

# ИЗМЕРЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ И ПРОВОДИМОСТИ ЧАСТИЧНО ИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЫ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ

*Н. С. Шилкин\*, С. В. Дудин, В. К. Грязнов, В. Б. Минцев, В. Е. Фортков*

*Институт проблем химической физики Российской академии наук  
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 3 марта 2003 г.

Представлены результаты экспериментов по определению электронной концентрации и электропроводности частично ионизованной неидеальной плазмы инертных газов, находящейся в магнитном поле. Генерация плазмы осуществлялась за фронтом падающей и отраженной ударных волн, возбуждаемых с помощью линейных взрывных генераторов. Магнитное поле около 5 Тл формировалось внутри соленоида, охватывающего канал генератора. Измерения проводились при  $P = 30\text{--}650$  МПа,  $T = 6000\text{--}17000$  К, параметре кулоновской неидеальности 0.01–2.8. Электронная концентрация рассчитывалась по измеренным значениям холловской разности потенциалов и достигала величины  $1.6 \cdot 10^{21}$  см<sup>-3</sup>. Зарегистрированные значения электропроводности лежат в диапазоне 0.1–200 Ом<sup>-1</sup> · см<sup>-1</sup>. Проведено сравнение экспериментальных результатов с различными моделями термодинамических и транспортных свойств неидеальной плазмы.

PACS: 52.27.Gr, 52.70.Ds, 52.25.Fi, 51.30.+i

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В области низких плотностей плазмы определение ее электронной концентрации не вызывает каких-либо трудностей не только с точки зрения экспериментального измерения, но и с точки зрения теории, где для расчета ионизационного равновесия и транспортных свойств применяются хорошо обоснованные теоретические модели [1, 2]. Ситуация значительно усложняется с повышением плотности плазмы, когда средняя потенциальная энергия взаимодействия частиц плазмы ( $E_p = e^2/r_D$ ,  $r_D$  — дебаевский радиус экранирования) оказывается сравнимой с их средней кинетической энергией ( $E_k = kT$ ), плазма становится неидеальной (параметр неидеальности  $\Gamma = E_p/E_k \sim 1$ ) [3–5].

Интерес к неидеальной плазме определяется как необходимостью описания фундаментальных свойств среды в экстремальных условиях, так и возможностями ее практического применения [4].

Строгое теоретическое описание плотной плазмы является сложной задачей [3, 4, 6]. В первую оче-

редь это связано с тем, что для учета межчастичных взаимодействий в плазме требуется строгое решение квантовомеханической задачи многих частиц, которая решена только для простейших случаев. Поэтому при расчетах применяются дополнительные приближения и упрощения, которые касаются выбора моделей и методов решения уравнений. При этом результаты расчета сильно зависят от исходных предположений и существенно меняются при их уточнении.

В связи с этим экспериментальные исследования плазмы с сильным межчастичным взаимодействием выдвигаются на первый план [4]. Однако плотная плазма является не простым объектом и для экспериментальных исследований. Среди сложностей ее генерации и определения параметров необходимо подчеркнуть, что измерения всегда проводятся в условиях высоких температур и давлений. Это влечет за собой необходимость проведения экспериментов в импульсном режиме, в связи с чем повышаются требования к измерительной аппаратуре, которая должна регистрировать измеряемые величины в субмикросекундном диапазоне с приемлемой погрешно-

\*E-mail: shilkin@icp.ac.ru

стью, а экспериментальная установка должна обладать источником энергии достаточной емкости и при этом обеспечивать быструю передачу этой энергии к исследуемому объекту.

В настоящее время широкое распространение получили электрические и динамические методы генерации неидеальной плазмы [4]. Проведены достаточно обширные экспериментальные исследования ее термодинамических, транспортных и оптических свойств [3, 4]. Однако остается высокая неопределенность при измерении электронной концентрации неидеальной плазмы в области ее частичной ионизации. В данной области параметров при определении ионизационного равновесия обычно используется «химическая» модель, которая позволяет получать надежные данные для слабонеидеальной плазмы. В случае неидеальной плазмы из-за отсутствия строгого критерия разделения электронов на свободные и связанные возникает неопределенность при расчете плазменных параметров, в том числе и электронной концентрации. Прямые экспериментальные измерения этого важного параметра отсутствуют.

В данной работе для определения электронной концентрации неидеальной плазмы использовался широко применяемый в физике твердого тела подход, основанный на измерении холловской разности потенциалов [7].

## 2. ДИАГНОСТИКА И ГЕНЕРАЦИЯ ПЛАЗМЫ

Ввиду необходимости высокой концентрации энергии для генерации неидеальной плазмы использовался динамический метод, основанный на сжатии и необратимом разогреве газа за фронтом мощных ударных волн (УВ). Данная техника является надежным средством получения пространственно-однородных плазменных образований с характерными размерами (порядка 1 см), достаточными для зондовой диагностики. В случае автомодельных течений законы сохранения на ударном разрыве записываются в простой алгебраической форме [8], что позволяет проводить расчет термодинамических параметров ударно-сжатого газа по измеренным гидродинамическим параметрам потока.

В экспериментах использовались линейные взрывные генераторы [9, 10]. Одна из конструкций генератора схематично представлена на рис. 1. Рабочим каналом взрывного генератора являлась винипластовая труба длиной около 30 см и внутренним диаметром около 5 см. Внутри канала трубы

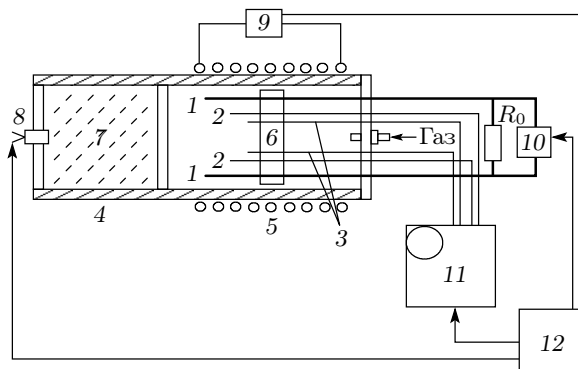


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 — силовые зонды; 2 — зонды для измерения проводимости; 3 — зонды для измерения электронной концентрации; 4 — канал генератора; 5 — соленоид; 6 — преграда; 7 — взрывчатое вещество; 8 — электродетонатор; 9 — источник тока соленоидов; 10 — источник тока через плазму; 11 — комплекс осциллографов; 12 — генератор задержанных импульсов

помещался активный заряд взрывчатого вещества (аммонит или гексоген). Общая длина заряда составляла 12–15 см. Его инициирование осуществлялось с помощью электродетонатора. Ударная волна образуется при расширении продуктов детонации в исследуемый газ. Толщина плазменного образования определяется разностью скорости  $D$  фронта ударной волны и массовой скорости  $U$  движения плазмы. При стационарном режиме величины  $D$  и  $U$  постоянны и толщина плазменного ступка возрастает линейно со временем. Диагностика плазмы осуществлялась как в падающей, так и в отраженной от преграды ударных волнах. Для этого на расстоянии 70–100 мм от среза заряда помещалась преграда из органического стекла. Взаимодействие налетающего плазменного ступка с преградой создавало отраженную ударную волну, которая вызывала дальнейший нагрев и ионизацию плазмы.

Параметры плазмы, образующейся за фронтом ударной волны, определяются начальным состоянием газа и скоростью  $D$  ударной волны, изменение которых позволяет получать плазму с заданными параметрами. В настоящей работе начальное давление газа  $P_0 = 0.4$  МПа, начальная температура  $T_0 = 300$  К, диапазон реализованных скоростей ударной волны  $D = 2–10$  км/с. Изменение  $D$  достигалось выбором конденсированного взрывчатого вещества. Насыпной аммонит позволял получать значения  $D = 2–3$  км/с в Ar и Xe, а прессованный

флегматизированный гексоген —  $D = 9\text{--}11$  км/с в He. По этим параметрам ( $D, P_0, T_0$ ) проводился расчет термодинамических [11] и электрофизических характеристик плазмы. Поскольку в основу расчета закладывается одномерность и стационарность гидродинамического течения, эти свойства проверялись в специальной серии оптических (высокоскоростная киносъемка) и электроконтактных зондовых экспериментов. Показано, что на расстоянии 50–100 мм от среза заряда организовано одномерное и стационарное течение, которое позволяет получить однородный плазменный сгусток с характерными размерами в несколько сантиметров. При этом одной из проблем является наличие волн боковой разгрузки, которые заметно искривляют плоский фронт ударной волны с ее удалением от среза заряда. Для решения данной проблемы измерительная ячейка устанавливалась в таком месте канала, чтобы область плазменного образования с плоским фронтом имела достаточные размеры (20–25 мм) для диагностики ее свойств. Немаловажное значение при генерации ударно-сжатой плазмы с помощью линейных взрывных генераторов имеет выбор материала генератора: с одной стороны, он должен выдерживать необходимые начальные давления, с другой стороны, во избежание «канального» эффекта скорость распространения ударно-волнового возмущения по стенкам генератора должна быть меньше скорости ударной волны в исследуемом газе. Для исследований плазмы аргона и ксенона в области низких скоростей ударной волны в качестве материала генератора нами был выбран винипласт, скорость звука в котором  $c_s \approx 2.3$  км/с.

Низкочастотная ( $\omega \ll \omega_{pe} = \sqrt{4\pi n_e e^2 / m_e}$ ) проводимость плазмы измерялась четырехточечным зондовым методом, широко применяемым в физике твердого тела. Данный метод позволяет избежать влияния приэлектродных явлений при измерениях в ударно-сжатой плазме [12, 13]. Транспортный электрический ток  $I$  подводился через два наружных электрода (зонды 1 рис. 1), а с двух внутренних электродов (зонды 2 рис. 1) регистрировалось вызванное протеканием этого тока напряжение  $U_c$ . Проводимость определялась с точностью около 30 % из следующего соотношения:

$$\sigma = \frac{IK}{U_c h}, \quad (1)$$

где  $h$  — толщина плазмы,  $K$  — геометрический фактор измерительной ячейки, т. е. коэффициент, учитывающий размеры зондов, образца и их взаимное расположение. Коэффициент рассчитывался теоретически и уточнялся при электролитическом моделировании.

Для этого преграда с зондами с соблюдением геометрии перед взрывом помещалась в электролит известных параметров. Проводимость электролита рассчитывалась по его концентрации с помощью справочника [14]. Без учета влияния магнитного поля погрешности определения величин  $K, h, I, U_c$  составляют примерно 10 %, что дает погрешность 20 % при определении проводимости. Учет влияния магнитного поля увеличивает погрешность определения величин  $I$  и  $U_c$  в 1.5–2 раза.

Методика определения электронной концентрации основана на измерении параметров эффекта Холла, который состоит в появлении электрического холловского поля в среде, находящейся в магнитном поле  $B$ , при протекании тока  $I$ , неколлинеарного полю  $B$ . Электрическое холловское поле

$$E_H = R_H [\mathbf{j} \times \mathbf{B}], \quad (2)$$

где  $j$  — плотность тока в образце,  $R_H$  — коэффициент Холла. В случае одного типа носителей заряда  $R_H = \pm r_H / n_{\pm} e$ , где  $n$  — концентрация носителей, знак «минус» соответствует электронной проводимости, знак «плюс» — положительно заряженным носителям заряда (ионам, дыркам),  $r_H$  — теоретический множитель порядка 1, учитывающий распределение электронов по скоростям и механизм их рассеяния; для случая рассеяния на кулоновском потенциале  $r_H = 1.93$  [7, 15, 16].

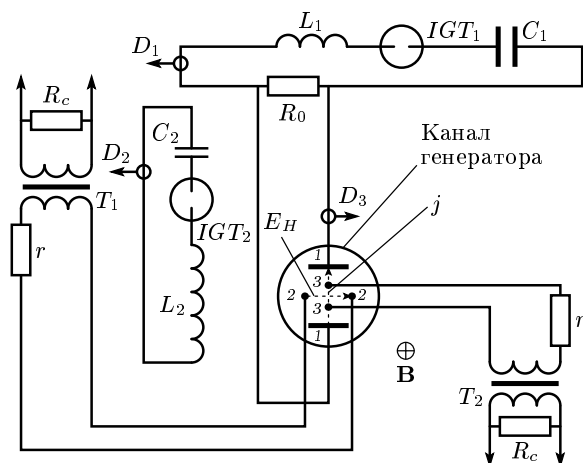
В экспериментах по определению электронной концентрации плазма помещалась в магнитное поле. Через одну пару зондов 1 (см. рис. 1), погруженных в плазму, пропускаться транспортный ток  $I$ , с другой пары зондов 3 снималось холловское напряжение  $U_H$ . Коэффициент Холла определялся с точностью около 50 % из следующего соотношения

$$R_H = \frac{U_H h}{BIQ}, \quad (3)$$

где  $Q$  — геометрический фактор ячейки, который определялся в специальной серии экспериментов со слабонеидеальной плазмой гелия.

В падающей волне за характерные гидродинамические времена эксперимента порядка 1 мкс магнитное поле успевает проникнуть в плазменный объем (толщина скин-слоя  $\delta \approx 5$  см  $> r = 2.5$  см),  $r$  — радиус плазменного образования. В отраженной волне реализуется режим вмороженного поля ( $\delta < r$ ).

Основная трудность, ограничивающая зондовые измерения в ударно-сжатой плазме, находящейся в импульсном магнитном поле, — высокий уровень по-



**Рис. 2.** Электрическая схема эксперимента:  $L_1C_1R_0$  — цепь, формирующая ток через плазму;  $L_2C_2$  — цепь соленоида;  $D_1$ – $D_3$  — пояса Роговского;  $T_1$ – $T_2$  — импульсные трансформаторы;  $IGT_1$ ,  $IGT_2$  — игнитронные разрядники; 1 — силовые зонды; 2 — зонды для измерения электронной концентрации; 3 — зонды для измерения проводимости

сторонних сигналов, порожденных изменением магнитного потока через контуры, образованные измерительными цепями. Применительно к измерению эффекта Холла проблема осложняется тем обстоятельством, что с ростом электронной концентрации уменьшается величина регистрируемого сигнала. Для ее решения контуры, образованные контрольными цепями, минимизировались и размещались в плоскости, параллельной магнитному полю. Зонды устанавливались симметрично относительно оси соленоида. Все измерительные кабели подводились к взрывной сборке соосно с направлением магнитного поля. Также в ряде экспериментов для выделения из общего сигнала посторонних сигналов, порожденных изменением магнитного поля, применялся следующий прием: измерительные зонды изготавливались длиннее силовых. При движении плазма вначале замыкала измерительные зонды. С них регистрировались посторонние сигналы. При замыкании плазмой силовых зондов на измерительных зондах к «шуму» добавлялся полезный сигнал.

Импульсное магнитное поле генерировалось с помощью разряда батареи конденсаторов емкостью  $C_2 = 1$  мФ (рис. 2) через соленоид индуктивностью  $L_2 = 20$  мкГн, намотанный на каркас взрывного генератора. В эксперименте через него протекал ток 20–30 кА, производная которого фиксировалась поя-

сом Роговского  $D_2$  с точностью около 10%. Магнитная индукция в центре соленоида определялась по формуле

$$B = \frac{\mu_0 NI}{\sqrt{l^2 + d^2}},$$

где  $\mu_0$  — магнитная постоянная,  $N = 25$  — количество витков соленоида,  $I = 20$ –30 кА — электрический ток, протекающий через соленоид,  $l = 0.15$  м — длина соленоида,  $d \approx 0.05$  м — диаметр соленоида.

В качестве источника тока, подводимого к плазме, использовалась батарея конденсаторов  $C_1$ . Импульс тока формировался с помощью RLC-цепочки ( $C_1 = 100$  мкФ,  $L_1 \approx 300$  мкГн,  $R_0 \approx 1$  Ом). Коммутация тока осуществлялась игнитронным разрядником ИРТ-6. До замыкания плазмой силовых зондов ток течет через шунтирующее сопротивление  $R_0$ . Предельное напряжение, до которого заряжалась батарея конденсаторов  $C_1$ , составляло 2–2.5 кВ; оно определялось отсутствием пробоя между силовыми электродами при расстоянии между ними 12–20 мм. Индуктивный датчик  $D_3$  служит для измерения тока, протекающего через плазму. Он располагается непосредственно на измерительной ячейке. Измерение напряжений для определения проводимости и электронной концентрации осуществлялось импульсными трансформаторами  $T_1$  и  $T_2$ , которые изготавливались из ферритовых высокочастотных сердечников. Обеспечение ненасыщаемости сердечников достигалось применением резисторов  $r$ , ограничивающих токи. Проверка трансформаторов показала, что они передают фронты микросекундных импульсов с временным разрешением не хуже 0.1–0.3 мкс. Для согласования измерительных линий на входе осциллографов помещались сопротивления  $R_c = 50$  Ом. Сигналы с трансформаторов и поясов Роговского подавались на комплекс двухканальных запоминающих осциллографов С9-8. Для избежания наводок, порожденных мощными электрическими и магнитными полями, измерительные осциллографы были помещены в экранированной комнате. В каждом опыте проводились две–три независимые осциллографические записи каждого параметра на персональный компьютер через канал общего пользования в оцифрованном виде. Запуск регистрирующей аппаратуры, средств коммутации килоамперных токов и устройств для подрыва конденсированных взрывчатых веществ осуществлялся от генератора задержанных импульсов в заданные моменты времени. Задержки выбирались из критерия максимумов тока соленоида и тока, протекающего через плазменное образование в момент его подлета к преграде.

В экспериментах также определялась скорость  $D$  фронта ударной волны с помощью трех пар зондов разной длины. Зная времена прихода плазменной пробки на зонды и расстояние между ними, легко вычислить  $D$ . Точность ее определения 1–3%. Толщина плазменной пробки рассчитывалась по ударным адиабатам инертных газов [17] с учетом расстояния от среза заряда до преграды с зондами.

Для простоты интерпретации измерений эффекта Холла требуется пространственно-однородный образец. Это требование обусловило выбор метода генерации плазмы. Применение техники ударных волн позволяет получать однородные образования плотной плазмы размером в несколько сантиметров; генерация отличается высокой воспроизводимостью результатов.

Для корректных измерений холловской разности потенциалов также требуется пространственно-однородное магнитное поле, свободно проникающее в плазму. Так как в наших экспериментах плазма является движущимся объектом, требуется организовать ее течение таким образом, чтобы время диффузии магнитного поля в ее объем было много меньше, чем характерное гидродинамическое время, т. е. магнитное число Рейнольдса, определяемое как отношение этих времен, должно быть меньше единицы.

Проведенные оценки показывают [18, 19], что при  $B = 5$  Тл,  $r = 2.5$  см такие течения реализуются в плазме аргона при  $D < 4$  км/с, а в плазме ксенона при  $D < 3$  км/с. Кроме того, при указанных выше скоростях фронта падающей ударной волны за фронтом отраженной ударной волны можно ожидать образование плазмы с параметром неидеальности до единицы в аргоне и трех в ксеноне.

Для простоты интерпретации результатов измерений необходимо, чтобы проводимость плазмы была больше проводимости продуктов детонации. По данным работы [20] характерная величина проводимости продуктов детонации за детонационным фронтом достаточно высокая (0.1–1 Ом · см<sup>-1</sup>), однако при их расширении она значительно уменьшается (в 10–100 раз). Из наших экспериментальных осциллограмм следует, что при приходе продуктов детонации на силовые и измерительные зонды отсутствует резкое изменение регистрируемых сигналов, что и подтверждает отсутствие шунтирования плазмы продуктами детонации.

Типичная экспериментальная осциллограмма, взятая из работы [21], представлена на рис. 3, где показаны области падающей и отраженной ударных волн. При отражении проводимость плазмы

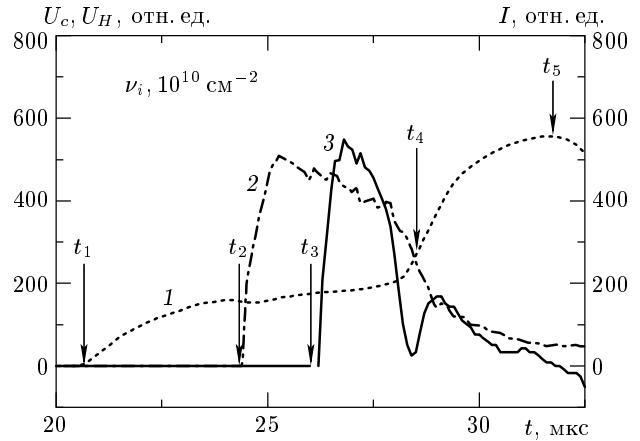


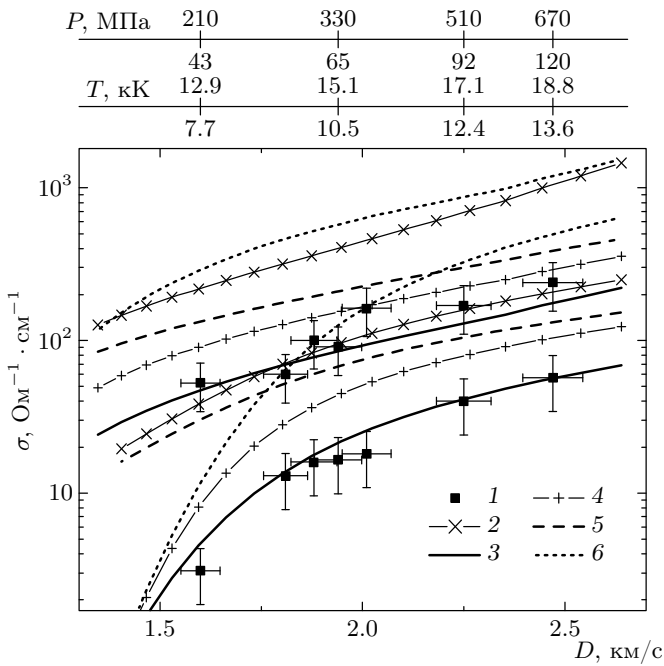
Рис. 3. Типичная осциллограмма эксперимента с плазмой аргона: кривая 1 — ток через плазму; 2 — напряжение  $U_c$  на зондах 2; 3 — напряжение  $U_N$  на зондах 3;  $t_1$ – $t_3$  — моменты прихода плазмы на зонды 1–3;  $t_4$  — начало отражения;  $t_5$  — окончание отражения

возрастает, ее сопротивление убывает и становится меньше сопротивления шунта, поэтому ток через нее увеличивается. Холловская эдс в отраженной волне уменьшается вследствие роста электронной концентрации, которая вызвана дальнейшим разогревом и сжатием плазмы. Напряжение с зондов для определения проводимости при отражении падает из-за того, что ее сопротивление уменьшается быстрее, чем растет ток.

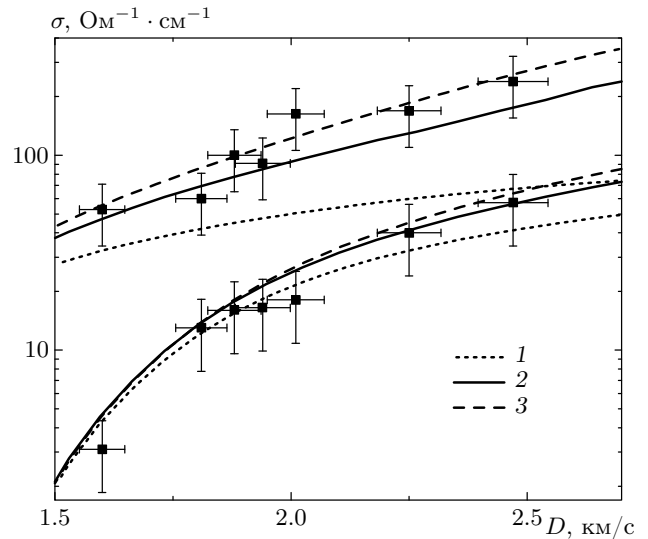
### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Измерения проводились в ударно-сжатой частично ионизованной (степень ионизации  $\alpha = 10^{-6}$ – $10^{-1}$ ) плазме гелия, аргона и ксенона. Электронная компонента невырождена ( $n_e \lambda_e^3 \ll 1$ ). Была исследована область параметров:  $0.01 < \Gamma < 2.8$ ,  $P = 20$ – $650$  МПа,  $T = 6000$ – $22000$  К.

Расчет термодинамических параметров и состав ударно-сжатой плазмы осуществлялся при помощи кода SAHA-IV, в основу которого положена химическая модель плазмы [1, 4, 5, 22]. В этой модели плазма рассматривается как квазинейтральная смесь частиц различных сортов (электроны, атомы, ионы различной кратности), взаимодействующих между собой. Кулоновское взаимодействие частиц описывалось в рамках дебаевского приближения в большом каноническом ансамбле [22], применявшегося ранее для описания кулоновских эф-



**Рис. 4.** Расчетная и экспериментальная электропроводности плазмы ксенона: 1 — наши экспериментальные данные; 2 — расчет по формуле Спитцера; 3 — расчет по формуле (6); 4 — аддитивное приближение; 5 — кулоновская составляющая проводимости; 6 — проводимость за счет рассеяния электронов на атомах



**Рис. 5.** Расчетная и экспериментальная электропроводности плазмы ксенона: 1 — приближение идеальной плазмы с числом энергетических уровней  $n = 100$  в статистических суммах атомов и ионов; 2 — дебаевское приближение в большом каноническом ансамбле, статистические суммы атомов и ионов вычислялись по уровням энергии  $E_n$ , не превышающим  $I - \Delta I$ , где  $\Delta I$  — снижение потенциала ионизации; 3 — дебаевское приближение в большом каноническом ансамбле, статистические суммы атомов и ионов ограничены основным состоянием; точки — эксперимент

фффектов в ударно-сжатой плазме [17, 23]. При высоких сжатиях плазмы существенным оказывается отталкивание атомов и ионов на коротких расстояниях [24] вследствие перекрытия внешних электронных оболочек. Этот эффект описывался в приближении «мягких» сфер [25]. Соотношение между плотностями числа частиц разных сортов,  $n_j$ , определялось из условия минимума свободной энергии [2]. Поправки к термодинамическим функциям из-за влияния магнитного поля не учитывались.

Результаты экспериментов по определению проводимости представлены на графиках в координатах  $\sigma-D$  (рис. 4–6), где  $D$  — скорость фронта падающей ударной волны, а  $\sigma$  — проводимость плазмы за фронтом падающей и отраженной от преграды ударных волн. Все данные соответствуют начальному давлению газа в 0.4 МПа. Расчетные данные изображены в виде кривых. Нижние группы кривых соответствуют падающей волне, верхние кривые — отраженной. На рис. 4 и 5 также имеются дополнительные оси абсцисс, на которых приведены расчетные значения давления и температуры плазмы. Нижние значения соответствуют плазменным параметрам в падающей

волне, верхние значения — в отраженной волне.

В присутствии внешнего магнитного поля в случае сферически-симметричной зоны проводимости выражение для поперечной составляющей проводимости, полученное из кинетического уравнения в  $\tau$ -приближении, имеет вид [26]

$$\sigma = \frac{e^2}{3\pi^2} \int_0^\infty -\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \frac{\tau(\varepsilon)}{1 + (\Omega\tau)^2} \frac{k^3(\varepsilon)}{m(\varepsilon)} d\varepsilon, \quad (4)$$

где  $\Omega = eH/m_e c$  — циклотронная частота электронов,  $\varepsilon$  — кинетическая энергия электронов,  $k$  — модуль волнового вектора,  $\tau$  — время релаксации импульса,  $f_0(\varepsilon)$  — равновесная функция распределения электронов, связанная с концентрацией электронов выражением

$$n_e = \frac{1}{2\pi^2} \left( \frac{2m_e}{\hbar^2} \right)^{3/2} \int_0^\infty f_0(\varepsilon) \varepsilon^{1/2} d\varepsilon / \int_0^\infty f_0(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (5)$$

Считая зону проводимости параболической ( $\varepsilon = \hbar^2 k^2 / 2m_e$ ) и учитывая, что электроны

подчиняются классической статистике, получим окончательное выражение для расчета проводимости:

$$\sigma = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \frac{e^2 n_e (kT)^{-5/2}}{m_e} \times \int_0^\infty \frac{\varepsilon^{3/2} \tau(\varepsilon) \exp(-\varepsilon/kT)}{1 + (\Omega\tau)^2} d\varepsilon, \quad (6)$$

где

$$\tau(\varepsilon) = \left[ \sum_j \frac{(\nu_{ei}(\varepsilon))_j}{\gamma_j} + \nu_{ea}(\varepsilon) \right]^{-1}, \quad (7)$$

суммирование проводится по ионам с различным зарядом,  $\gamma_j$  — числовой множитель, учитывающий столкновения электронов и зависящий от кратности ионизации [27],  $\nu_{ei}$ ,  $\nu_{ea}$  — зависящие от энергии частоты столкновений электронов с ионами и атомами:

$$\nu_{ea} = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m_e}} n_a Q_{ea}, \quad \nu_{ei} = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m_e}} n_i Q_{ei}, \quad (8)$$

$n_a$  и  $n_i$  — концентрации атомов и ионов,  $Q_{ea}$  и  $Q_{ei}$  — транспортные сечения рассеяния электронов соответственно на атомах и ионах. Количественные данные по сечениям рассеяния электронов на атомах брались из работы [28]. Сечения рассеяния электронов на ионах принимались следующими:

$$Q_{ei} = \sum_j \frac{Z_j^2 \pi e^4}{\varepsilon^2} I_i, \quad (9)$$

где

$$I_i = \frac{1}{2} \ln \left[ 1 + \left( \frac{2\varepsilon r_d}{e^2} \right)^2 \right], \quad r_d = \sqrt{\frac{kT}{8\pi e^2 n_e}}.$$

При отсутствии магнитного поля формула 6 переходит в интерполяционную формулу Фроста [29]. Формула Фроста составлена таким образом, что в предельных случаях дает лоренцевскую и спитцеровскую асимптотики для слабо- и полностью ионизованной плазмы соответственно.

Основные проблемы при расчете проводимости частично ионизованной плазмы связаны с выбором термодинамической модели для определения компонентного состава плазмы, а также модели для описания транспортных свойств. Оценим влияние каждого из этих факторов по отдельности. Вначале проведем расчет по различным моделям транспортных свойств при фиксированной термодинамической модели. Затем применим различные термодинамические модели для одной и той же модели транспортных свойств.

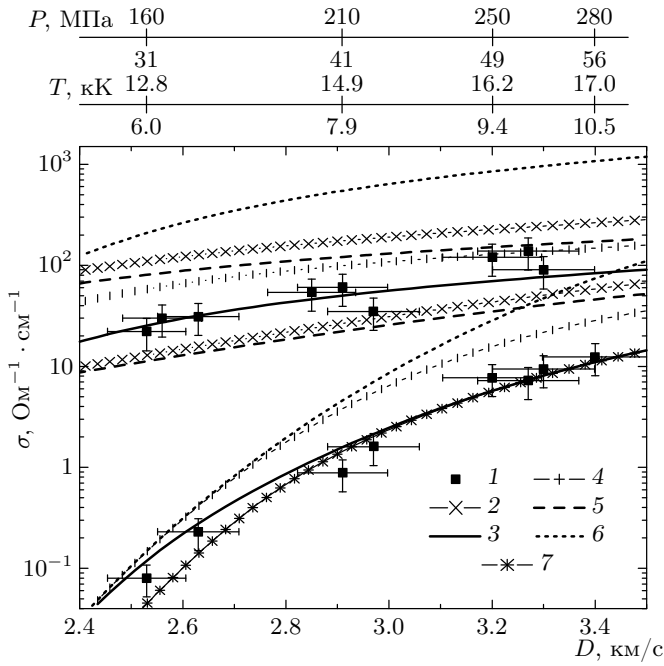
На рис. 4 представлено сравнение различных методов расчета проводимости частично ионизованной плазмы ксенона для термодинамической модели, учитывающей кулоновское взаимодействие в рамках дебаевского приближения в большом каноническом ансамбле, а отталкивание тяжелых частиц по модели мягких сфер [25]. Кривая 2 соответствует расчету электропроводности по формуле Спитцера [27]. Расчет по описанной выше модели (аналогичной формуле Фроста), показан на кривой 3. Кривая 4 соответствует независимому рассеянию электронов на атомах и ионах [30]. В этом случае

$$\frac{1}{\sigma} = \frac{1}{\sigma_{ei}} + \frac{1}{\sigma_{ea}}.$$

Данная формула базируется на предположении, что общее сопротивление проводящего участка складывается из сопротивлений, оказываемых движению электронов со стороны нейтральных и заряженных компонент;  $\sigma_{ei}$  — кулоновская составляющая проводимости, соответствующая [29] с учетом лишь столкновений электронов с заряженными частицами;  $\sigma_{ea}$  — проводимость [29] при учете лишь столкновений электронов с атомами. Результаты расчета величин  $\sigma_{ei}$  и  $\sigma_{ea}$  представлены соответственно кривыми 5 и 6. Как видно на рис. 4, значения проводимости, рассчитанные с использованием различных моделей транспортных свойств плотной плазмы, дают большой разброс. Экспериментальные данные разумно описываются только формулой (6), остальные методы дают превышение расчетных данных над экспериментом. Зависимости, приведенные на рис. 4, сохраняют свой вид и для других термодинамических моделей плотной плазмы ксенона.

На рис. 5 представлено сравнение наших данных по проводимости частично ионизованной плазмы ксенона с расчетом по формуле (6) для различных термодинамических моделей. Расчетные кривые электропроводности в падающей волне различаются слабо, а измеренные значения электропроводности не противоречат расчету. В отраженной волне различие экспериментальных результатов и расчета становится ощутимым, и можно сделать вывод, что модель «идеальной плазмы» с числом энергетических уровней в статистических суммах атомов и ионов  $n = 100$  дает худшее согласие с экспериментальными данными.

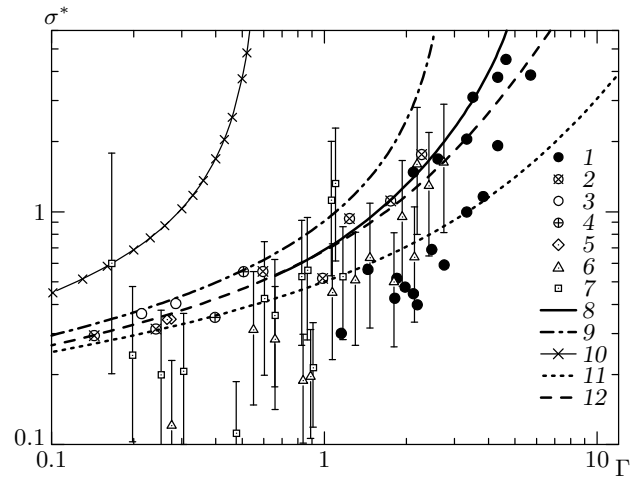
На рис. 6 представлено сравнение различных методов расчета проводимости частично ионизованной плазмы аргона для дебаевского приближения в большом каноническом ансамбле. В области скоростей  $D < 2.9$  км/с за фронтом падающей волны элект-



**Рис. 6.** Электропроводность неидеальной плазмы аргона (термодинамика — дебаевское приближение в большом каноническом ансамбле): 1 — наши экспериментальные данные; 2 — расчет по формуле Спитцера; 3 — расчет по формуле (6),  $B = 0$ ; 4 — аддитивное приближение; 5 — кулоновская составляющая проводимости; 6 — проводимость за счет рассеяния электронов на атомах; 7 — расчет по формуле (6),  $B = 5$  Тл

тронная компонента замагничена. Вклад магнитного поля виден из сравнения кривых 7 (с учетом магнитного поля) и 3 (без учета магнитного поля). Поведение кривых на рис. 6 качественно совпадает с поведением кривых на рис. 4. Большинство моделей предсказывают более высокие значения проводимости по сравнению с экспериментальными данными. Формула (6) удовлетворительно описывает эксперимент.

Для экспериментальных точек, где существен вклад столкновений электронов с атомами, проведено выделение кулоновской составляющей (рис. 7) проводимости по методике, аналогичной описанной в [31]. Для этого в выражении для проводимости частота столкновений электронов с ионами  $(\sum_j (v_{ei}(\epsilon))_j / \gamma_j)$  умножалась на такой множитель  $K$ , чтобы экспериментально определенная проводимость совпала с расчетной. Тогда кулоновская составляющая проводимости  $\sigma_C$  определялась следующим образом:



**Рис. 7.** Зависимости безразмерной проводимости неидеальных сред от параметра неидеальности:  $\sigma^* = \sigma_c / \sigma_s$  для экспериментальных точек;  $\sigma^* = \sigma / \sigma_s$  для теоретических моделей;  $\sigma_s = 2^{5/2} (kT)^{3/2} / e^2 \sqrt{m_e}$ ; 1–4 — данные работ [12, 13]; 5, 6, 7 — наши данные соответственно для гелия, ксенона, аргона; 8, 9, 10 — соответственно данные работ [33, 25, 30, 34]; 12 — зависимость (10) при  $K = 1$  и  $\Omega\tau = 0$

$$\sigma_C = \frac{1}{K} \frac{4e^2 n_e (kT)^{-5/2}}{3\sqrt{\pi} m_e} \int_0^\infty \frac{d\epsilon \epsilon^{3/2} \exp(-\epsilon/kT)}{1 + (\Omega\tau)^2} \times \left[ \sum_j \frac{(v_{ei}(\epsilon))_j}{\gamma_j} \right]^{-1}, \quad (10)$$

причем  $\tau$  в выражении для параметра замагниченности определяется столкновениями электронов как с ионами, так и с атомами.

На рис. 7 показаны результаты выделения кулоновской составляющей проводимости. Там же представлены несколько теоретических приближений и экспериментальные данные из других работ. Кривая 9 соответствует теории Спитцера, которая хорошо описывает проводимость полностью ионизованного газа или газа с небольшой степенью ионизации. При  $\Gamma \geq 3$  значения спитцеровской проводимости не определены. Приведены экспериментальные данные (кривые 1–4) по ударному сжатию инертных газов и воздуха [12, 13]. Кривая 12 соответствует теоретической зависимости (6) при  $K = 1$  и  $\Omega\tau = 0$ . Она имеет правильную асимптотику в область слабонеидеальной плазмы. Кривая 10 соответствует решению сходящегося кинетического уравнения [32], справедливому в первом порядке по  $\Gamma$ , в котором учет межчастичных взаимодействий осуществлен через экра-



нированный кулоновский потенциал.

В случае носителей заряда двух типов (в нашем случае электроны и ионы) расчет дает следующее выражение для коэффициента Холла [15]:

$$R_H = \frac{r_i n_i \mu_i^2 - r_e n_e \mu_e^2}{e(n_i \mu_i + n_e \mu_e)^2}. \quad (11)$$

Индекс «e» соответствует электронам, «i» — ионам,  $r_{e,i}$  и  $\mu_{e,i}$  — холл-факторы и подвижности заряженных компонент,  $n_e$  и  $n_i$  — их концентрации.

В наших экспериментах исследовалась однократно ионизованная плазма, т. е.  $n_e = n_i$ . В экспериментах были зарегистрированы отрицательные значения холловской эдс. Данное обстоятельство позволяет сделать вывод о том, что электроны обладают большей подвижностью, чем ионы,  $\mu_e > \mu_i$ .

Значение дрейфовой подвижности  $\mu_d$  электронов отлично от холловской подвижности  $\mu_H$ :  $r_H = \mu_H / \mu_d$  [16]. Данное различие приводит к необходимости оценки величины холл-фактора  $r_H$  для уточнения электронной концентрации. При расчете величины холл-фактора учитывалась величина магнитного поля. Расчетная формула была взята из работы [16]:

$$r_H = \frac{\left\langle \frac{\mu_e^2}{1 + \mu_e^2 B^2} \right\rangle}{\left\langle \frac{\mu_e}{1 + \mu_e^2 B^2} \right\rangle^2 + \frac{e^2 B^2}{m_e^2} \left\langle \frac{\mu_e^2}{1 + \mu_e^2 B^2} \right\rangle}, \quad (12)$$

где угловые скобки означают усреднение по всем энергиям, причем

$$\langle Y \rangle = -\frac{2}{3} \int_0^\infty Y \varepsilon^{3/2} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} d\varepsilon / \int_0^\infty \varepsilon^{1/2} f_0 d\varepsilon, \quad (13)$$

$f_0$  — функция распределения электронов,  $\mu_e = \mu_e(\varepsilon) = e\tau(\varepsilon)/m_e$  — зависимость подвижности электронов от энергии. Зависимость времени релаксации импульса от энергии,  $\tau(\varepsilon)$ , принималась такой же, как и при вычислении проводимости.

На рис. 8 представлена зависимость холл-фактора от параметра неидеальности при учете только электрон-ионных и электрон-электронных столкновений. В пределе слабонеидеальной плазмы, когда  $\Gamma \rightarrow 0$ , получаем результат, известный из физики твердого тела:  $r_H \rightarrow 1.93$ , что соответствует случаю рассеяния электронов на ионизованных примесях. Величина холл-фактора определяется типом функциональной зависимости времени релаксации импульса от энергии. В области  $\Gamma \approx 1$  происходит ее изменение, что и объясняет излом на графике.

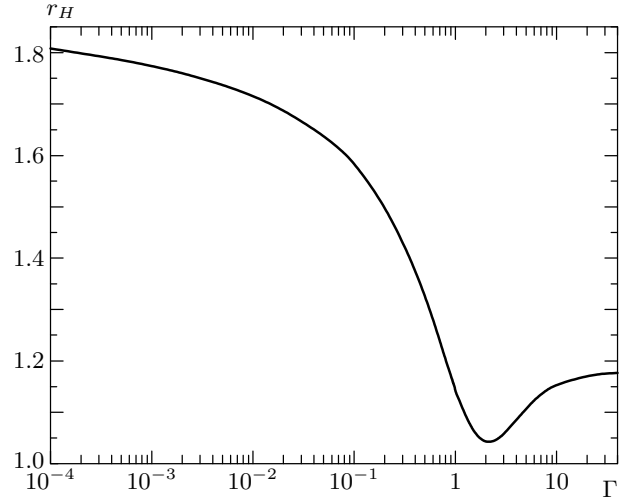
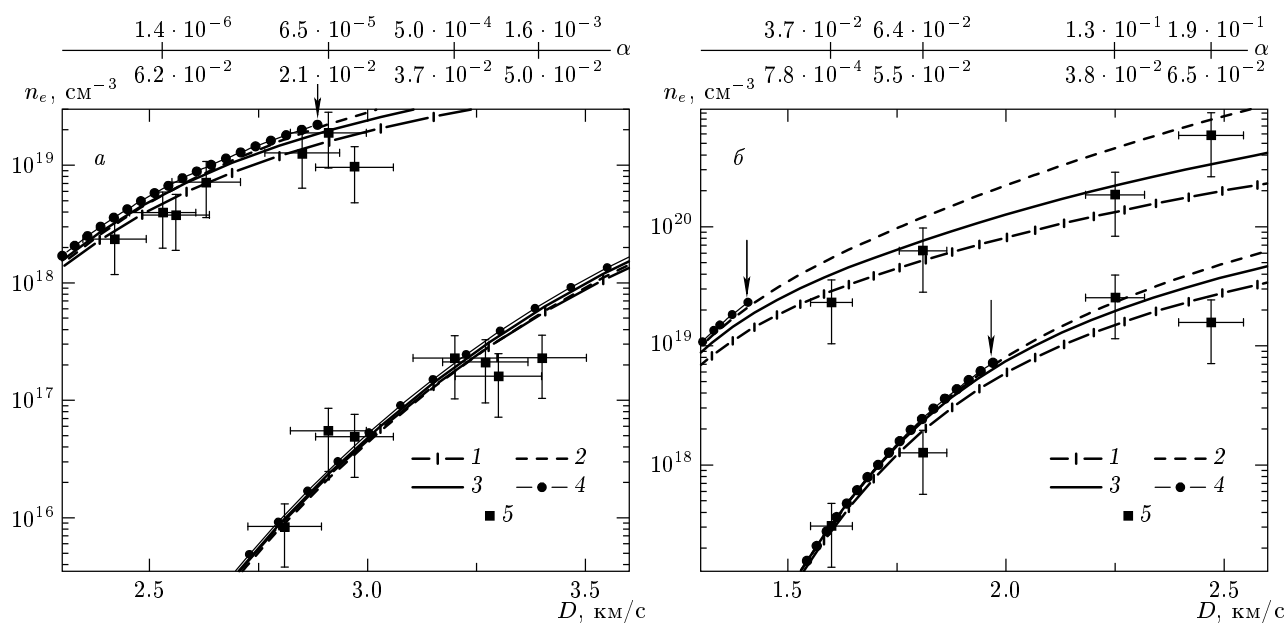


Рис. 8. Электронный холл-фактор при учете столкновений электронов с заряженными частицами

Для сравнения полученных экспериментальных данных по электронной концентрации наряду с дебаевским приближением в большом каноническом ансамбле для описания эффектов кулоновского взаимодействия применялись следующие варианты химической модели [22]: модель идеальной плазмы [2] и модель Дебая–Хюккеля. Модель идеальной плазмы полностью пренебрегает взаимодействием частиц и поэтому справедлива лишь в случае сильно разреженной или высокотемпературной плазмы. Наряду с различными моделями для кулоновской неидеальности, для анализа влияния связанных состояний на суммарные термодинамические величины и рассчитываемую величину электронной концентрации  $n_e$  рассматривалось несколько вариантов ограничения [22] статистических сумм.

Сравнение экспериментальных величин электронной концентрации, полученных с учетом величины холл-фактора (12), в зависимости от скорости фронта ударной волны для начального давления газа  $P_0 = 0.4$  МПа с данными теоретических моделей представлено на рис. 9, где также приведена дополнительная ось абсцисс, на которой нанесены расчетные значения степени ионизации плазмы. Нижние значения соответствуют плазменным параметрам в падающей волне, верхние — в отраженной.

При расчете в приближении идеальной плазмы использовались два варианта ограничения статистических сумм — в одном из них использовалось до уровней энергии атома и ионов, в другом — ограничивались лишь основным состоянием. Для учета кулоновского взаимодействия свободных зарядов



**Рис. 9.** Экспериментальная и расчетная электронные концентрации в неидеальной плазме аргона (а) и ксенона (б): 1 — приближение идеальной плазмы с числом энергетических уровней  $n = 100$  в статистических суммах атомов и ионов; 2 — кольцевое приближение в большом каноническом ансамбле, разложение до второго порядка по  $\Gamma$ , статистические суммы атомов и ионов ограничены основным состоянием; 3 — дебаевское приближение в большом каноническом ансамбле, статистические суммы атомов и ионов вычислялись по уровням энергии  $E_n$ , не превышающим  $I - \Delta I$ ; 4 — модель Дебая-Хюккеля; 5 — эксперимент

наряду с дебаевским приближением в большом каноническом ансамбле использовалось приближение, включающее члены, квадратичные по параметру неидеальности. Возможности расчета в приближении Дебая-Хюккеля ограничены лишь узкой областью низких скоростей ударного фронта в случаях как аргоновой, так и ксеноновой плазмы. Предельные точки, для которых удалось провести расчет по данной модели, на рис. 9 обозначены стрелками. Более высокие скорости ударного сжатия соответствуют большим значениям параметра неидеальности, которые приводят к известной [22] неустойчивости модели, иногда интерпретируемой как фазовый переход.

За фронтом падающей волны в исследуемом диапазоне скоростей (2.3–3.5 км/с) и при начальном давлении  $0.400 \pm 0.001$  МПа в ударно-сжатом аргоне реализуются состояния с умеренной неидеальностью ( $\Gamma < 0.3$ ). В этой области параметра неидеальности расхождение теоретических моделей невелико и они не противоречат полученным экспериментальным данным. В аргоне за отраженной волной значения  $\Gamma$  достигали 1.2. Из рис. 9а видно, что экспериментальные значения  $n_e$  за фронтом отраженной волны в аргоне лежат в целом ниже вели-

чин, полученных в результате принятых вариантов расчета. Данное обстоятельство, например, можно связать с недооценкой величины холл-фактора, которая может происходить как из-за неточных сечений рассеяния электронов на атомах, так и из-за не совсем корректной функциональной зависимости времени релаксации импульса от энергии.

На рис. 9б представлены результаты экспериментов по определению  $n_e$  в плазме ксенона. Для этих исследований значения рассчитанного кулоновского параметра неидеальности  $\Gamma$  достигали в ударно-сжатом ксеноне 1.3 за падающей волной и 2.8 за отраженной волной. За фронтом падающей волны расчетные и измеренные значения  $n_e$  не противоречат друг другу. При отражении появляется заметное расхождение между расчетными и экспериментальными данными. Можно предположить, что кривые 3 и 4 на рис. 9б при  $\Gamma > 1.5$  предсказывают завышенные значения  $n_e$ , а дебаевское приближение в большом каноническом ансамбле справедливо до  $\Gamma = 3$ .

Если к анализу данных по измерению электронной концентрации привлечь результаты экспериментов по определению проводимости, то можно сделать вывод, что при существующей в настоящее время точности измерений непротиворечивое описание

электронной концентрации и проводимости достигается при использовании дебаевского приближения в большом каноническом ансамбле либо при использовании приближения идеальной плазмы со статистическими суммами атомов и ионов, ограниченными основным состоянием.

Видимо, более определенные выводы о применимости той или иной модели удастся сделать при повышении точности экспериментальных данных.

## ЛИТЕРАТУРА

1. W. Ebeling, *Physica* **43**, 293 (1969).
2. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Статистическая физика*, Наука, Москва (1964).
3. *Энциклопедия низкотемпературной плазмы*, т. 1, под ред. В. Е. Фортова, Наука/Интерпериодика, Москва (2000).
4. В. Е. Фортов, И. Т. Якубов, *Неидеальная плазма*, Энергоатомиздат, Москва (1994).
5. W. Ebeling, A. Förster, V. Fortov et al., *Thermophysical Properties of Hot Dense Plasmas*, Teubner, Stuttgart–Leipzig (1991).
6. Г. Э. Норман, А. Н. Старостин, *ТВТ* **8**, 413 (1970).
7. К. Зеегер, *Физика полупроводников*, Мир, Москва (1977).
8. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, Физматгиз, Москва (1963).
9. В. Е. Фортов, Ю. В. Иванов, А. Н. Дремин и др., *ДАН* **221**, 1307 (1975).
10. В. Б. Минцев, В. Е. Фортов, *ТВТ* **20**, 745 (1982).
11. В. К. Грязнов, И. Л. Иосилевский, В. Е. Фортов, *ПМТФ* **3**, 70 (1973).
12. Ю. В. Иванов, В. Б. Минцев, В. Е. Фортов и др., *ЖЭТФ* **71**, 216 (1976).
13. В. Б. Минцев, В. Е. Фортов, В. К. Грязнов, *ЖЭТФ* **79**, 116 (1980).
14. *Краткий справочник физико-химических величин*, под ред. К. П. Мищенко и А. А. Равделя, Химия, Ленинград (1972).
15. Е. В. Кучис, *Методы исследования эффекта Холла*, Сов. радио, Москва (1974).
16. П. С. Киреев, *Физика полупроводников*, Высшая школа, Москва (1969).
17. В. К. Грязнов, М. В. Жерноклетов, В. Н. Зубарев и др., *ЖЭТФ* **78**, 573 (1980).
18. S. V. Dudin, V. E. Fortov, V. K. Gryaznov et al., in *Shock Compression of Condensed Matter*, ed. by S. C. Schmidt, D. P. Dandekar, and J. W. Forbes, AIP, New York (1997), p. 793.
19. С. В. Дудин, В. Б. Минцев, А. Е. Ушнурцев и др., в сб. *Мегагаусная и мегаамперная импульсная технология и применения*, ВНИИЭФ, Саров (1993), с. 733.
20. А. П. Ершов, П. И. Зубков, Ю. Н. Ильянович и др., в сб. *Труды третьей Международной конференции по генерации мегагаусных магнитных полей и родственными экспериментам*, Наука, Москва (1984), с. 397.
21. Н. С. Шилкин, С. В. Дудин, В. К. Грязнов, В. Б. Минцев, В. Е. Фортов, *Письма в ЖЭТФ* **77**, 582 (2003).
22. В. К. Грязнов, И. Л. Иосилевский, Ю. Г. Красиков и др., в сб. *Теплофизические свойства рабочих сред газофазного ядерного реактора*, под ред. В. М. Иевлева, Атомиздат, Москва (1980), с. 301.
23. В. К. Грязнов, М. В. Жерноклетов, И. Л. Иосилевский и др., *ЖЭТФ* **114**, 1242 (1998).
24. А. А. Ликальтер, *ЖЭТФ* **56**, 240 (1969).
25. V. E. Fortov, V. K. Gryaznov, V. B. Mintsev et al., *Contrib. Plasma Phys.* **41**, 215 (2001).
26. Б. М. Аскеров, *Кинетические эффекты в полупроводниках*, Наука, Ленинград (1970).
27. L. Spitzer and R. Härm, *Phys. Rev.* **89**, 977 (1953).
28. L. S. Frost and A. V. Phelps, *Phys. Rev.* **136**, A1538 (1964).
29. L. S. Frost, *J. Appl. Phys.* **32**, 2029 (1961).
30. Е. Лин, Е. Реслер, А. Кантровиц, *Вопросы ракетной техники* **1**(31), 13 (1956).
31. В. Б. Минцев, *Труды МФТИ*, сер. Общая и молекулярная физика **10**, 192 (1978).
32. H. A. Gould and H. E. deWitt, *Phys. Rev.* **155**, 68 (1967).
33. R. Redmer, *Phys. Rep.* **282**, 35 (1997).
34. R. Redmer, *Phys. Chem.* **204**, 135 (1998).