно для передачи мощности, полученной электронами от поля. Неупругие, возбуждающие или ионизирующие соударения не влияют на высказанное положение; эти соударения совершаются столь редко, что все они вместе отнимают у электронов энергию того же порядка, что и потеря энергии при упругом ударе¹⁾. Напротив, ионы, обладающие большой массой, могут при одном ударе потерять всю свою энергию. Поэтому средняя кинетическая энергия ионов больше энергии нейтральной молекулы лишь на величину энергии, полученной ионом при последнем свободном пробеге²⁾.

Итак, средняя кинетическая энергия электронов может быть много больше энергии ионов и нейтральных атомов. Из рассмотренной простой картины следует также и то, что энергия электронов тем

¹⁾ В наших рассуждениях мы поступаем так, как будто бы внешнее электрическое поле при разряде есть величина заданная, в соответствии с которой устанавливается температура электронов. На самом деле условиями разряда задается температура электронов, которая должна создать число актов ионизации, достаточное для того, чтобы компенсировать потери носителей заряда на рекомбинацию и прежде всего на диффузию в места, бедные зарядом. Поле электродов устанавливается тогда на таком уровне, чтобы поддерживать температуру электронов, несмотря на потери благодаря соударениям. Этот факт, однако, для вопроса об отношении температур несуществен.

²⁾ Штеенбек⁴⁹⁶ указывает, что значительная часть энергии электрона может передаваться ионам благодаря существованию значительных кулоновых сил. Ионы передают энергию нейтральным атомам, причем процесс соударения допускает в этом случае интенсивный обмен энергиями. К. Зоммермейер⁴⁸⁸ указал на невозможность количественной трактовки процесса на основе такого механизма передачи энергии; при этом он ссылаясь на то, что проводимость (см. раздел III) не может быть в этом случае выражена обычным способом через подвижность, так как здесь учитывается взаимодействие только между электронами и нейтральными частицами. Зоммермейер ссылаясь на опыты Эленбааса. Однако, как раз последние работы Эленбааса (см. раздел III) показывают, что при больших концентрациях ионов обычное выражение подвижности не удовлетворяет опыту. Поэтому механизм перехода энергии по схеме электронный газ — ионный газ — нейтральный газ, предложенный Штеенбеком, несомненно имеет значение.

меньше превосходит энергию нейтральных атомов, чем больше соударений в единицу времени испытывают электроны с нейтральными молекулами газа, иначе говоря, чем больше давление газа, в котором происходит разряд. Так, плазма дуги, горящей в свободной атмосфере, почти изотермична¹⁾ (по условию 5 000—20 000°), в то время как в разряде в ртутных парах при давлении в несколько тысячных тора возможны температуры электронов порядка 60 000—80 000° при одновременно почти комнатной температуре газа. Несмотря на полное перемешивание газа, в этом случае имеет место очень плохой «тепловой контакт» между электронным газом, с одной стороны, и ионным и нейтральным газом, с другой.

Если число электронов в единице объема не мало по сравнению с числом молекул, то, как легко видеть, электроны плазмы обмениваются между собой энергией таким образом, что устанавливается максвелловское распределение скоростей. При «соударении» электрона с другим электроном один из них может передать другому всю свою кинетическую энергию; если частота соударений электронов с электронами в некоторой степени сравнима с частотой соударений электронов с нейтральными атомами (по крайней мере первая есть сотая или тысячная часть второй), то обмен энергиями по схеме электрон — электрон значительно больше, чем отдача энергии электроном нейтральному атому или иону. Взаимный обмен энергиями частичек газа, преодолевающий всяческие помехи, достаточен для того, чтобы для этих частиц установилось максвелловское распределение скоростей. При этих условиях имеет смысл говорить о «температуре» электронов, которая, естественно, имеет большие значения в соответствии с большой кинетической энергией электронов. Легко сообразить, что ионному газу можно приписать в какой-то степени определенную «температуру» лишь тогда, когда он изотермичен с нейтральным газом²⁾.

Эта, в качественном отношении такая простая, картина становится весьма смутной, если попытаться проследить количественно установление температуры электронов. В классическом выводе Максвелла достаточно уже небольшого числа соударений, чтобы частица, обладавшая необычно малой или необычно большой скоростью, приобрела значение средней скорости. Какое-либо возмущение макс-

1) Об изотермии атмосферного дугового разряда говорят, например, опыты Ориштейна и сотрудников, Энгеля и Штеенбека, Кириштейна и Копельмана и Лохте-Гольтгревен, которые судили об электронной температуре не по измерениям при помощи зонда, а по состояниям возбуждения и ионизации. Непосредственные измерения зондом (например, Мезон) указывают на возможность значительного различия в температурах электронного и нейтрального газа; однако, вследствие больших ошибок метода зонда, при рассматриваемых соотношениях (см. раздел I) эти различия нельзя определить точно. Дальнейшую разработку данного вопроса, а также вопроса о принципиальной необходимости существования температурной разницы между электронами и другими компонентами плазмы также и в «изотермической» плазме разряда, см. раздел IX, с.

2) О понятии температуры для неизотермической плазмы см. общий раздел IX, а.

велловского распределения скоростей уничтожается, таким образом, в течение малого промежутка времени, достаточного для того, чтобы все частицы претерпели несколько соударений. Проведение аналогичного рассмотрения для электронного газа плазмы наталкивается на невозможность определить для безгранично протяженных кулоновых силовых полей понятие, подобное «удару». Это без труда достигается для нейтральных частиц, потому что их поля убывают в высокой степени быстро. В случае кулоновых полей в формулы кинетической теории газов входят расходящиеся интегралы; при этом интегралы расходятся для больших расстояний между частицами. Это означает, что существенную роль играют «удары» на значительном расстоянии. При взаимодействии на больших расстояниях скорости частиц меняются незначительно как по абсолютной величине, так и по направлению. Значит, существенны те соударения, при которых вектор скорости изменяется лишь немного (Л. Ландау²⁸⁵). Можно было бы попробовать для грубой оценки определить «удар» как сближение электронов на малый отрезок p , при котором передается значительная часть (скажем половина) энергии kT_- (где T_- — температура электронов), и не принимать во внимание все остальные взаимодействия частиц. Тогда

$$\frac{e^2}{p} \approx \frac{1}{2} kT_-$$

и поперечное сечение удара

$$Q = p^2 \pi \approx \frac{4\pi e^4}{(kT_-)^2};$$

если число электронов в единице объема N , то длина свободного пробега определилась бы в этих предположениях как

$$\lambda \approx \frac{1}{NQ} = \frac{(kT_-)^2}{4\pi N e^4}.$$

Далее, аналогично кинетической теории газов, можно было бы ввести «длину релаксации» s , т. е. длину отрезка, который должен пролететь электрон, чтобы войти в максвелловское распределение; эта длина равна нескольким (примерно четырем) длинам свободного пробега, т. е.

$$s_1 \approx \frac{(kT_-)^2}{\pi N e^4} = \gamma_1 \frac{(kT_-)^2}{N e^4}. \quad (2,1)$$

Несомненно, что вычисленный таким образом отрезок s_1 достаточен для того, чтобы установилось максвелловское распределение; более того, несомненно, что для этого достаточен значительно более короткий отрезок. На самом деле установление равновесия происходит значительно быстрее, чем по (2,1). Так, например, Лэнгмюр и Мотт-Смит³⁰³ нашли для Hg-плазмы с $N=4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ и $T=36\,000^\circ$, что уже на расстоянии 3 см от возмущающего электрода, который вылавливал из плазмы все быстрые электроны, существует полное максвелловское распределение, правда, с более низкой температурой (уменьшение энергии из-за того, что удалились все

быстрые электроны!). Вычисления же по уравнению (2,1) дают для этих условий длину релаксации в несколько десятков тысяч сантиметров, что превосходит значение, данное на опыте, по крайней мере в тысячу раз.

Обмен энергией происходит не между двумя электронами, находящимися в особо близком соседстве; напротив, одновременно на каждый электрон действует совокупность всех остальных; по крайней мере следует говорить о действии на данный электрон большого числа его соседей. Мы должны исследовать изменение энергии одного заряда электрическим полем плазмы; поэтому сначала нужно подробнее рассмотреть это поле. Приходится признать, что наши знания пока что еще далеко недостаточны, чтобы объяснить столь интенсивный обмен энергиями, который был установлен вышеописанным опытом.

Как отмечалось выше, при достаточно большой концентрации электронов N , поле внутри плазмы определяется в гораздо большей степени зарядами плазмы, нежели электродами. Заряды ионов и электронов обладают для моментальной картины поля одинаковым значением (примерно одинаковые эффективные сечения ионов и электронов для обмена импульсом). Напротив, для обмена энергией ионы играют второстепенную роль, так как они обладают большими массами (большое эффективное сечение у электронов, малое у ионов). По отношению к движению электронов ионы можно рассматривать как покоящиеся; поэтому присутствие ионов является причиной рассеяния электронов по различным направлениям; иначе говоря, оно увеличивает обходные пути электронов, но не отнимает у них заметного количества энергии. Среднее расстояние между зарядами есть величина порядка $N^{-\frac{1}{3}}$, следовательно, поле есть величина порядка $4eN^{\frac{2}{3}}$.

Для разряда в ртутных парах $N = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и поле равно примерно 60 В/см , т. е. в 100 раз больше, чем поле электродов, поддерживающее разряд. Можно поэтому в дальнейшем не рассматривать поле электродов (для мгновенных ускорений)¹⁾.

Поле между отдельными частицами плазмы зависит, конечно, от мгновенного расположения носителей заряда и меняется поэтому по величине и направлению. Значение поля должно быть задано внутри очень небольшого объема и очень малого временного интервала. Поэтому поле между частицами плазмы естественно назвать «микрополем». Двухмерным аналогом картины эквипотенциальных поверхностей плазмы является очень неспокойная поверхность воды, отдельные области которой вздымаются и опускаются друг по отношению к другу (см. впрочем в разделе V о бегущих волнах). Сферу (в центре которой находится электрон) такого размера, что в среднем на нее приходится один электрон, назовем ячейкой микрополя или, короче, микроячейкой. Внутри такой ячейки колебания

1) Энергия, получаемая электронами, определяется полем электродов, создающим ускорение во всей области разряда. «Микрополе», благодаря своим колебаниям по величине и направлению, в среднем не передает энергии электронному газу.

электрического поля в процентном отношении невелики. Примем, что заряды плазмы распределены по объему совершенно беспорядочно (это положение мы исправим впоследствии); тогда пребывание электрона в данном месте объема не зависит от мгновенного расположения остальных электронов.

Средняя величина напряженности электрического микрополя равна, конечно, нулю, так как величина $-\mathbf{E}$ встречается так же часто, как величина $+\mathbf{E}$. Средняя величина от модуля электрического вектора $|\mathbf{E}|$ может быть задана. Как упоминалось выше, размерность этой величины соответствует размерности произведения $eN^{\frac{2}{3}}$.

Габор¹⁶² вычислил значение $|\mathbf{E}|$, в значительной степени не зависящее от точной конфигурации зарядов:

$$|\mathbf{E}| = 12,2eN^{\frac{2}{3}}. \quad (2,2)$$

Учитывая поле ионов, Лэнгмюр²⁹⁶ дает для $|\mathbf{E}|$ значение $13,7eN^{\frac{2}{3}}$.

Энгель и Штеенбек считают, что $|\mathbf{E}|$ больше $12\left(\frac{\pi}{3}\right)^{\frac{2}{3}}eN^{\frac{2}{3}}$ и равно примерно $20eN^{\frac{2}{3}}$. Для данной точки плазмы это поле меняется со временем по величине и направлению с частотой, которая примерно соответствует среднему времени полета электрона на среднем пути между двумя зарядами плазмы.

Может быть задано также эффективное значение напряженности электрического поля $\sqrt{\overline{\mathbf{E}^2}}$.

Если в точке наблюдения, где желают определить поле, находится точечный электрон, то величина $\sqrt{\overline{\mathbf{E}^2}}$ обращается в бесконечность. Для вычисления этой величины мысленно вырезают из плазмы сферу радиуса a около точки наблюдения и принимают равномерное распределение плотности вероятности вне этой сферы. Тогда по Гольстмарку, а в особенности просто по Орнштейну³⁸⁴, получается следующее значение эффективной напряженности поля в заданном направлении x :

$$\sqrt{\overline{\mathbf{E}_x^2}} = \sqrt{\frac{4\pi e^2 N}{3a}}. \quad (2,3)$$

Эффективное значение поля в произвольном направлении есть геометрическая сумма трех компонент, т. е. в $\sqrt{3}$ раз больше (2,3). Величина a (минимальное расстояние), введение которой было необходимо по математическим соображениям, имеет также ясный физический смысл. Если, например, исследуется возбуждающее действие поля на атом, то πa^2 означает эффективное сечение атома; в случае действия поля на электрон в нулевой точке величина $a = \frac{e^2}{kT}$, т. е. равна минимальному расстоянию, на которое какой-либо электрон, обладаю-

щий наивероятнейшей скоростью максвелловского распределения, может приблизиться к электрону в точке наблюдения ¹⁾.

Среднее арифметическое потенциала также равно нулю (или постоянно). Можно, однако, определить колебания среднего арифметического значения потенциала внутри сферы радиуса a . Для двухмерной аналогии плазмы поверхности воды это означает колебания высоты плавающего в воде кусочка дерева радиуса a . Колебания среднего значения потенциала аналогичны также изменениям потенциала плазмы во взвешенном в ней проводящем шаре радиуса a . Для того чтобы не было возмущений в плазме, надо предположить, что шар находится в температурном равновесии с плазмой, т. е., либо эмитирует (например, термически) в плазму столько же электронов, сколько поступает на него из плазмы, либо является прозрачным для электронов плазмы. В среднем такой шар содержит $\frac{4}{3}a^3\pi N$ электронов; эффективное отклонение благодаря

статистическим колебаниям равно $\sqrt{\frac{4}{3}\pi a^3 N}$ и эффективный заряд равен $e\sqrt{\frac{4}{3}\pi a^3 N}$. Следовательно, эффективный потенциал

$$\sqrt{U^2} = \frac{1}{a} e \sqrt{\frac{4}{3}\pi a^3 N} = \sqrt{\frac{4\pi e^2 N}{3}} \cdot a. \quad (2,4)$$

Скорость колебаний потенциала $\sqrt{U^2}$ легко вычисляется из статистических колебаний притока и оттока зарядов в шар. С точностью до множителя порядка единицы средний временной интервал между двумя обращениями в нуль значения $\sqrt{U^2}$ равен времени, необходимому для прохождения электроном средней скорости отрезка пути, равного радиусу шара; этот результат вполне понятен с точки зрения общих физических представлений. Были попытки подсчитать при помощи такой модели обмен энергиями между электроном, перемещающимся через плазму, и плазмой. Такие попытки безусловно не оправданы; уравнение (2,4) приводит к слишком большим колебаниям потенциала, которые даже становятся как угодно большими при неограниченном возрастании размера шара!

В действительности, часть электронов, которые должны были проникнуть в незаряженный шар из окружающего пространства, будет отталкиваться от шара, заряженного отрицательно, и их проникновение в шар будет затруднено. Поэтому вероятность пребывания электрона в данном месте плазмы зависит от положения соседних электронов и не может считаться постоянной в пространстве, если температура электронов конечна. Например, вероятность пребывания

¹⁾ Подобная интерпретация находится в соответствии с подсчетом вероятности по Больцману для поля центрального заряда, но не с подсчетом вероятности пребывания по схеме: равна нулю при $0 < r < a$ и постоянна при $r > a$. Подобная интерпретация, конечно, не точна, так как взаимодействие других электронов не учитывается. Подобная же формула дана в работе Лэнгмюра ²⁹⁶.

электрона в соседстве с положительным ионом больше усредненной по пространству вероятности. Поэтому средняя плотность отрицательных зарядов в этих точках больше, чем этого требует условие квазинейтральности. Около каждого положительного заряда образуется облако отрицательного пространственного заряда, лишнего по отношению к среднему статистическому значению, и наоборот. Эти облака противоположного знака экранируют действие центрального заряда. Вычисление, основывающееся на уравнении Пуассона и принципе Больцмана, полностью соответствует теории сильных электролитов Дебая — Гюккеля¹⁾. Теория показывает, что потенциал центрального заряда изменяется с расстоянием не так, как в вакууме — пропорционально $\frac{1}{r}$, а много быстрее, а именно, как

$$\frac{1}{r} \cdot e^{-\frac{r}{D}},$$

где величина

$$D = \sqrt{\frac{kT_-}{4\pi e^2 N}} \quad (2,5)$$

носит название радиуса Дебая (T_- — температура электронов). Зачастую предполагают, что экранировка центрального заряда, благодаря происходящей поляризации плазмы, состоит в том, что внутри сферы дебаевского радиуса имеет место неискаженное центральное поле, а вне сферы это поле не действует. Для того чтобы усреднение, лежащее в основе расчета, было законно, необходимо потребовать, чтобы число зарядов плазмы внутри сферы дебаевского радиуса было бы велико по сравнению с единицей, т. е.

$$N \cdot \frac{4}{3} D^3 \pi = \frac{(kT)^{\frac{3}{2}}}{6\pi^{\frac{1}{2}} e^3 N^{\frac{1}{2}}} \gg 1. \quad (2,6)$$

Тогда в среднем число зарядов, разноименных с центральным, будет на единицу больше числа одноименных зарядов. Практически уравнение (2,6) выполняется для всех встречающихся плазм газового раз-

1) Количественное отличие теории Дебая — Гюккеля для электролитов от аналогичной теории для плазмы состоит лишь в том, что в электролитах окружающее ион, разноименное с ним, облако есть результат как избытка разноименных зарядов, так и недостатка одноименных зарядов; с другой стороны, в плазме, во всяком случае неизотермической, положительные носители заряда не участвуют в создании пространственного облака зарядов. Таким образом, последнее в случае плазмы есть результат либо избытка, либо недостатка электронов. Так же в случае изотермической плазмы положительные ионы принимают участие в построении отрицательного пространственного заряда около данного положительного иона [ионы отдаляются от данного (+)-иона]. Напротив, положительное пространственное облако из ионов около электрона не образуется; для этого ионы чересчур инертны. Поэтому дебаевский радиус иона изотермической плазмы в $\frac{1}{\sqrt{2}}$ меньше, чем (2,5). См. также раздел IV.

ряда. Отвлекаясь от числовых факторов, можно представить (2,6) в виде

$$kT \gg e^2 N^{\frac{1}{3}};$$

таким образом, тепловая энергия электрона должна быть велика по сравнению с потенциальной энергией между двумя соседними частицами плазмы (расстояние $\approx N^{-\frac{1}{3}}$!).

Габор считает, что уравнение (2,2) должно в хорошем приближении выполняться для плазмы с конечной температурой электронов. Уравнение, аналогичное (2,3) для эффективной напряженности поля в плазме, учитывающее взаимодействие электронов плазмы, до сих пор еще, насколько нам известно, не составлено. Напротив, легко составить заменяющее (2,4) уравнение для потенциала, усредненного по шару радиуса a . Взвешенный в плазме шар радиуса a , находящийся под напряжением U , обладает энергией $\frac{1}{2} aU^2$. Так как шар обладает одной степенью свободы, то на него с другой стороны приходится энергия $\frac{1}{2} kT$. Отсюда непосредственно следует

$$\sqrt{U^2} = \sqrt{\frac{kT}{a}}. \quad (2,7)$$

Относительно вычисления быстроты колебаний справедливы замечания, сделанные при обсуждении уравнения (2,4). Для больших радиусов a уравнение (2,7) дает меньшие колебания напряжения, чем (2,4); напротив, для малых шаров (2,7) дает большие величины. Однако, колебания заряда не могут быть больше величины, которая дается уравнением (2,4) (не учитывающим обратного действия). Следовательно, при малых радиусах (2,4) дает более правильные цифры. Корни неправильности в термодинамическом выводе (2,7) лежат в малом количестве частиц внутри шара: нарушается второй закон термодинамики. Область перехода применимости уравнения (2,4) к применимости (2,7) имеет величину с точностью до незначительного числового множителя дебаевского радиуса D [формула (2,5)].

При помощи рассмотренных сведений о поле плазмы можно точнее оценить значения длин релаксации. Между двумя соседними областями, каждая из которых имеет размер дебаевского радиуса, в первом приближении взаимодействия нет (см. выше). Колебания потенциала этих областей происходят независимо друг от друга; поэтому относительное эффективное изменение потенциала в $\sqrt{2}$ раза больше, чем величина, даваемая уравнением (2,7) при $a=D$. Таким образом, электрон, пролетевший две дебаевские области, изменит в поле плазмы свою энергию на величину, равную $\sqrt{2} \cdot e \sqrt{\frac{kT}{D}}$. На пути $s=n \cdot 2D$, т. е. по прохождении n дебаевских областей, он изменит энергию на

$$\sqrt{n} \cdot e \sqrt{\frac{kT}{D}};$$

если полное изменение энергии равно kT_- , то величины s можно рассматривать как длины релаксации. Из равенства

$$kT_- = \sqrt{\frac{s}{2D}} \cdot e \sqrt{\frac{kT_-}{D}}$$

находим при помощи (2,5)

$$s_2 = \frac{(kT_-)^2}{2\pi e^4 N} = \gamma_2 \cdot \frac{(kT_-)^2}{e^4 N}. \quad (2,8)$$

От (2,1) это уравнение отличается лишь множителем $\frac{1}{2}$; функциональная зависимость от характеризующих плазму величин осталась прежней. Следовательно, и этот механизм не рассматривает обмен энергиями настолько точно, чтобы получилось совпадение с экспериментальными данными. К значительно лучшим результатам приводит расчет, при котором учитывается кулоново взаимодействие электронов, находящихся дальше друг от друга, чем это предполагалось при выводе (2,1). При этом обмен энергиями данного электрона с одним электроном плазмы рассматривается как изолированный удар; другие электроны не взаимодействуют с данными, если расстояние их больше дебаевского радиуса D . Драйвестен⁹⁷ находит

$$s_3 \approx \frac{9\sqrt{6}}{2\pi \ln\left(2,7 \frac{kT_-}{e^2 N^{1/3}}\right)} \cdot \frac{(kT_-)^2}{e^4 N} = \gamma_3 \frac{(kT_-)^2}{e^4 N}. \quad (2,9)$$

Выражение, стоящее под знаком логарифма, с точностью до числового множителя равно отношению средней тепловой энергии электронов к средней потенциальной энергии двух соседних частиц плазмы. При обсуждении уравнения (2,6) мы уже указывали, что это отношение много больше единицы.

Ландау²⁸⁵ примерно при подобных предположениях приходит к формуле

$$s_4 \approx \frac{1}{3 \ln\left(\frac{kT_-}{e^2 N^{1/3}}\right)} \cdot \frac{(kT_-)^2}{e^4 N} = \gamma_4 \frac{(kT_-)^2}{e^4 N}. \quad (2,10)$$

Исследование Давыдова⁷⁵ дает

$$s_5 = \frac{2}{3\pi \ln\left(0,43 \frac{kT_-}{e^2 N^{1/3}}\right)} \cdot \frac{(kT_-)^2}{e^4 N} = \gamma_5 \frac{(kT_-)^2}{e^4 N}. \quad (2,11)$$

Томас⁵⁰⁸ и Гвоздовер^{196 1)} дают примерно такие же формулы. Исходя из формулы (2,2) для напряженности электрического микрополя и считая напряженности полей в соседних микроячейках независимыми, Энгель и Штеенбек¹²² предлагают следующую формулу [с учетом ошибки вычисления: ошибка в 9 раз, ибо вместо $\left(\frac{3}{2} kT_- \right)^2$ нужно $\left(\frac{1}{2} kT_- \right)^2$]

$$s_6 \approx \frac{1}{20} \cdot \frac{(kT_-)^2}{e^4 N} = \gamma_6 \frac{(kT_-)^2}{e^4 N}. \quad (2,12)$$

1) См. также С. Пекар⁴⁰¹.

Совершенно иным путем, а именно приняв во внимание поле плазмы, возникающее при колебаниях плазмы, Лэнгмюр²⁹⁷ нашел (об этом см. раздел IV):

$$s_7 \approx \frac{4}{\pi^2 \ln \left(0,29 \frac{kT_-}{e^2 N^{1/3}} \right)} \cdot \frac{(kT_-)^2}{e^4 N} = \gamma_7 \frac{(kT_-)^2}{e^4 N}. \quad (2,13)$$

Чрезвычайно интересно, что отличные друг от друга модели приводят к одной и той же функциональной зависимости от T и N ; более того, последние четыре формулы дают для плазм, встречающихся на практике, почти одинаковые числа. Казалось бы, что все расчеты, приводящие к значениям $s_1, \dots, s_7$, будучи основанными на различных принципах, подтверждают друг друга; несмотря на это, длины релаксации, вычисленные из $\frac{1}{s} = \sum \frac{1}{s_i}$, примерно в 30 раз больше измеряемых величин¹⁾.

Можно было бы думать, что взаимодействие между электронами преуменьшается этими подсчетами и что надо производить интегрирование действия удаленных частиц не по сфере дебаевского радиуса, а по объему сосуда, иначе говоря, по всем точкам плазмы. Оказывается, однако, что это изменяет результаты предыдущих расчетов лишь раза в два и притом находится в противоречии с общими представлениями о плазме. Если проводить интегрирование, отодвигая пределы в бесконечность, то в принципе взаимодействие становится (логарифмически) бесконечно большим и, следовательно, отрезки s бесконечно малыми²⁾. Нельзя поэтому идти по такому пути объяснения наблюдаемых малых длин релаксации. Существует ряд других процессов, которые могут влиять на обмен энергией в электронном газе; к таковым принадлежат соударения второго рода³⁾ с возбужденными нейтральными частицами. В качестве объяснения выдвигается также упомянутый Шерцером⁴⁵⁸ обмен энергией двух электронов в поле нейтрального атома в виде тройного удара. Может быть также, что более точные экспериментальные исследования приведут к большим длинам релаксации.

Появление функции $\frac{(kT_-)^2}{e^4 N}$ при вычислении s из отдельных ударов в какие-либо эффективные сечения нетрудно объяснить. Если, как при отдельных ударах, s должно быть пропорционально $\frac{1}{N}$, то из kT , N и e по соображениям размерности можно составить длину лишь в вышенаписанной форме. Это не значит, однако, что какой-либо

¹⁾ Если принять во внимание, что действительные колебания плазмы могут быть много более интенсивными, чем это соответствует равновесию при T_- (см. ниже раздел V, d), то (2,13) может дать много меньшие значения s_7 . Может быть, на этом пути удастся избежать трудностей.

²⁾ Установление верхнего предела интегрирования необходимо здесь по тем же причинам и по аналогичным основаниям, что и в случае (см. ниже раздел VIII, a) обрыва схемы термов при подсчете концентрации возбужденных частиц плазмы.

³⁾ О влиянии метастабильных состояний на температуру электронов см., например, Сливак и Рейхрудель⁴⁹⁴.

Таблица 3
Микрополе

№ плазмы по табл. 1	Дебаевский радиус для		Число зарядов в сфере Дебая [ур-ие (2,6)]	Отношение средней взаимной потенциальной энергии к средней кинетической энергии электронов $\frac{e^2 N^{1/3}}{kT}$	Линейное среднее значение напряженности микрополя [ур-ие (2,2)], V/cm	Эффективное значение напряженности микрополя (2,3) ²⁾ , V/cm	Средняя частота обмена местами $\omega \sim N^{1/3}$, сек ⁻¹	Длины релаксации в см			
	электронов [ур-ие (2,5)], см	ионов [ур-ие (2,5)] ¹⁾ , см						s_1 ур-ие (2,1)	s_2 ур-ие (2,11)	s_3 ур-ие (2,14)	s_4 ур-ие (2,15)
I	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$7,2 \cdot 10^4$	$1,2 \cdot 10^{-4}$	8,2	215	$2,3 \cdot 10^{11}$	$1,0 \cdot 10^4$	$8,7 \cdot 10^2$	$3,7 \cdot 10^1$	5,4
II	$1,1 \cdot 10^{-1}$	$7,8 \cdot 10^{-2}$	$5,5 \cdot 10^3$	$6,7 \cdot 10^{-4}$	0,018	0,2	$1 \cdot 10^9$	$7,2 \cdot 10^3$	$7,4 \cdot 10^2$	$9,4 \cdot 10^1$	$4,9 \cdot 10^1$
III	$2,7 \cdot 10^{-4}$	$2,7 \cdot 10^{-4}$	810	$2,4 \cdot 10^{-3}$	820	4 860	$1,6 \cdot 10^{12}$	2,6	$3,3 \cdot 10^{-1}$	$9,0 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-1}$
IV	$4,9 \cdot 10^{-4}$	$4,9 \cdot 10^{-4}$	$2,4 \cdot 10^3$	$1,1 \cdot 10^{-3}$	510	4 380	$1,7 \cdot 10^{12}$	14	1,6	$2,8 \cdot 10^{-1}$	$2,2 \cdot 10^{-1}$
V	$5,6 \cdot 10^{-5}$	$4,0 \cdot 10^{-5}$	73	$1,2 \cdot 10^{-2}$	3 900	10 000	$2,3 \cdot 10^{12}$	$4,8 \cdot 10^{-2}$	$9,0 \cdot 10^{-3}$	$5,5 \cdot 10^{-3}$	$2,5 \cdot 10^{-2}$
VI	$1,8 \cdot 10^{-5}$	$1,3 \cdot 10^{-5}$	23	$2,6 \cdot 10^{-2}$	17 500	33 600	$5,0 \cdot 10^{12}$	$4,8 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$9,8 \cdot 10^{-4}$	$7,9 \cdot 10^{-3}$
VII	$6,0 \cdot 10^{-6}$	$4,2 \cdot 10^{-6}$	9	$4,8 \cdot 10^{-2}$	82 000	106 000	$1,2 \cdot 10^{13}$	$6,5 \cdot 10^{-4}$	$2,0 \cdot 10^{-4}$	$2,1 \cdot 10^{-4}$	$2,7 \cdot 10^{-3}$
VIII	$2,0 \cdot 10^{-6}$	$1,4 \cdot 10^{-6}$	3^3)	$9,7 \cdot 10^{-2}$	390 000	350 000	$2,6 \cdot 10^{13}$	$7,4 \cdot 10^{-5}$	$3,3 \cdot 10^{-5}$	$4,0 \cdot 10^{-5}$	$8,8 \cdot 10^{-4}$

1) Принять во внимание споску на стр. 212.

2) Здесь $a = \frac{e^2}{kT}$, см. текст. Определяется эффективное значение напряженности поля в месте нахождения рассматриваемого электрона; собственное поле этого электрона во внимание не принимается.

3) Неравенство (2,6) уже несправедливо; здесь граница применимости рассуждений, изложенных в разделе II.

иной механизм обмена энергией, при котором взаимодействуют больше двух электронов, не может привести к иной функциональной зависимости. Мы не думаем, как Ландау, что формула с иной функциональной зависимостью а priori основана на неверных предположениях. Это относится, например, к двум формулам длин релаксации, предложенным Габором^{163, 164, 165}. Вывод этих формул, в особенности второй из них, требует необычно много места; физические предположения, на которых базируются вычисления, также достаточно сложны для обозрения. Не имея возможности успешно продискутировать вывод этих уравнений, мы ограничимся тем, что выпишем эти два уравнения

$$s_8 = 0,43 \frac{(kT_-)^{\frac{5}{4}}}{e^{\frac{5}{2}} N^{\frac{1}{4}}} \quad (2,14)$$

и

$$s_9 = 125 \frac{(kT_-)^{\frac{1}{2}}}{e N^{\frac{1}{2}}} \quad (2,15)$$

Мы указали числовые значения констант, так как в этих случаях они обладают размерностью. В литературе отсутствует как критика теории Габора, так и исследования зависимости длины релаксации от T_- и N . Несмотря на большую трудность таких измерений, несомненно можно было бы обнаружить столь большую разницу между степенями T_- и N в (2,15) и в других формулах. Для приведенного выше примера Лэнгмюра — Мотта — Смита уравнение (2,14) дает для длины релаксации величину 64 см, а уравнение (2,15) даже 2,8 см. При этом надо еще принять во внимание кривизну пути при прохождении электроном длины релаксации, для чего Габором вводится фактор порядка 3—5. В этом случае формулы Габора дают цифры, значительно лучше совпадающие с экспериментом; приходится сожалеть, что неясность вывода мешает оценить его строгость. В своей второй работе Габор учитывает электростатическое противодействующее поле, создаваемое около электрона несимметричным распределением пространственного заряда Дебая — Гюккеля. Электроны плазмы не успевают посторониться с пути данного летящего электрона; следовательно, в этих точках слой положительных зарядов образуется не сразу; с другой стороны, позади данного электрона электроны плазмы не успевают вернуться на свои места (с которых их согнал данный летящий электрон). Подобное распределение заряда должно тормозить полет электрона; таким образом, кинетическая энергия данного летящего электрона передается совокупности всех остальных электронов плазмы¹⁾.

¹⁾ Авторы считают возможным, что из нормировки уравнения, составленного для этого случая (не опубликовано), вытекает

$$s \approx \frac{(kT_-)^2}{e^4 N}.$$

Таким образом, возражение Ландау как будто бы имеет для данного случая реальную основу.

Подобное поле, противодействующее мгновенному направлению скорости, можно также определить, рассматривая лишь кулоново взаимодействие между электронами; так поступает, например, Драйвестен. Рассматриваемый движущийся электрон спереди встречает электроны плазмы в большем количестве и в среднем с большей скоростью, чем оставляет за собой. Поэтому торможение будет и здесь иметь место. При скорости электрона, равной нулю, противодействующее поле, естественно, равно нулю. При увеличении скорости это поле появляется и возрастает, но для очень быстрых электронов опять начинает уменьшаться. Это происходит потому, что малое время встречи данного электрона с электронами плазмы препятствует передаче значительного импульса. Максимум торможения имеет место примерно для средней тепловой скорости. Поле торможения несимметричного облака зарядов Дебая подчиняется тем же правилам; можно предположить, что эти поля идентичны. Поле, противодействующее электрону с энергией $\frac{mv^2}{2} \gg \frac{3kT}{2}$, имеет по Драйвестену¹⁾ значение

$$G = \frac{6\pi Ne^4}{mv^2} \cdot \ln \frac{mv^2}{2 \sqrt{\frac{3}{\pi} Ne^2}}. \quad (2,16)$$

Количественное подтверждение этого уравнения опытами Лэнгмюра и его сотрудников^{294, 295} не удалось. Опыты заключались в постепенном изменении скорости электронного луча, проходящего через плазму. Оказалось, что при интенсивностях луча, необходимых для производства наблюдений, начинается значительное взаимодействие электронов луча, что в этом опыте является помехой. Качественные соотношения иллюстрируются уравнением (2,16) вполне правильно.

Ряд проблем, связанных со сложнейшими процессами, влияющими на установление максвелловского распределения, исследован; однако, к сожалению, необходима еще большая работа как в области теории, так и в области эксперимента, чтобы достигнуть количественного понимания этих явлений.

III. ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ПЛАЗМЫ В ПОСТОЯННЫХ ПОЛЯХ

Если плазма находится во внешнем электрическом поле, то ее положительные и отрицательные заряды получают ускорения, параллельные и антипараллельные направлению поля; на беспорядочное тепловое движение зарядов накладывается направленный ток. Плотность полного электрического тока есть сумма электронного и ионного токов; однако скорость электронного потока значительно превос-

¹⁾ Быстрые электроны не могут образовать около себя настоящего дебаевского слоя; поэтому, чтобы получить сходящиеся интегралы при подсчете методом кулоновых полей, надо ввести в рассмотрение некоторый вспомогательный слой, который, конечно, носит искусственный характер. Величина этого слоя входит только в логарифмический член (2,16), поэтому в количественном отношении эта неопределенность не играет роли.

ходит скорость ионов, вследствие на много меньших масс электронов. Если концентрация электронов равна или по крайней мере сравнима с концентрацией ионов, что всегда выполняется благодаря условию квазинейтральности (если только число отрицательных ионов не превосходит число электронов по порядку величины), то плотность суммарного тока практически равна плотности электронного потока:

$$j \approx j_- = Ne v_- \quad (3,1)$$

Таким образом, для того чтобы определить проводимость плазмы $\sigma = \frac{j}{E}$, надо знать, если N известно, только лишь скорость движения электронов v_- в функции напряженности электрического поля, иначе говоря, подвижность $b_- = \frac{v_-}{E}$:

$$\sigma = e N_- b_- \quad (3,2)$$

В этом разделе будет рассмотрено движение зарядов в постоянном поле, а также в медленном переменном поле. Для этого последнего поля мы будем вычислять мгновенную скорость из мгновенной напряженности поля и подвижности для постоянных полей. Движение зарядов плазмы при высоких частотах будет рассмотрено в разделе VI, а — Диэлектрические свойства плазмы.

Для того чтобы установить характерные черты проводимости плазмы, остановимся прежде всего на известных соображениях (Е. Рике⁴²⁴, П. Друде⁹², П. Ланжевен²⁸⁸) о движении зарядов в нейтральном газе. Между двумя соударениями с молекулами нейтрального газа электрон движется под действием одного лишь электрического поля с ускорением $\frac{eE}{m}$. Если поле E достаточно мало¹⁾, то приращение кинетической энергии, которое получает частица за время τ между двумя столкновениями, мало по сравнению с уже имеющейся тепловой энергией $\frac{3}{2} kT_-$; поэтому время свободного пробега τ можно выразить через длину свободного пробега λ и тепловую скорость w , а именно $\tau = \frac{\lambda}{w}$. Путь, пройденный в направлении поля за время τ , равен $z = \frac{1}{2} \frac{eE}{m} \tau^2$; следовательно, средняя упорядоченная скорость

$$v_- = \frac{e\lambda}{2m w} E.$$

Правильное усреднение по статистически распределенным длинам свободного пробега дает

$$v_- = \frac{e\lambda}{m w} E = b_- \cdot E,$$

где λ — «средняя» длина свободного пробега.

¹⁾ Точное определение будет дано ниже (см. сноску 3 на стр. 220).

Определение в рассматриваемом случае «средней» длины свободного пробега зависит от того, какое взаимодействие пролетающих мимо друг друга частиц (до какого угла отклонения) надо рассматривать как удар. Подобного произвола нет только в том случае, если соударяющиеся частицы рассматриваются как упругие шары. Упрощенная формула Друде — Ланжевена, схема вывода которой была только что приведена, основывается на предположении, что после удара направленная скорость (зависящая от направления предыдущего свободного пробега) в среднем равна нулю¹⁾. Это справедливо далеко не в общем случае, а лишь при ударе легкого твердого упругого шара о такой же тяжелый. Поэтому в вычислении подвижности фигурирует неопределенный множитель α порядка единицы, если только в каждом отдельном случае не производится весьма обстоятельный расчет, в котором принимается во внимание распределение вероятности отклонения на данный угол в зависимости от скорости при соударении (эффект Рамзауэра). Для этого, однако, в большинстве случаев нехватит экспериментальных данных. Другая причина необходимости введения неопределенного множителя α состоит в том, что распределение скоростей электрона будет максвелловским только в том случае, если электроны находятся в интенсивном энергетическом взаимодействии. Для этого необходима значительная концентрация носителей заряда (см. предыдущий раздел). Если концентрация электронов мала, то в поле возникает иное распределение скоростей, зависящее от рода газа, в котором движутся электроны; если при таком распределении скоростей подставить в формулу подвижности вместо ω среднее арифметическое значение, то этим совершается ошибка порядка единицы. По этим причинам получают

$$b = \alpha \frac{e\lambda}{m\omega}, \quad (3,3)$$

причем большей частью считают $\alpha \approx 0,75$ ²⁾.

При очень малой напряженности поля тепловая скорость соответствует температуре газа; тогда b не зависит от напряженности поля и $v \sim E$. Если напряженность поля велика, то имеют место следующие примерные соотношения: $T_- \sim E$, следовательно, $\omega \sim \sqrt{E}$, поэтому $b \sim \frac{1}{\sqrt{E}}$ и $v \sim \sqrt{E}$ ³⁾. Температура электронов может быть

¹⁾ Путь в поле равен $z = \frac{g}{2} t^2$ только в том случае, если начальные скорости частиц равны нулю.

²⁾ Обзор много более старых попыток точного определения коэффициента α дает К. Пшибрам⁴¹⁸. Полный обзор подобного рода имеется у Л. Б. Леба³²⁴. Новые работы, посвященные вопросу о λ или распределении скоростей см. под №№: 1, 2, 26, 73—75, 87, 88, 95, 96, 212, 229, 311, 349, 367, 404, 407, 485, 519, 524, 525, 532.

³⁾ При большой напряженности поля (при которой примерно $v \sim \sqrt{E}$) можно пользоваться формулой (3,3) для подвижности, подставляя, конечно, ω , соответствующее действительной температуре электронов. Это можно делать в том случае, если выполнено сделанное при выводе предположение, что время свободного пробега (см. выше, стр. 219) определяется скоростью

определена, например, измерениями при помощи зондов; поэтому, если только известна λ^1), можно найти из уравнения (3,3) подвижность с точностью до неопределенного множителя α , а из уравнения (3,2) проводимость σ ; величина N может быть также измерена зондами.

Если концентрация зарядов плазмы мала, а плотность нейтральных молекул достаточно велика, то практически полет электрона ограничивается соударением с нейтральной молекулой. Тогда λ вычисляется по формуле

$$\frac{1}{\lambda} = N_0 Q, \quad (3,4)$$

где N_0 — концентрация нейтральных молекул (в кубическом сантиметре), а Q — эффективный поперечник (в квадратных сантиметрах) молекулы по отношению к электронам. Значение Q может быть взято из измерений Рамзауэра и его сотрудников²⁵⁰; если величина Q резко зависит от скоростей электронов, то ее надо усреднить в соответствии с распределением этих скоростей³⁴⁹. При более высоких концентрациях электронов и ионов, т. е. в настоящей типичной плазме, «соударения» между зарядами играют, конечно, весьма важную, а в случае высокой степени ионизации — и решающую роль. Ясное понимание этой роли наталкивается на большие трудности, причины которых в конечном счете тождественны причинам затруднений при вычислении длин релаксации (см. предыдущий раздел).

Уже при расчете соударений между электронами и нейтральными молекулами было необходимо введение неопределенного фактора α

беспорядочного движения и что, таким образом, заданы времена свободного пробега, а не длина его. Скорость электрона после удара носит характер «тепловой» скорости, если электрон теряет совершенно незначительную часть своей скорости, но по направлению последняя распределяется в пространстве совершенно беспорядочно. Поэтому формула (3,3) применима также и в том случае, если при ударе электрон теряет в среднем незначительную часть своей кинетической энергии; последнее же автоматически выполнено, если количество упругих соударений, испытываемых электроном, много больше числа возбуждающих или ионизирующих ударов, т. е. практически всегда²¹³. Заметим попутно, что поведение ионов совсем иное; ионы теряют при упругом соударении всю свою энергию, а потому начинают новый пробег с нулевой скоростью. Здесь в сильных полях время пробега задается длиной свободного пробега, согласно равенству $\lambda = \frac{eE}{2m} \tau^2$. Средняя скорость $v = \frac{\lambda}{\tau}$ будет тогда также про-

порциональна $\sqrt{E}$, однако, по совсем другим причинам — не как следствие уравнения (3,3) при $T \sim E$ (В. Роговский⁴³⁴). В последнем случае нельзя говорить о тепловом движении в собственном смысле этого слова.

¹⁾ Напротив, можно вычислить λ , измеряя температуру электронов, концентрацию электронов и проводимость; см., например, Энгель и Штеенбек¹²⁹; там же указана литература по этому вопросу. См. также Киллиэн²⁴⁰. Этот способ определения λ особенно интересен потому, что таким образом могут быть исследованы аномалии плотности нейтрального газа, влияющие на разряд. Аномально большие значения λ , найденные Энгелем и Штеенбеком, несомненно указывают на подобные искажения, например, такие, как эффект засасывания (Saugeffekt) разряда [не обнаружено в работе Тонкса⁵²⁰] или уменьшение давления нейтрального газа вследствие высокого парциального электронного давления (см. выше раздел I и⁵⁷⁷).

[уравнение (3,3)], учитывавшего еще довольно быстрое уменьшение сил взаимодействия с расстоянием (в случае удара между упругими шарами силы действуют мгновенно). Тем более мало применима для описания процесса «соударения» двух зарядов плазмы модель упругого удара двух шаров с заданными эффективными сечениями. Правда, мы находимся в выгодном положении в том отношении, что точно знаем закон взаимодействия частиц — это закон Кулона; при этом, в отличие от соударения электрона с нейтральным атомом, взаимодействие не зависит от природы ионов. Следовательно, в настоящем случае не нужно вводить какой-либо множитель, аналогичный неопределенному фактору α ; вычисление может быть проведено полностью с известной точностью. Это не значит, конечно, что оно будет полностью свободно от произвольных допущений.

В грубом приближении можно воспользоваться следующей моделью. Состояние электрона, прошедшего под действием микрополя плазмы отрезок s (длину релаксации, которую мы вычислили выше), не зависит от прежней его скорости как в отношении величины, так и в отношении направления. Дело обстоит так, как будто бы электроны на пути, равном s , испытывают одно соударение, которое уничтожает существующую скорость. Эффективное сечение этих модельных ударов равно $\frac{1}{s}$; в сумме с эффективным сечением $N_0 Q$ нейтральной молекулы оно дает «эффективную» длину свободного пробега — результат совместного действия микрополя и нейтральных частиц:

$$\frac{1}{\lambda_{эфф}} = N_0 Q + \frac{1}{s} = \frac{1}{\lambda} + \frac{1}{s}. \quad (3,5)$$

Так как, согласно разделу II, величина s равна

$$\gamma \cdot \frac{(kT_-)^2}{e^4 N},$$

где γ — числовой множитель, имеющий различные значения в зависимости от метода вычисления, то из (3,5) вытекает следующая формула для подвижности:

$$b = \alpha \frac{e}{m\omega} \cdot \frac{1}{\frac{1}{\lambda} + \frac{1}{\gamma} \frac{e^4}{(kT_-)^2} N}. \quad (3,6)$$

Этот путь вычисления $\left(\frac{1}{\lambda_{эфф}} = \frac{1}{\lambda} + \frac{1}{s} \right)$ был предложен Энгелем и Штеенбеком¹²³. Более точный анализ показывает, что, несмотря на действительное согласие с правильной формулой, положения, лежащие в основе вывода, неверны принципиально. В предыдущем разделе s вычислялось из взаимодействия электронов плазмы; при этом действие ионов не принималось во внимание, потому что из-за своей большой массы ионы изменяют направление движения, т. е. импульс, но не кинетическую энергию электронов, а следовательно, несущественны для вычисления длины релаксации, которая определяется обменом энергии. Как раз напротив, при вычислении по-

движности электронов решающим является изменение импульса, отклонение электронов, а не их энергетические потери. При произвольном взаимодействии между электронами остается неизменным их импульс $\sum m v = m \sum v$, а следовательно, и соответствующая им часть тока $\sum e v = e \sum v$ (Драйвестен⁹⁷). Соударения между электронами вообще не оказывают никакого влияния на процесс переноса электричества, а следовательно, на электропроводность и на подвижность. Напротив, рассеяние на положительных ионах препятствует переносу зарядов, так как в этом случае летящий заряд отклоняется от направления своего движения подобно тому, как это имеет место при ударе о нейтральный атом¹).

Для рассеяния также существует эффективная длина полета, имеющая порядок величины длины релаксации; причина этого обстоятельства лежит в равенстве концентраций ионов и электронов, а также в одинаковости (с точностью до знака) законов взаимодействия электрона с электроном и электрона с ионом.

Кириштейн и Копельман²⁴² подсчитали рассеивающее действие отдельного положительного иона; в качестве радиуса эффективной сферы они приняли радиус такого сечения, внутри которого средняя скорость после удара не имеет компоненты в направлении первичной скорости²). Нетрудно проверить, что вычисление (подробности его не были опубликованы Кириштейном и Копельманом) приводит к уравнению (3,6); при этом $\gamma \approx 80$.

В предыдущем разделе было показано, что перенос энергии вследствие небольшого числа интенсивных отдельных ударов весьма невелик и что решающим для переноса энергии является действие многочисленных столкновений с малым взаимодействием; аналогично и в рассматриваемом случае намеченные пути вычисления переноса импульса, определяющего подвижность, неполны. Учет малого рассеивающего действия со стороны более удаленных ионов проведен Гвоздвером^{194,195 3}).

Внешняя граница эффективной сферы, введение которой необходимо во всех проблемах, где фигурируют кулоновы поля, определяется в принципе таким же образом, как это было сделано в пре-

¹) Аналогичное положение вещей имеет место в металле, где также сопротивление определяется не интенсивным взаимодействием электронов, а рассеянием электронов на ионах (точнее на неоднородностях в строении ионов).

²) При центральном и близких к нему ударах электрон отражается в том направлении, откуда он следовал; таким образом, электрон сохраняет компоненту первичной скорости, правда, с отрицательным знаком. Электрон, пролетающий на большом расстоянии от иона, отклоняется незначительно; в этом случае сохраняется компонента в направлении первичной скорости с положительным знаком. При усреднении по полной площади сечения эффективной сферы Кириштейна и Копельмана отрицательные компоненты скорости при центральном ударе уничтожаются положительными компонентами пробегов на большом расстоянии. Это несомненно наиболее естественная модель соударения упругих шаров для нашего случая — действия отдельных рассеивающих центров в кулоновых полях.

³) См. также Л. А. Сена^{471, 472}.

дыдущем разделе при вычислении длины релаксации. Гвоздовер приходит к уравнению типа (3,6) с

$$\gamma = \frac{1}{\frac{\pi}{2} \ln \left(\frac{3}{2} \frac{kT_-}{e^2 N^{1/3}} \right)}; \quad (3,7)$$

как и в разделе II, под знаком логарифма стоит отношение тепловой энергии к средней энергии взаимодействия между двумя соседними зарядами плазмы.

Согласно Гвоздоверу подвижность электронов, рассеянных ионами, в малых полях постоянна, т. е. v_- пропорционально E ; в сильных

Т а б л и ц а 4
Электропроводность плазмы

№ плазмы (по табл. 1)	Электропроводность без учета ионного поля [ур-ня (3,2) и (3,3)], $\Omega^{-1} \text{ см}^{-1}$	Уменьшение электропроводности при учете рассеяния на ионах в %	Электропроводность согласно экспериментальным данным
I	$1 \cdot 10^{-2}$	0,1	По порядку величины соответствует вычислениям
II	$3 \cdot 10^{-5}$	4	Не измерялась
III	2	30	По порядку величины соответствует вычислениям
IV	3	17	То же
V	$2 \cdot 10^{-1}$	7	" "
VI	$3 \cdot 10^{-1}$	8	" "
VII	$3 \cdot 10^{-1}$	6	" "
VIII	$4 \cdot 10^{-1}$	4	" "
Кислота аккумулятора	—	—	$\approx 0,5$
Графит	—	—	≈ 150

полях v_- опять $\sim \sqrt{E}$, однако по основаниям не вполне аналогичным тем, которые имеют место для рассеяния нейтральными молекулами.

Эти формулы подтверждены экспериментом еще не в достаточной мере. Эленбаас¹¹⁴ находит очень хорошее совпадение с опытом, правда, весьма косвенным путем. Бёкнер и Молер⁸⁶ находят влияние ионов (примерно ожидаемой величины, но все же несколько меньше) на подвижность электронов в плазме паров цезия; при этом подвижность определяется измеренными значениями напряженности поля вычислением из N и T_- . Ряд других работ (Б. Кириштейн и Ф. Копельман²⁴², Т. Д. Киллиэн²⁴⁰, А. Энгель и М. Штеенбек¹²⁹), которые, правда, не были поставлены непосредственно для проверки теории

Гвоздовера, не обнаруживает этого влияния или обнаруживает его в гораздо меньшей степени, чем этого требует теория. И здесь для внесения полной ясности предстоит большая работа.

IV. УМЕНЬШЕНИЕ РАБОТЫ ИОНИЗАЦИИ В ПЛАЗМЕ; РАБОТА ВЫХОДА; СИЛЫ СЦЕПЛЕНИЯ

Мы говорили уже в разделе II о представлении, согласно которому в статистическом среднем около каждого заряда плазмы образуется скопление зарядов противоположного знака¹⁾; при этом облако зарядов экранирует поле центрального заряда от действия на далеко находящиеся области. Это экранирование, которое сказывается на том, что убывание потенциала происходит не по закону $\frac{1}{r}$ (r — расстояние от центрального заряда), а быстрее, по закону $\frac{1}{r} e^{-\frac{r}{D}}$, можно представить себе как «поглощение» силовых линий, исходящих из заряда в среде с коэффициентом поглощения $\frac{1}{D}$, где D определяется уравнением (2,5). В грубом приближении длина силовых линий принимается равной D : силовые линии кончаются на зарядах противоположного знака. В этой связи мы хотим обратить внимание на ряд дальнейших обстоятельств.

Какую работу надо в среднем совершить для того, чтобы ионизировать нейтральный, невозбужденный атом? Представим себе электрон, медленно удаляющийся из атома. Когда электрон будет находиться на расстоянии r от оставшегося положительного атомного остатка, сила, которую нам надо будет преодолеть, будет равна в вакууме $\frac{e^2}{r^2}$. В плазме эта сила уменьшится образовавшимся облаком зарядов. Таким образом, для того чтобы освободить электрон из атома плазмы, мы должны затратить меньшую работу; в среднем работа ионизации уменьшается. Принимая в грубом приближении, что далее расстояния D поле центрального иона почти полностью экранировано, можно положить, что работа удаления электрона из атома в бесконечность уменьшится по сравнению со

¹⁾ Такое распределение зарядов создает структуру плазмы, которая тем хуже выражена, чем выше температура плазмы. Другой предельный случай — это «газообразный кристалл» (Эддингтон¹⁰⁴). Подобное взаимное экранирование зарядов крайне резко выражено в кристалле каменной соли, где каждый Na^+ -ион окружен симметрично распределенными Cl^- -ионами, и наоборот. Поэтому рассуждения, которые следуют, являются в своей основе не чем иным, как применением вычислений потенциальной энергии решетки (Маделунг) и сопротивления на разрыв таких кристаллов — к плазме. Так как по сравнению с кристаллом компоненты плазмы находятся на большом расстоянии друг от друга, то в случае плазмы опускается член отталкивания, уменьшающийся с высокой степенью. Структура плазмы выражена тем более четко, чем больше отношение средней взаимной потенциальной энергии $e^2 N^{1/3}$ к тепловой энергии kT . Числовые данные приведены в табл. 3.

случае вакуума на величину, примерно равную $\frac{e^2}{D}$, т. е. на величину работы, которую в вакууме мы должны были бы совершить, чтобы перенести электрон из точки $r = D$ в бесконечность. Мы даже не можем перенести заряд плазмы на бесконечно большое расстояние от заряда противоположного знака, так как разноименные заряды находятся на среднем расстоянии $\approx D$ друг от друга. Резкие колебания статистического характера потенциала микрополя в непосредственной близости атома являются причиной того, что работа ионизации в отдельных актах ионизации может отличаться от средней работы ионизации на величину порядка kT (в случае неизотермической плазмы kT_-)¹⁾. Подробнее о влиянии этих фактов на состояние ионизации и возбуждения плазмы см. раздел VIII, е.

Если из большого, но конечного объема плазмы мы удалим в бесконечность сначала какой-либо электрон, а затем какой-либо положительный ион, то, приводя в бесконечности эти заряды в одну точку, мы совершим полную работу ионизации, хотя для разделения в плазме полная работа ионизации не требуется. Таким образом, закон сохранения энергии требует, чтобы при удалении зарядов из плазмы совершалась бы «работа выхода»²⁾. При этом сумма работ выхода электрона и иона должна равняться разности напряжений ионизации в вакууме и плазме.

Если из квазинейтральной плазмы весьма большого, но конечного объема, удалить в бесконечность все заряды один за другим (попеременно ион, электрон), то на это будет затрачена определенная работа. Такая же работа будет затрачена на бесконечное расширение плазмы, т. е. на такое изменение, при котором заряды плазмы будут находиться на бесконечно большом расстоянии друг от друга и, следовательно, не будут взаимодействовать друг с другом. Работа, затраченная на подобное расширение, идет на преодоление сил сцеп-

1) Ионизация обычным отдельным электронным ударом в этой связи трактуется следующим образом: при большом приближении «ударяющего» электрона микрополе плазмы в непосредственной близости от рассматриваемого атома испытывает на достаточно большой срок такое резкое изменение потенциала, что один из электронов атома «самостоятельно», т. е. без преодоления «работы ионизации», покидает атомный остаток. В работе ионизации используется совокупность электронного газа, из которого посредством взаимодействий, описанных в разделе II, «ударяющий» электрон черпает свою энергию; последней достаточно для того, чтобы в окрестности рассматриваемого атома создать достаточную амплитуду потенциала микрополя. Для отдельного удара эта формулировка кажется искусственной; если, однако, принять во внимание тот факт, что в достаточно сильно ионизированной плазме около каждого атома длительно находится множество электронов, возмущающих потенциал микрополя, то разумность этой формулировки станет очевидной (см. также VIII, е).

2) Подобным же образом представляют работу выхода электрона из металла. Электроны в поде периодической решетки положительных ионов металла находятся в среднем на расстоянии от иона меньшем среднего геометрического. Аналогично электрон проводимости в полупроводнике связан благодаря поляризации окружающих ионов со слоем пространственного заряда вроде слоя Дебая-Гюккеля. Поэтому и здесь для удаления электрона необходима работа выхода.

ления. Эти силы сцепления полностью соответствуют натяжению, уменьшающему в сильных электролитах осмотическое давление благодаря электростатическому взаимодействию между ионами.

Круговой процесс, из которого можно вычислить это натяжение и тесно связанные с ним работы выхода и ионизации, проводился Дебаем и Гюккелем^{77,78} для сильных электролитов¹⁾; мы не будем поэтому повторять здесь эти вычисления. Отличие от электролита состоит, как было указано в разделе II, лишь в том, что в плазме слой пространственных зарядов создается всегда избыточной или недостаточной концентрацией электронов (и только в изотермической плазме ионы принимают участие в создании облака зарядов около ионов), в то время как в электролите — всегда изотермичном — в образовании объемных зарядов в равной степени участвуют носители электричества обоих знаков. Величина D_+ имеет значение $\sqrt{\frac{kT}{8\pi e^2 N}}$ (то же, что и у электролитов) лишь для изотермической плазмы; в противном случае ее значение в $\sqrt{2}$ раз больше и дается уравнением (2,5). Вычисление приводит для квазинейтральной плазмы к работе выхода $\frac{1}{3} \frac{e^2}{D}$ как для электрона, так и для иона. В случае избытка заряда одного знака к этому надо прибавить электростатическую работу для избыточного заряда с учетом знака. Уменьшение работы ионизации $-e \cdot \Delta V^*$ можно тогда представить в виде суммы работ выхода $\frac{1}{3} \frac{e^2}{D_+} + \frac{1}{3} \frac{e^2}{D_-}$. Для неизотермической плазмы

$$D_+ = D_- = \sqrt{\frac{kT_-}{4\pi e^2 N}}$$

и

$$e\Delta V^* = -\frac{2}{3} \frac{e^2}{D} = -\frac{4}{3} \sqrt{\pi} e^3 \sqrt{\frac{N}{kT_-}}; \quad (4,1)$$

для изотермической плазмы получим величину в $\left(\frac{1+\sqrt{2}}{2}\right)$ раз, т. е. на 20%²⁾, большую²⁾. Вычисление уменьшения напряжений ионизации приводит к величинам порядка 10^{-5} до 10^{-3} В, им можно поэтому всегда³⁾ пренебречь, и значение его лишь принципиальное.

1) См. также Г. Р. Фаулер¹⁵⁶ и А. Кён и Г. Юнг⁶⁰.

2) См. сноску на стр. 212.

3) Возможно, что эта работа выхода играет роль при выходе электронов из катода, у которого сильное поле близлежащего положительного ионного облака вырывает автоэлектроны («Feldbogen»). Если это так, то работа выхода катод-плазма должна была бы быть меньше работы выхода катод-вакуум, а следовательно, электронная эмиссия могла бы происходить при меньших полях. Потенциальный барьер (Шоттки) шел бы не так круто, как в случае границы металл-вакуум, и потому мог бы быть легче преодолен. Барьер уничтожился бы и переход от металла к плазме был бы непрерывным, если бы температура фокуса катода достигла критической температуры кипения металла-катода. Указанные соображения пока что надо рассматривать лишь как неопределенные гипотезы.

Т а б л и ц а 5

Уменьшение работы ионизации; работа выхода; натяжение силами сцепления (Kohäsionszug)

№ плазмы (по табл. 1)	Уменьшение средней ионизации, eV	Работа выхода электронов, eV	Работа выхода для ионов, eV	Натяжение силами сцепления. Поляризационная часть по (4,2), дин/см^2	Натяжение силами сцепления. Обменные силы по (4,3), дин/см^2
I	$8 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-14}$
II	$1 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-7}$	$6 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{-13}$	$1 \cdot 10^{-20}$
III	$4 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-8}$
IV	$2 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-9}$
V	$3 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$7 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-6}$
VI	$7 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$	2	$5 \cdot 10^{-4}$
VII	$3 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-2}$	60	$4 \cdot 10^{-2}$
VIII	$6 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^3$	4

Натяжение, создаваемое силами сцепления Z , удовлетворяет в случае неизотермической плазмы формуле:

$$Z = \frac{kT}{24\pi D^3} = \frac{\sqrt{\pi}}{3} e^3 \frac{N^{\frac{3}{2}}}{(kT)^{\frac{1}{2}}}; \quad (4,2)$$

значения Z для изотермической плазмы на 200% больше¹⁾. Натяжение для изотермической световой дуги (несколько ампер, $N \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$; $T \approx 5000^\circ \text{K}$) имеет согласно (4,2) порядок величины десятых дин/см^2 . Силы подобного порядка малости полностью перекрываются в общем случае разнообразными искажениями (воздушные потоки, электродинамические силы и пр.).

Штеенбек⁴⁹⁹ пытался исключить влияние этих искажений, исследуя дугу в пространстве, где не действует сила тяжести (свободно падающая коробка). Он обнаружил в дуге упругое натяжение, порядок величины которого можно было измерить, исследуя отклонение дуги в поперечном магнитном поле. Нельзя, однако, считать установленным, что это натяжение производится целиком или частично за счет сил сцепления согласно (4,2).

В этой связи надо указать на работу Т. Нейгебауэра³⁷², в которой вычисляется для плазмы натяжение силами сцепления (Kohäsionszug) при помощи квантовомеханических обменных сил между электронами; при этом расчет проводится для малых концентраций электронов,

¹⁾ В обзоре свойств дуги сильного тока Б. Киштейн и Ф. Копельман учитывали в своих вычислениях это натяжение; правда, эти авторы использовали формулу для Z с неправильным числовым множителем.

так что к электронному газу применима статистика Больцмана. Нейгебауэр дает для Z формулу

$$Z = \frac{e^2 h^2 N^2}{8 \pi m k T}; \quad (4,3)$$

для больших концентраций электронов Z по (4,3) превосходит натяжение поляризации (Polarisationszug) (4,2) (более быстрое возрастание с увеличением N). Правда, для приведенного выше примера натяжение, вычисленное по (4,3), на 3 порядка меньше натяжения, вычисленного по (4,2). Для очень больших концентраций ($\approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$) и при температурах порядка нескольких сот градусов натяжение силами сцепления может, согласно вычислениям, быть в равновесии с кинетическим давлением газа порядка 1 ат, т. е. способно сдерживать сильно ионизированные массы газа (шаровая молния?).

(Продолжение в следующем выпуске)
