

Раздел III.1

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

ВВЕДЕНИЕ

(В.Е. Фортов, И.Л. Иосилевский, А.Н.Старостин)

1. История экспериментального и расчетно-теоретического исследования термодинамических свойств низкотемпературной плазмы (НТП) насчитывает много десятков лет. В 1923 году вышла известная работа Дебая и Хюккеля [1], не потерявшая и до настоящего времени своей ценности для описания термодинамических свойств систем заряженных частиц. Проблемам и историческому анализу состояния термодинамического описания свойств НТП посвящено чрезвычайно большое количество работ (см. например [2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11]). Термодинамика НТП, в особенности сильнонеидеальной НТП, традиционно занимает видное место в тематике регулярных всероссийских и международных конференций, труды которых дают хорошее представление о современном состоянии развития экспериментальных и расчетно-теоретических исследований в данной области [12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19].

Среди совокупности свойств НТП термодинамические свойства занимают особое место. Расчет термодинамических свойств НТП, как правило, является начальным этапом всего расчета транспортных, оптических, кинетических, гидродинамических и многих других свойств НТП в многочисленных прикладных ситуациях с ее (НТП) участием. При этом термодинамическое описание НТП выполняет разные функции в процессе теоретического описания равновесных свойств НТП, и, соответственно, встречает разные требования к выходной термодинамической информации. В этом смысле можно условно выделить функцию термодинамики самой по себе – необходимой, например, для проведения оценок тепло - и энергозатрат, общего баланса сил, расходов, и т.д. Можно также выделить специфическое место, занимаемое термодинамикой в рамках приближения локального термодинамического равновесия (ЛТР) при описания задач гидродинамики, (включая как частный случай расчет стационарных равновесных пространственных профилей заряда в окрестности источника неоднородности). При этом термодинамическая информация используется как для расчета конформных гидродинамических течений, так и при поиске различных качественных гидродинамических аномалий [8]. В этом ряду важны специфические акценты и требования к запрашиваемой термодинамической информации (см III 1.1).

Наконец, термодинамика фактически является исходным пунктом в практических расчетах свойств *транспортных свойств*, выдавая в качестве своих результатов *состав* плюс *заселенности* различных состояний всех частиц, участвующих в равновесном процессе (атомов, комплексных ионов, молекул и др. вплоть до макромолекул, кластеров, микрокапель и даже макроскопических частиц, капелек, пылинок и др., рассматриваемых в качестве равноправных участники термодинамического равновесия). При этом возможны, вообще говоря, *раздельные* расчеты состава и заселенностей для самой термодинамики и/или для последующего использования при расчете переноса энергии, заряда или излучения, и др. Например, возможен, в принципе, многовариантный (параллельный) расчет состава по разным критериям для дальнейшего использования в расчетах различных свойств. Один для расчета *оптических* свойств, где деление происходит по признаку того, в рамках какого механизма, дискретного или непрерывного, вносят свой вклад рассматриваемые состояния электрона, другой - для расчета свойств *электронного переноса*, где акцент делается на способности электрона переносить заряд и т.д.

Логическим завершением такой тенденции является то, что, вообще говоря, от термодинамического расчета, помимо традиционных, собственно термодинамических характеристик, ожидается также описание и равновесных *структурных*, величин, таких как *корреляционные функции* (КФ) и различные производные от них структурные характеристики (см III 1.1). Следует подчеркнуть, что фигурирующее в так называемой “химической модели плазмы” (ХМП) понятие равновесного состава, даже в идеально-газовом приближении, уже означает приближенное описание ненулевых корреляций, т.е. эквивалентно частичному заданию корреляционных функций. Отсюда вытекает необходимость описания любых эффектов неидеальности в ХМП также на языке корреляционных функций. В реальности в термодинамике ХМП традиционно преобладают приближения, изначально сформулированные не в терминах корреляционных функций, а на языке итоговых термодинамических поправок.

На протяжении длительного времени в заметном большинстве прикладных ситуаций с участием НТП доминировали относительно малые плотности и невысокие температуры с преобладанием частичной (слабой) однократной ионизации. Термодинамика НТП в этой ситуации была относительно простой. Химическая модель плазмы исторически представляла главный инструмент расчетно-теоретического описания термодинамики реальной НТП (напр. [20]). Основу этого подхода составлял расчет химического и ионизационного равновесия в идеальной или слабо-неидеальной среде. При этом расчетно-теоретический аппарат описания ионизационного равновесия в рамках ХМП

строился под сильным влиянием и в близком подобии аналогичному аппарату традиционной химической термодинамики (см III 1.3,1.5 [21] и др.). И сегодня сходство обоих подходов создает иллюзию полной формальной эквивалентности расчетно-теоретического описания ионизационного и химического равновесия. Вместе с тем присутствие в схеме этого равновесия заряженных частиц приводит к ряду принципиальных отличий термодинамического описания НТП в сравнении с описанием нейтральных химически реагирующих сред.

В целом, традиционный расчетный аппарат теоретического описания термодинамики НТП имел исторически гораздо более узкую прикладную базу, нежели это имеет место сегодня. Прежде всего, ею была высокотемпературная газо-подобная среда газовых разрядов, плазмотронов, продуктов сгорания и т.д. – т.е. плазма относительно невысоких температур и плотностей, как правило малой степени ионизации (однократной), и малых степеней неидеальности в традиционном понимании этого термина (см. главу I). Как следствие этого факта – проблемы термодинамического описания таких объектов воспринимались скорее как узко-вычислительные – расчет состава и термодинамических функций по достаточно простым и надежно установленным правилам (см. III.1.3). Специфическая сложность возникает даже в случае идеальной НТП невысокой плотности при наличии осадков (конденсированной фазы (см III. 1.5)). Термодинамика НТП рассматривалась, как начальная и относительно простая часть полного теплофизического расчета. Неопределенность, связанная, например, проблемой ограничения статсумм или же с характером взаимодействия свободных зарядов на близких расстояниях, признавалась, в принципе, но воспринималась как слабо влияющая на конечные результаты термодинамического расчета. В связи с этим представлялось, что в отношении неидеальности достаточно проведения простых параметрических оценок и незначительной коррекции конечных результатов термодинамического расчета с использованием относительно небольших кулоновских поправок в каком-либо из простейших приближений (см III 1.3).

Со временем происходило расширение прикладных ситуаций с высокими или даже экстремальными параметрами состояния (см главу I), неуклонный рост числа приложений с присутствием или даже с центральной ролью *сильно-неидеальной плазмы* (СНП). Как следствие возрастала важность нерешенных принципиальных проблем ХМП. Неоднократно предпринимались попытки ревизии теоретических основ ХМП, исходя из более строгой и последовательной, так называемой «физической модели плазмы» (ФМП) см.ниже (подробнее см. III.1.2). Центральное место в этих попытках играло пристальное внимание, уделяемое соотношению ФМП и ХМП, точнее возможности строгого вывода

ХМП из ФМП [4]. Предпринимались также попытки, оставаясь в рамках ФМП, обойти введение ХМП, опираясь на мощную вычислительную базу и используя методы “прямого” численного моделирования в рамках квантовых вариантов методов Монте-Карло и Молекулярной Динамики (см [22, 23]. См. также §§ МК и МД главы «Моделирование»), либо строя существенно квантовые аналоги эффективных аналитических приближений, хорошо зарекомендовавших себя в теории т.наз. простых жидкостей и классических кулоновских моделей, как например, модернизации “гиперцепного приближения” (CHNC) (см. например [24, 25, 26, 10]). В первом случае уже на ранней стадии развития исследований проблемы неидеальности в плазме и при относительно слабой ЭВМ-базе характерны попытки, оставаясь в классической системе, учесть квантовые эффекты за счет введения концепции *парных эффективных потенциалов*. [4, 7, 27, 28, 29, 30] (см §§ Г.Нормана и В. Филинова в главе «МОДЕЛИРОВАНИЕ»)

С точки зрения проблем термодинамического описания НТП исторически доминирующей тенденцией был неуклонный рост новых приложений, где СНП присутствовала или даже играла центральную роль. Их появление в значительной мере было инициировано запросами и интересами задач, связанных с проблемами энергетики и космоса, а также с оборонной тематикой (см. например, [2,4,6,8])

Это, прежде всего:

- Физика мощных взрывов, простых и ядерных [20, 31]; высокоскоростной удар и задачи “пробивания” [32] и различные варианты поражения объектов с использованием воздействия высокоэнергетического потока электромагнитного излучения, электронных или ионных пучков [33, 34]. Это также теплофизика высокоскоростного входа в атмосферу, как земную, так и планетарную, искусственных аппаратов, комет или астероидов [35], противометеоритная защита (проект “Вега” [36, 37]) и многое другое.
- Разработка перспективных энергоустройств: – мощных МГД-генераторов, включая взрывные [38], теплофизические аспекты различных схем инерциального удержания в проблеме термоядерного синтеза [39, 40] (термодинамика микромишеней [?], перспектива экстремального сжатия в мощном Z-пинче [41, 42] и кумулятивном взрыве [43], генерация интенсивных потоков электромагнитного излучения [44] и многое другое. Большое влияние в рамках этого круга приложений оказали также разработки идеи *газофазного ядерного реактора* (теплофизические аспекты реализации [5]), давшие в свое время мощный толчок развитию всей проблематике, связанной с неидеальной плазмой. В последнее время особую актуальность приобрела проблема теплофизики веществ в процессе *экстремальных ядерных аварий* и иных *экологических катастроф* [45, 46]

- Развитие сильноточной электроники, физика взрывной эмиссии [47] и многое другое.

Параллельно земным приложениям постоянным стимулом развития физики СНП, включая проблему ее термодинамических свойств, служила традиционная проблематика, связанная с важной ролью СНП в многочисленных *астрофизических* объектах, таких как физика Солнца и физика недр планет-гигантов (Юпитер, Сатурн), физика желтых и белых карликов и оболочек нейтронных звезд и др. – везде проблемы СНП играют принципиальную роль в самых основных вопросах строения и эволюции этих объектов [48, 49, 50, 51, 52, 53, 54, 55, 56 Цитович и * «Проблема солнечных нейтрино» УФН].

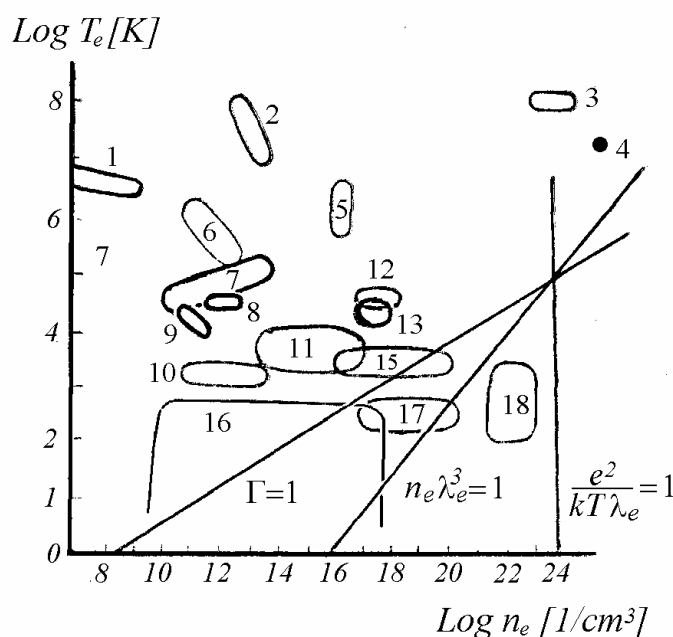


Рис. 0.1. Параметры плазмы, реализующиеся в различного типа технических устройствах (Рисунок из работы [8])

1 – солнечная корона; 2 – токамак; 3 – лазерный термоядерный синтез; 4 – ядро Солнца; 5 – Z-пинч; 6 – стелларатор; 7 – газовые лазеры; 8 – плазмотроны; 9 – хромосфера Солнца; 10 – плазма продуктов сгорания углеводородных топлив; 11 – электрические дуги; 12 – катодное пятно; 13 – искра; 15 – МГДГ на неидеальной плазме; 16 – плазма полупроводников; 17 – метал-аммиачные растворы; 18 – металлы. Отмечено положение условных границ: кулоновской неидеальности, $\Gamma = 1$; вырождения свободных электронов, $n_e \lambda_e^3 = 1$ и параметр классичности взаимодействия, $(e^2/kT \lambda_e) = 1$.

Одновременно с указанным расширением круга объектов НТП и параллельно с увеличением в них роли СНП, шло постепенное расширение круга объектов, не являющихся НТП (плазмой) в традиционном понимании этого термина, но объединенного с НТП общностью той роли, которую играет в них кулоновское взаимодействие, и, как следствие, общностью идей и подходов в аппарате расчетно-теоретического описания. Сегодня уже можно говорить о расширительном значении традиционного термина НТП и

рождении и закреплении нового термина – *сильно неидеальные кулоновские системы* – СНКС (SCCS – Strongly Coupled Coulomb Systems [14]). К числу традиционных объектов, входящих в обсуждаемую общность, СНКС, следует отнести в первую очередь сильно неидеальную электронную и ионную подсистемы в жидких металлах [57]. Сюда же относится фактический родоначальник физики кулоновских систем – электролиты и ионные жидкости [58, 59,], коллоидные растворы, металл-аммиачные растворы [60, 61] и многое другое.

Вместе с тем особое значение в физике, и в частности, в термодинамике кулоновских систем, приобрели сравнительно новые прикладные объекты. Это, прежде всего частичный аналог обычной электрон-протонной плазмы – *электрон-дырочная* плазма в полупроводниках [4, 62, 63]. Показательно, что проблема связанных состояний в этой разновидности СНП и в обычной НТП могут успешно рассматриваться с одних и тех же идейных позиций [4].

Другой круг СНКС составляют *двумерные системы*, как например, двумерная система электронов, на поверхности жидкого гелия [64], плоские системы подвижных зарядов на границе разнородных твердых тел и др. [??].

В отдельное направление, с развитой теорией и специальной экспериментальной техникой, выросла к сегодняшнему дню физика еще одного объекта СНКС – ансамблей зарядов одного знака (ионов или электронов) в магнитных ловушках (на сегодня достигнута возможность удерживать до 10^6 частиц (ионов)). Специально охлажденная ($T \sim 0.01$ К), сильно неидеальная ($\Gamma \sim 10^2 - 10^3$) система, состоящая из ансамбля взаимодействующих зарядов, демонстрирует развитую структуру и экзотические формы кристаллизации. Развивается моделирование в такого рода ловушках актуальной для астрофизики и предсказанной теоретически возможности *фазового расслоения* в смеси ионов разной кратности (см [11]) и многое другое.

Наконец, но не в последнюю очередь, так же быстро растущая, в особенности в последние годы, разновидность СНКС – НТП с частицами конденсированной дисперсной фазы (КДФ-плазма – в терминологии, “Пылевая плазма” (“Dusty Plasmas”) – в нынешней). Сюда относится КДФ-плазма продуктов сгорания, неидеальная кластерная плазма [65], КДФ-плазма инертных газов с металлическими присадками в перспективных схемах МГД-генераторов, “пылевая плазма” микронных частиц в разрядах (см. [66, 67] и раздел “ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА” ЭНТП).

Все в целом, и расширение смысла термина “НТП”, и постепенное закрепление новой общности – СНКС (SCCS), и выделение как отдельной ветви – “физики вещества с

высокой концентрацией энергии” – ФВПЭ – как результата импульсного, как правило, воздействия высокого потока энергии на вещество, делает целесообразным рассмотрение, классификацию и анализ возможностей теоретического описания термодинамики вещества в целом с единой точки зрения. В таком общем контексте, оставляя в стороне чрезвычайно большое разнообразие явлений присущих холодному конденсированному веществу и нейтральным плотным газам, можно условно выделить три разновидности термодинамического поведения:

- Невырожденная НТП \leftrightarrow доминирование температуры, как определяющего термодинамического параметра, “газо-подобное” поведение, оболочечные осцилляции как доминирующий структурный элемент термодинамических зависимостей. ХМП – как основной расчетный аппарат практических вычислений термодинамических свойств, уже в нулевом приближении отражающий основные качественные особенности термодинамических зависимостей такой плазмы (см III 1.1, 1.3, 1.5).
- Вырожденная НТП \leftrightarrow доминирование плотности, как определяющего термодинамического параметра, “жидкоподобное” поведение, отсутствие или слабое проявление оболочечных осцилляций, “ионизация давлением” – как главный структурный элемент термодинамического поведения. Ячеечная Модель Плазмы (ЯМП) – как исторически основной расчетно-теоретический аппарат (см III 1.4), уже в нулевом приближении отражающий основные качественные особенности термодинамических зависимостей при повышенных температурах ($T \gtrsim 1$ эВ), и дополненный т.наз. полуэмпирическими и широкодиапазонными уравнениями состояния [20, 68, 69, 70]
- Переходная область – средоточие неопределенности нашего знания термодинамики НТП, место ожидаемого нахождения многочисленных действительных или гипотетических аномалий поведения НТП таких как *плазменный фазовый переход* (ПФП), возможность появления участков с отрицательной производной $(\partial P / \partial T)_V$, различные гидродинамические аномалии и др. (см главу I и главу “ГАЗОДИНАМИКА”, а также III 1.1, III 1.6.)

В свете такого деления уместно проанализировать историю, сегодняшнее состояние и возможности теоретического описания. При этом важно заранее подчеркнуть, что объективные трудности теоретического описания обуславливают исключительную важность экспериментальных исследований термодинамики НТП, связанные со

специфическими проблемами и трудностями генерации и диагностики НТП (см. главы «ГЕНЕРАЦИЯ» и «ДИАГНОСТИКА») [5, 8, 71, 72, 31].

Касаясь экспериментальных исследования термодинамики НТП, следует упомянуть, прежде всего, ударное и адиабатическое сжатие Cs и благородных газов на простых и подогреваемых ударных трубах и баллистических установках, генерацию СНП в легких элементах – водороде, дейтерии, бериллии и др., а также в инертных газах при помощи техники мощных ударных волн создаваемых взрывом или воздействием мощного лазерного излучения [73, 8, 74, 75, 76, 77]. Следует отметить также важную роль исследования термодинамических свойств плазмы экстремальных параметров, полученной при сжатии сверхмощными ударными волнами в подземных ядерных взрывах сплошных и пористых образцов конденсированных веществ (см [71, 31, 73, 77]) с генерацией плотной и сверхплотной многократно ионизованной плазмы металлов и других веществ. Эти и другие экспериментальные исследования позволили перекрыть заметную часть области, занимаемой плазмой на фазовой диаграмме вещества. Вместе с тем остается заметная доля состояний плазмы, пока еще недоступных для существующих экспериментальных методик и ожидающая дальнейшего их развития.

Ряд экспериментальных методик, позволяя получить плазму уникальных параметров, вместе с тем дает ограниченную информацию (только калорическое уравнение состояния), принципиально неполную в смысле термодинамического описания. Дальнейший прогресс в этой области требует дополнительных методов диагностики (температурной информации, прежде всего) и/или специальной комбинации эксперимента и последующей его обработки, позволяющей теоретически строго восстановить по совокупности экспериментальных измерений термодинамических свойств одного типа (калорическое уравнение состояния) полный комплекс термодинамических свойств исследуемой плазмы [8, 71] (см III 1.1, см главу «ГАЗОДИНАМИКА»).

Помимо реального эксперимента важную роль играет также опирающийся на использование мощной вычислительной базы т.наз. “численный эксперимент” –численное моделирование равновесной системы кулоновских частиц с использованием как классической статистической механики в сочетании с т.наз. псевдопотенциальным подходом [7, 22, 23], так и квантовых аналогов методов Монте-Карло и Молекулярной Динамики [78, 79, 80]. Отмечая рост и успехи соответствующих исследований, следует отметить важную роль в становлении этих методик отечественных исследований [81, 7, 22] (см подробнее §§ Филинова главы «МОДЕЛИРОВАНИЕ»).

Проблемы Теоретического Описания Термодинамики НТП

Среди различных исторически доминировавших подходов к теоретическому описанию термодинамики НТП можно условно выделить три главных:

“Физическая модель плазмы” – ФМП (см III 1.2)

“Химическая модель плазмы” – ХМП (см III 1.3,1.5)

“Ячеечная модель плазмы” – ЯМП (см III 1.4)

Общепризнанным строгим подходом является ФМП – описание плазмы как существенно квантовой системы ансамбля бесструктурных частиц – N ядер и ZN электронов, взаимодействующих по закону Кулона. В этом случае все многообразие реально наблюдаемых в НТП явлений, включая эффективное присутствие комплексных частиц, рассматривается как проявление “эффектов неидеальности” этого базисного взаимодействия. Не теряя строгости, ФМП реально вычислима, и следовательно, законно применима лишь вблизи двух пределов идеального газа ядер и электронов: - вырожденного – в пределе высокой плотности ($n \rightarrow \infty$), и невырожденного – в пределе низкой плотности и/или высокой температуры ($n \rightarrow 0$ и/или $T \rightarrow \infty$), где можно воспользоваться строгим формализмом разложения по малому параметру и ограничиться реально вычислимым и (по необходимости) небольшим числом членов модифицированного разложения по плазменному параметру, фактически равносильным строгому решению одноэлектронной задачи (члены разложения не старше $\sim n^{5/2}$ (Ю.Красников, 1967)(см подробнее III 1.2).

На практике в каждом из двух вышеуказанных пределов строгой применимости ФМП её исторически дополняли два подхода, менее строгих, но более доступных с точки зрения практических расчетов– ХМП и ЯМП, которые сегодня в реальных прикладных ситуациях нередко экстраполируются далеко за границы применимости разложения по малому параметру. Строгое обоснование каждого из этих двух подходов, исходя из ФМП, является одной из традиционных и сложных теоретических проблем термодинамики НТП.

В теории слабонеидеальной газовой плазмы и жидких металлов широко используется модификация ФМП, когда вместо ядер в качестве элементарных, базисных частиц рассматривается один из сортов ионов. Последние, в отличие от ядер, вообще говоря, обладают внутренней структурой, способной коррелировать с окружающей плазмой. В условиях, когда подобной корреляцией можно пренебречь (приближение «замороженного остова»), удастся построить модификацию ФМП, как двухкомпонентной электрон-ионной системы и развить новый вариант асимптотических приближений, опираясь на

систематическое использование фиксированного электрон-ионного псевдопотенциала. Это позволяет получать важные результаты как в теории («холодных») жидких металлов (напр. [57]) так и в особых, существенно ограниченных областях параметров слабонеидеальной газовой плазмы. С ростом температуры и плотности необходимо явным образом учитывать наличие электронных возбуждений базисного иона, а также корреляцию его внутренней структуры с влиянием плотного плазменного окружения. В этих условиях обсуждаемая электроно-ионная модификация ФМП, по существу, превращается уже в один из вариантов *химической модели плазмы*.

Функционал плотности (Kohn, Evans, DeDominis)

Длительное время оба доминировавших в практических расчетах подхода (ХМП и ЯМП) развивались в значительной мере независимо, имея свою область применимости с радикально отличающимся термодинамическим поведением (см III 1.1):

- (А) – невырожденную НТП низкой плотности – для ХМП. (см §III 1.3, 3.5),
- (Б) – плотную, сильно вырожденную НТП – для ЯМП. (обзор [82], III 1.4).

Одна из основных тенденций исторического развития двух вышеуказанных подходов за последние 30-40 лет – это своеобразное встречное движение, которое заключалось в непрерывной модификации (усовершенствовании) и усложнении каждого из подходов, и как следствие, к экстраполяции и неуклонному расширению сферы практического использования каждого из них, и к настойчивым попыткам перекрыть переходную (промежуточную) зону, разделяющую две упомянутые предельные области, и даже выйти в традиционную область применимости другого подхода, предложив для прикладных расчетов некое интерполяционное описание, включающее в себя все большую и большую долю эмпирических элементов вроде т.наз. “холодной кривой” (эмпирической зависимости энергии и давления от удельного объема при $T = 0$). Логическим следствием этих усилий явилось постепенное изменение характера каждого из подходов, в особенности ХМП, в сторону придания каждому из них статуса так называемого широкодиапазонного уравнения состояния. Это направление (Л.В. Альтшулер и др.) возникло первоначально как чисто математическая (вычислительная) проблема гладкой двумерной дробно-полиномиальной интерполяции разнородных экспериментальных данных, дополненных надежными теоретическими асимптотиками, с последующим вычислением полной и самосогласованной термодинамики вещества в широком диапазоне термодинамических параметров, включая твердое, жидкое и газо-плазменное состояние. Это была альтернатива кусочно-гладкой сшивке разнородной термодинамической информации в известной библиотеке SESAME EOS [83]. В

дальнейшем математическая форма (вид) аппроксимационного термодинамического УРС (см. обзор [70] Саров, Снежинск) стал явным образом учитывать физические особенности аппроксимируемого состояния физического объекта – плазмы, жидкости и твердого тела, в то время как процедура выбора параметров этого УРС базировалась на результатах экспериментов. Как развитие этой тенденции можно рассматривать включение отдельных элементов ХМП, в частности, идеально-газовой схемы расчета ионизационного равновесия по САХА, в рамки широкодиапазонной аппроксимации УРС (В.П.Копышев и А.Б.Медведев)[84]. Если в рамках этой тенденции добавить еще кулоновские поправки и процедуру зависящего от термодинамических параметров ограничения статсумм комплексов, то круг замкнется с встречным движением со стороны непрерывно раздвигаемой ХМП [74, 85]. Эту картину дополняет другой способ построения широкодиапазонного термодинамического описания плазмы [86, 87], когда два упомянутых выше противостоящих способа расчета (формализма) – модель химического и ионизационного равновесия и ячейная модель плазмы – объединяются в рамках специальной процедуры интерполяции. В пределе низких или высоких плотностей, $\rho \rightarrow 0$ или $\rho \rightarrow \infty$, интерполяционное уравнение состояния [86] переходит в УРС, даваемый одним из предельных вариантов – ХМП или ЯМП.

Термодинамика НТП в рамках ФМП. (см III 1.2) Как уже отмечено выше, ФМП не является основным инструментом для практических расчетов термодинамических свойств НТП, уступая эту роль ХМП – для разреженной и/или горячей плазмы, и ЯМП – для плазмы плотной, вырожденной. Более существенна роль ФМП, как фундамента для последовательного теоретического обоснования двух указанных выше подходов –ХМП и ЯМП. В этом смысле успехи, достигнутые в рамках этого подхода (ФМП), можно прежде всего связать с использованием двух основных инструментов:

- А) использование асимптотических разложений
- В) использование вариационного принципа статистической механики

Основу первого подхода составляют различные варианты разложения по малому параметру в окрестности идеально-газового предела. Однако, по сравнению с успехами, достигнутыми в развитии аппарата асимптотических разложений в теории простых жидкостей, непосредственное применение в плазме приемов и приближений, показавших там свою эффективность, наталкивается на принципиальные трудности. Они связаны с наличием в неидеальной плазме трех источников, затрудняющих строгое теоретическое описание СНП. Их наложение (интерференция) друг на друга взаимно затрудняет совместное их описание, притом, что трудности описания каждого из них по-отдельности

могут быть достаточно эффективно преодолены, используя приемы, накопленные в теории неидеальных систем.

1. Дальнодействующий характер кулоновского взаимодействия, и как следствие – более громоздкий и неаналитический характер итоговых модифицированных асимптотических разложений.
2. Принципиально неустранимые квантовые эффекты (и как следствие – заметное усложнение вследствие этого формального аппарата разложений)
3. Наличие глубокого притяжения между зарядами разных знаков, приводящее в актуальном в прикладном отношении диапазоне относительно низких температур к появлению сильной взаимной локализации зарядов противоположного знака. Это объективно “подталкивает” к переходу к эффективному описанию термодинамического равновесия в НТП с новой, более многочисленной номенклатурой участников – “свободных” частиц – но с измененными, более слабыми эффективными взаимодействиями.

Как следствие указанных выше объективных сложностей можно рассматривать тот факт, что реальные достижения этого строгого теоретического подхода (ФМП) по существу ограничены приближением модифицированного второго группового коэффициента в модифицированном (плазменном) разложении по степеням активности (учтены члены $\sim n^{5/2}$ ($n \equiv n_e \equiv n_i$)) [88, 89, 90, 4, 91 и др], что эквивалентно, по существу, полному решению задачи только для одноэлектронного комплекса, например атома водорода, ионов He^+ , Li^{++} и т.д., как окруженной плазмой связанной пары электрон-протон (электрон-ядро). Уже факт решения задачи о корректном выводе “правильной” статсуммы атома гелия или молекулы H_2 , не говоря уже о более тяжелых элементах, не является общепризнанным. Вместе с тем широко распространены усилия по, в той или иной мере, приближенной экстраполяции модифицированного (плазменного) разложения по степеням активности далеко за пределы одноэлектронной задачи (F.Rogers, 1981)(см. подробнее III.1.2)([92, 90])

Особенно следует подчеркнуть, что вклад связанных состояний взаимодействующих заряженных частиц в различных физических задачах представлен по-разному. Так, вклад от дискретного спектра (на языке ХМП-атомов) в термодинамику представлен в пределе слабонеидеальной плазмы в виде сходящейся статистической суммы Планка-Бриллюэна-Ларкина [88, 4]. Однако, в задачах о расчете излучательных характеристик равновесной плазмы связанные состояния атомов представлены бoльцмановскими населенностями, а сходимость соответствующих сумм обусловлена быстрым убыванием радиационных

вероятностей с ростом главного квантового числа. Расчет электропроводности плазмы приводит к новым (отличным от первых двух) ответам для вклада связанных состояний. Это означает, что первичное с точки зрения ХМП понятие - атом, в рамках ФМП фигурирует как вклад дискретного спектра в те или иные физические ответы и не является универсальным. Наименее исследован вопрос о роли атомов в кинетике неидеальной плазмы. Стандартные балансные уравнения для населенностей атомов [93], во-первых, уже предполагают выход за рамки простейших вкладов от парных взаимодействий заряженных частиц, (столкновения атом-электрон, атом-атом) во-вторых, в пределе термодинамического равновесия эти уравнения дают для населенностей больцмановские выражения и, если воспринимать эти величины буквально, то полное число атомов оказывается расходящимся, т.е. придание физическим ответам сходящихся выражений в рамках такой картины апеллирует к процедуре их вывода из термодинамики. Т.е. в рамках собственно кинетики эта процедура не обосновывается и вопрос о сходимости соответствующих сумм в неравновесном пределе остается открытым.

Моделирование поведения плазмы, создаваемой под действием мощных внешних воздействий (лазерных пучковых или рентгеновских излучений), сталкивается с той или иной степенью неравновесности. Наиболее распространенная процедура описания такой плазмы использует приближенную двухтемпературную картину, т.е. электроны и ионы рассматриваются как равновесные подсистемы, имеющие разные температуры. При пучковом или рентгеновском воздействии зарядовый состав плазмы может сильно отличаться от равновесного. С точки зрения описания “уравнения состояния” такой неравновесной плазмы в условиях сильного взаимодействия вопрос остается открытым и требует принципиально новых подходов для построения обоснованной картины. Наиболее интересным в этой связи является вопрос о постановке экспериментов по исследованию “термодинамических” характеристик такой неравновесной плазмы. В качестве примера можно рассмотреть распространение ударной волны, генерируемой, например, с помощью ВВ, по плазме, созданной лазерным или СВЧ излучением. В зависимости от параметров плазмы перед фронтом и за фронтом УВ можно получать неравновесное неидеальное состояние вещества. Проведение подобных экспериментов может послужить стимулом развития соответствующих теоретических подходов к описанию термодинамических и других характеристик двухтемпературной неидеальной плазмы (включая и более сложные случаи неравновесности).

Объективные трудности строгой теории НТП усиливают исключительно важную роль изучения упрощенных, идеализированных моделей плазмы для лучшего понимания проблемы термодинамических свойств реальной НТП. Одна из основных ценностей

исследований, проводимых на базисе достаточно многочисленного семейства таких моделей – это возможность раздельного исследования последствий, вносимых тремя указанными выше источниками трудностей строгого теоретического описания термодинамики НТП. В этом контексте очень важную роль играет исследование модели однокомпонентной плазмы (ОКП), как классической, так и квантовой (см [11, 10]), а также модели заряженных твердых и мягких шаров и др. (94 [95, 96]).

(ii) ФМП – Вариационный принцип

Одна из важных функций вариационного принципа в рамках физической модели плазмы – это роль эффективного инструмента для строгого обоснования двух указанных выше рабочих приближений – ячеечной (ЯМП) и химической (ХМП) моделей. Это возможно с использования традиционного приема, родственного тому, что для нейтральных систем приводит к т.наз. “решеточной модели” жидкости [2, 97, 98]). Он состоит в разбиении полной системы на подсистемы (“ячейки”) с последующим “выключением” статистической корреляции между частицами разных ячеек. При этом возможны два варианта, ведущих, соответственно, к ЯМП и ХМП. В первом неподвижные и электронейтральные ячейки, заполняющие все пространство, заключают подвижные ядра и электроны – прообраз обычной ЯМП (см III 1.4). Во втором – подвижные ячейки (с фиксированным в каждой из них ядром) заполняют лишь часть полного объема системы. Эта модель – прообраз ХМП – не имеет устоявшегося названия. В данном контексте будет использоваться термин “модель ограниченного атома” [74, 8]

Если вся процедура проделана корректно и не утеряны основания для применения вариационного принципа, ограничение реальной свободной энергии F_{real} свободной энергией модельной системы $F_{real} \leq F_{model}$ оправдывает минимизацию последней по оставленным еще свободным параметрам модели, в частности, в случае модели ограниченного атома, по диаметру ячеек и распределению электронов по ячейкам (состав).

На практике обе эти процедуры, ведущие соответственно к ЯМП и ХМП, не реализованы полностью, и реально используемые на практике варианты этих подходов содержат целый ряд дополнительных произвольных положений, позволяющих облегчить реальные вычисления. (см III 1.3-1.5).

Логическим завершением (и объединением) всех трех линий является двухкомпонентная (ядра и электроны) реализация так называемого метода “функционала плотности”, «МФП» (см. [99, 100, 101] и др), где как и ранее состоянию термодинамического равновесия соответствует поиск экстремума термодинамического

потенциала, но непосредственно варьируемыми величинами являются три младшие корреляционные функции: ядро-ядро, ядро-электрон и электрон-электрон. Однако реализация такого подхода является достаточно сложной. В последние десятилетия в связи с резким ростом вычислительных возможностей современной компьютерной базы чрезвычайно активно и плодотворно развивается важный вариант метода “функционала плотности”, делающий акцент на поиске экстремума функционала свободной энергии, при вариации одночастичной плотности только электронного газа, находящегося в поле подвижных ядер, рассматриваемых (для электронов) как источник внешнего поля (см. [100, 102] а также III.1.4). Минимум свободной энергии отождествляется с равновесной одночастичной плотностью электронов. Проблема же вклада в термодинамику движения ядер затем уже решается как отдельная задача, например, с использованием методов прямого численного моделирования (Монте-Карло или Молекулярной Динамики, см. главу «МОДЕЛИРОВАНИЕ»). На этом направлении развития метода функционала плотности достигнуты значительные успехи в первую очередь, когда речь идет об вычислении параметров основного состояния электронной подсистемы. В то же время проблема корректного описания электронной подсистемы при конечных температурах, когда существенна роль возбужденных состояний электронов, не считается окончательно решенной и является предметом активного исследования (см. подробнее §§ Филинова в главе «МОДЕЛИРОВАНИЕ»).

Термодинамика НТП в рамках ХМП. (см III 1.3, 1.5)

Химическая модель плазмы служит на сегодняшний день основным инструментом прикладных практических расчетов термодинамики НТП. В связи с этим проблемы ХМП – наиболее важная часть общей проблематики описания термодинамики НТП, а развитие ХМП – одна из главных целей, на которые исторически была направлена большая часть посвященных термодинамике НТП усилий.

Термодинамика НТП является достаточно простой, если отрешиться от проблемы неидеальности и строгого обоснования ХМП. Эти две проблемы (неидеальности и строгого обоснования ХМП) вообще говоря, неразрывно связаны. При этом для самого определения ХМП исторически свойственно наличие внутренней неопределенности. Следствие этой неопределенности находит свое выражение, во-первых, в существовании известной проблемы ограничения статсумм, а во-вторых, в органически связанной с ней проблеме ограничения эффективного взаимодействия зарядов на близких расстояниях (в частности, в невозможности использовать чисто кулоновский потенциал для подсистемы свободных зарядов). На практике значительная доля усилий, направленных на развитие

ХМП, была связана с попытками, невзирая на упомянутую неопределенность, оставленную в самом базисе ХМП, раздвинуть область ее применимости за пределы условия слабой неидеальности в сторону учета эффектов сильного взаимодействия, опираясь на те или иные наводящие (нестрогие) соображения. При этом главную роль критерия удачности такого рода модернизации, как правило, играет согласие конечных результатов расчета с результатами эксперимента. Роль последнего в этом качестве чрезвычайно возрастает [5, 8]. Этому направлению развития модели ХМП принадлежит заметная доля усилий, посвященных модернизации ХМП.

Количество такого рода приближений, предложенных в литературе, очень велико.. Полный обзор их вряд ли целесообразен. Сама их многочисленность делает актуальной необходимость выбора среди этого множества (или в дополнение к нему) оптимального “нулевого варианта”, как опорного приближения для упрощенных предварительных расчетов. Таким, например, может служить “приближение Саха” – идеальная смесь атомов, ионов и электронов, в которой все комплексные частицы (атомы и ионы) находятся в основном состоянии. Распространенным в теории плазмы является и другой подход к выбору нулевого приближения, рекомендуемый форму статсуммы Планка – Бриллюэна – Ларкина для применения *ко всем* атомам и ионам в сочетании с априори неизвестной *однопараметрической* формой кулоновской поправки на электрон-ионное взаимодействие $\Delta F/NkT \equiv f(\Gamma)$ (Γ – параметр кулоновской неидеальности). В этом качестве в ряде случаев используется простейшее приближение первого порядка в модифицированном кулоновском “разложении по активностям” (см III 1.2) – так называемое “дебаевское приближение в большом каноническом ансамбле” [103]. Строго говоря, статсумма в форме Планка – Бриллюэна – Ларкина получена для *одноэлектронных* связанных комплексов. Часто реализуемая “по аналогии” такая форма статсуммы для *многоэлектронных* комплексов (атомов и ионов) является, вообще говоря, незаконной экстраполяцией.

В работах Б.Зеленера, Г.Нормана и В.Филинова (1973) рекомендуемое опорное приближение для кулоновской поправки на электрон-ионное взаимодействие $\Delta F/NkT \equiv f(\Gamma)$ было сформулировано на языке эффективного парного потенциала электрон-ион (т.наз. “нулевой вариант” псевдопотенциальной модели [7] (см подробнее §§ Норман и др. в главе «Моделирование»). Это нулевое приближение дополнялось вариантом термодинамической теории возмущения – ТТВ – разработанным, для того чтобы учесть, как малое возмущение, индивидуальные отличия, присущие точному эффективному потенциалу, соответствующему конкретному элементу.

В работах В. Эбелинга с сотрудниками [4, 91] концепция универсального “нулевого варианта” для неидеальной плазмы была расширена и распространена на случай, включающий плазму с заметным вырождением свободных электронов и квантовыми эффектами во взаимодействии свободных зарядов (см. книгу: *Крефт В. и др. Квантовая статистика систем заряженных частиц*, Мир, 1988). Техника Паде аппроксимации была использована для построения двухпараметрической поправки на неидеальность $\{\Delta F/NkT \equiv f(\Gamma, \xi \equiv e^2/kT\lambda_e)\}$ (“PACH” – Pade Approximation for Chemical Picture [9, 91]) включающей в себя асимптотику неидеальной ионной плазмы с сильно вырожденной электронной компонентой.

Упомянутая выше историческая экспансия практического использования ХМП в области все более и более плотной плазмы привела в одном из своих вариантов к модификации “нулевого”, опорного варианта ХМП, в котором приближение САХА дополнено учетом короткодействующего отталкивания атомов и ионов разной кратности в рамках модели смеси твердых шаров различных диаметров (III 1.3, [8, 85]). Несмотря на упрощенность такого “нулевого варианта” модели, она демонстрирует удовлетворительные экстраполяционные качества квазихимического способа описания термодинамики плотной плазмы, стимулируя последующее использование в его составе более сложных и последовательных теоретических приближений для описания как короткодействующего отталкивания, так и эффектов взаимодействия заряженных и нейтральных частиц.

Одним из главных направлений, посвященных ХМП теоретических исследований, являются усилия по построению приближения, где вклад свободных и связанных состояний был бы внутренне согласован. Такие попытки как правило сопряжены с полной или частичной ревизией основ ХМП. Сегодня, по-видимому, является общепринятым утверждение, что ввиду условности разделения в ХМП частиц на свободные и связанные, окончательные результаты теории, по крайней мере, в части ее суммарных термодинамических свойств, не должны зависеть от конкретного выбора этого способа и в пределе слабой неидеальности совпадать с результатами рассмотрения в физической модели [4, 91, 9]). Соответственно, обе части этого разделенного в рамках ХМП эффекта кулоновского взаимодействия, при всей их чувствительности к выбору конкретного способа разделения, должны быть взаимно согласованы.

Еще одной важной для теории ХМП проблемой является участие в механизмах неидеальности возбужденных состояний связанных комплексов (прежде всего атомов), для которых параметры взаимодействия с плазменным окружением как правило заметно

превышают соответствующие параметры основного состояния комплекса, что дает основание предполагать возможность существования специфической разновидности неидеальной НТП с доминирующей ролью сильно связанных возбужденных атомов [104].

С предыдущей тесно связана проблема “деформации” связанных состояний под действием плотного плазменного окружения. Специфика ХМП состоит в том, что помимо влияния реальных плазменных микрополей сюда входит также недоступность части фазового пространства, своей для каждой частицы, как следствие самого факта перехода к ХМП и разбиения на свободные и связанные состояния с необходимостью при этом избежать так называемой проблемы “двойного счета” ввиду разбиения совокупности физически тождественных частиц (ядер и электронов) на различные сорта [4]. Известным результатом этого является перенормировка как эффективного потенциала взаимодействия свободных частиц (см. напр. [105]), так и появление отражающей это влияние концепции внутреннего эффективного потенциала для расчета связанных состояний комплекса в плазме. Такой потенциал по необходимости зависит от термодинамических параметров. Широкое распространение получили попытки использовать в этом качестве дебаевский экранированный потенциал. Для него характерен конечный спектр дискретных уровней ([106, 107] и др.), для которого с ростом плотности происходит сдвиг и “выдавливание” дискретных уровней в непрерывный спектр. Интересно отметить, что в оптических измерениях вопрос о наблюдении поляризационного сдвига остается открытым. Известно, что когда радиус экранирования дебая уменьшается до величины боровского радиуса, $r_D \sim a_B$, последний (основной) уровень оказывается вытесненным в непрерывный спектр (“Переход Мотта”).

Важным направлением исследований ХМП является изучение *термодинамических* аспектов перехода диэлектрик-проводник. Известно, что в рамках “обычного” механизма ионизация любой кратности достигается повышением температуры ($T \rightarrow \infty$) и/или уменьшением плотности ($\rho \rightarrow 0$). Этот механизм хорошо описывается в рамках ХМП (со всеми его характерными немонотонностями – оболочечными осцилляциями (см III 1.1)). Помимо этого также известно, что ионизация в любом веществе может быть достигнута и изотермическим сжатием ($\rho \rightarrow \infty$). Этот эффект “ионизации давлением” достаточно естественно воспроизводится в рамках ячеечного описания (см III 1.4). В рамках ХМП многократно предпринимались попытки так модернизировать саму модель, чтобы включить туда, по крайней мере, качественно, в дополнение к двум первым механизмам ($T \rightarrow \infty \cup \rho \rightarrow 0$) еще и третий – ($\rho \rightarrow \infty$). Существует много примеров такой

модернизации (расширения). Так в самом простом варианте, к ионизации сжатием приводит введение в статсуммы атома и ионов специального зависящего от плотности формфактора, который с ростом плотности форсированно зануляет вклад связанных состояний, включая и основное (А. Полищук, 1988) [9]. В работах А. Ликальтера (1982) [108] внимание сконцентрировано на околоскритических свойствах “расширенных” металлов вблизи диапазона плотностей, где экспериментально фиксируется резкая металлизация паров металлов. В центре внимания находится концепция “квазиатомов” – квази-связанных атомоподобных образований с заметным перекрытием (из за эффекта плотности) “классически доступных областей” квази-связанного электрона. Эта концепция может быть обобщена на случай “металлизации” плотных молекулярных флюидов. Эта тема приобрела особую актуальность в последнее время в связи с экспериментальными и теоретическими усилиями по исследованию свойств экстремально сжатого водорода и дейтерия (см. Е.Максимов и Ю.Шилов *УФН*, 1999) [109].

Особенность проблемы описания металлизации в рамках ХМП заключается в том, что среди множества предложений, где на языке этой модели, (ХМП), реализуется ионизация давлением, качественно близкое у разных моделей поведение условной величины, степени ионизации, сопровождается недостаточно контролируемым и, вообще говоря, различными изменением *наблюдаемых* термодинамических величин, суммарной внутренней энергии, давления и др. Вопрос в настоящее время исследован недостаточно. Очевидно, что тестом любой попытки включить ионизацию давлением в обобщенную модель ХМП является необходимость правильного описания всего комплекса термодинамических величин в целом.

Наконец, особое значение имеют возникающие именно в формализме ХМП специфические аспекты двух проблем, близко связанных с предыдущей проблемой металлизации – проблем термодинамической устойчивости и фазовых переходов (см III 1.6). Эта специфика ХМП связана с явным участием в условиях нарушения термодинамической устойчивости соответствующих изменений в равновесном составе, (прежде всего в степени ионизации). Возможность резкого или даже скачкообразного изменения степени ионизации реализуется, согласно сегодняшним воззрениям, в двух заметно отличающихся ситуациях, непосредственно связанных с фазовыми переходами. Первый – “плазменность” нормальных (“обычных”) фазовых переходов (особенности общей структуры и околоскритическое поведение характеристик ФП в металлах, расплавах солей и других системах с кулоновским взаимодействием.). Второй – аномальная структура многократно предсказывавшихся в теории ([3, 4, 9, 110]) гипотетических

“плазменных” фазовых переходов (“ПФП”) в водороде, инертных газах, металлах, и плазме других веществ.

В заключение следует сказать, что в являющихся предметом рассмотрения данной главы проблемах собственно термодинамики НТП в значительной мере отражаются проблемы общие для всего комплекса ее теплофизических свойств. Накопленный опыт и найденные к сегодняшнему дню решения лишь в малой степени могут считаться исчерпывающими, что сохраняет за проблемами термодинамики НТП их стимулирующую роль для дальнейшего развития теории и эксперимента, реального и численного. Наконец, осознание общности проблем термодинамики собственно НТП с родственными проблемами более широкого круга объектов – сильно неидеальных кулоновских систем (СНКС) – способствует продвижению нашего понимания проблем НТП на более высокий уровень.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Debye P.W. and Hückel E. *Phys. Z.* **24** 185 (1923)
- 2 Кудрин Л.П., *Статистическая физика плазмы* (М.: Атомиздат, 1974) 496с.
- 3 Норман Г.Э., Старостин А.Н., *ТВТ*, **8** 413 (1970)
- 4 Эбелинг В., Крефт В., Кремпп Д. *Теория связанных состояний и ионизационного равновесия в плазме и твердом теле* (М: Мир, 1979) 282с.
- 5 *Очерки физики и химии низкотемпературной плазмы*, Под ред. Л.С.Полака (М. Наука, 1971)
- 6 Грязнов В К, Иосилевский И Л, Красников Ю Г, Кузнецова Н И, Кучеренко В И, Лаппо Г Б, Ломакин Б Н, Павлов Г А, Сон Э Е, Фортов В Е, *Теплофизические свойства рабочих сред газофазного ядерного реактора*, /Ред. Иевлев В.М./, (М: АТОМИЗДАТ, 1980) с.302
- 7 Зеленер Б.В., Норман Г.Э., Филинов В.С. *Теория возмущений и псевдопотенциал в статистической термодинамике* (М: Наука, 1981) с.188
- 8 Фортов В.Е., Якубов И.Т. *Физика неидеальной плазмы* (ОИХФ, Черногловка, 1984) с. 263; (М. Атомэнергоиздат, 1994)
- 9 Ebeling W., Foerster A., Fortov V., Gryaznov V., Polishchuk A., *Thermophysical Properties of Hot Dense Plasmas* (Stuttgart-Leipzig, Teubner, 1991) с. 315
- 10 Ichimaru S, *Rev.Mod.Phys.* **54** 1017-1060 (1982); Ichimaru S, Iyetomi H, Tanaka S *Physics Reports* **149** 91-205 (1987)
- 11 Baus M, Hansen J P *Physics Reports* **59** 1 (1980)
- 12 Материалы международной конференции «Плазма, XX век» (Петрозаводск, Изд-во ПГУ, 1998) т.1-4.
- 13 “*Strongly Coupled Plasma Physics*” S.Ichimaru (Ed) (Elsevier Science, 1990)
- 14 “*Physics of Nonideal Plasmas*” Eds. W.Ebeling, A.Foerster, R.Radtke, (Stuttgart-Leipzig, Teubner, 1992) 317 с.
- 15 “*Strongly Coupled Plasma Physics*” Eds. H.M.Van Horn & S.Ichimaru, (University of Rochester Press, 1993) 505с.
- 16 “*Physics of Strongly Coupled Plasmas*” Eds. W.Kraeft, M. Schlanges, (Singapore-New Jersey-London World Scientific, 1995) 456с.
- 17 *Strongly Coupled Coulomb Systems* /ed.by.Kalman G.J., Rommel J.M., Blagoev K., (NY-London, Plenum Press, 1998) с.732
- 18 *Contribution to Plasma Physics* **39** (1-2) 184с (1999)

-
- 19 "Strongly Coupled Coulomb Systems" Eds. C.Geutsch, B.Jancovici and M.-M Gombert, *Journal de Physique IV* **10** (Pr5) EDP-Science, Paris, 2000, pp504.
- 20 Зельдович Я Б, Райзер Ю П *Физика ударных волн и высокотемпературных явлений* (М. Наука, 1966) с.685
- 21 *Термодинамические свойства индивидуальных веществ*. Справочное издание в 4-х томах / Л.В.Гурвич, Г.Б.Хачкурузов, В.А.Медведев и др. т.1, (М.: Наука, 1978) с.496
- 22 Замалин В.М., Норман Г.Э., Филинов В.С. *Метод Монте-Карло в статистической термодинамике* (М: Наука, 1977) с. 228
- 23 *Методы Монте-Карло в статистической физике*, под ред. К.Биндера, (М. МИР, 1982) 400с.
- 24 *Физика простых жидкостей*, ред. Г.Темперли, Дж.Роулинсон и Дж.Рашбрук, МИР, М. 1973
- 25 Rosenfeld Y, Ashcroft N, *Phys.Rev.A.* **20** 1208-1235 (1979)
- 26 Мартынов Г А, Саркисов Г Н, *ДАН* **260** 1348-1351 (1981); *ДАН* **358** 329-332 (1998); Саркисов Г Н, *УФН* **169**(6) 625-642 (1999)
- 27 Воробьев В.С., Норман Г.Э., Филинов В.С. *ЖЭТФ* **57** 838 (1969)
- 28 Hansen J.P., McDonald I.R. *Phys.Rev A* **23** 2041 (1981)
- 29 Kelbg G *Ann.Phys.(Leipzig)* **12** 219 (1963)
- 30 Deutsch C, *Phys.Lett.* 60A 317 (1977); Minoо M, Gombert M.-M, Deutsch C, *Phys.Rev. A* **23** 924 (1981)
- 31 Аврорин Е.Н., Водолага Б.Н., Симоненко В.А., Фортов В.Е. *УФН* **163** 1 (1993)
- 32 Г.И.Канель, С.В.Разоренов, А.В.Уткин, В.Е.Фортов. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. Гл.7. (М., Янус-К, 1996) -407.
- 33 Звездные войны, ред. Р.З.Сагдеев, Е.П.Велихов, А.А.Кокошин.???
- 34 С.И.Анисимов, А.М.Прохоров, В.Е.Фортов, Применение мощных лазеров для исследования вещества при сверхвысоких давлениях. *УФН*, **142**(3) 395-434 (1984)
- 35 Клумов Б А, Кондауров В И, и др. *УФН* **164** 617-629 (1994)
- 36 В.А.Агурейкин, С.Н.Анисимов, А.В.Бушман, Г.И.Канель, В.П.Карягин, А.Б.Константинов, Б.П.Крюков, В.Ф.Минин, С.В.Разоренов, Р.З.Сагдеев, С.Г.Сугак, В.Е.Фортов. Теплофизические и газодинамические проблемы противометеоритной защиты космического аппарата "ВЕГА" *ТВТ* **22**(5) 964-983 (1984)
- 37 С.И.Анисимов, Б.А.Демидов, Л.И.Рудаков, Р.З.Сагдеев, В.Е.Фортов, Моделирование разрушения защитных экранов космического аппарата "ВЕГА" с помощью сильноточных РЕП. - *Письма ЖЭТФ* **41**(11) 455-457 (1985)
- 38 Импульсные МГД-преобразователи химической энергии в электрическую. Э.И.Асиновский, В.А.Зейгарник, Е.Ф.Лебедев, В.Б.Минцев, В.Е.Осташев, В.П.Панченко, В.Е.Фортов, под ред.А.Е.Шейндлина и В.Е.Фортова. (М., Энергоатомиздат, 1997) 272с
- 39 R.M.More. *Atomic and Molecular Physics of Controlled Thermonuclear Fusion.* /Eds Ch.J.Joachein, D.E.Post/ (Plenum, 1983) 339-440
- 40 Дж.Дюдерштадт, Г.Модес *Инерционный управляемый синтез* (Пер.с англ) (М., Энергоатомиздат, 1985)
- 41 Мейерович Б.Э. *Канал Сильного Тока* (М.: ФИМА, 1999) с.376; *УФН* **149** 221 (1986).
- 42 Liberman M, DeGroot J, Toor A and Spielman R. *Physics of High-Density Z-Pinch Plasmas* (NY, Springer 1999)
- 43 Е.И.Забабахин, И.Е.Забабахин *Явления неограниченной кумуляции* (М., Наука, 1988); Е.И.Забабахин. *Механика в СССР за 50 лет* (М., Наука, 1970) 313с
- 44 Е.И.Азаркевич, А.Н.Диденко, А.Г.Жерлицин, В.Карпушин, А.А.Леонтьев, Г.В.Мельников, В.Б.Минцев, А.Е.Ушнурцев, Г.П.Фоменко, В.Е.Фортов, В.И.Цветков, В.Б.Шнейдер, Б.К.Ясельский. Генерация электронного пучка и импульсов СВЧ-излучения с помощью энергии химических взрывчатых веществ. *ТВТ* **32**(1) 127-132 (1994)
- 45 Р.В.Арутюнян, Л.А.Большов, А.Д.Васильев, С.В.Онуфриев, В.А.Петухов, В.Е.Фортов, Е.Н.Шестаков. Исследование процессов удержания топлива при тяжелых авариях на АЭС *ДАН* **316** (1) 104-107 (1991)

- 46 Грязнов В К, Иосилевский И Л, Семенов А С, Фортов В Е, Якуб Е С, Hyland G, Ronchi C, *Известия РАН (Физика)* **63** № 11 2258-2261 (1999)
- 47 A.V.Bushman, I.D.Garibashvily, I.V.Lomonosov, G.A.Mesyats, V.A.Skvortsov, V.E.Fortov. *Computer Simulation of Explosive Electron Emission Initiation Processes* //Proc.18th Int. Conf. on High-Power Particle Beams (BEAMS'90), Novosibirsk, July 2-5, 1990// (Singapore, World Sci.Publ.Co., 1990) 940-945.
- 48 *Юпитер*, Под ред. В.Н. Жаркова (М. Мир, 1978)
- 49 Киржниц Д А *УФН* **104** 489 (1971)
- 50 Шапиро С, Тьюколски С. *Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды*: т.1 (М: Мир, 1985) с.256
- 51 Яковлев Д Г, *УФН* **164** 653-6 (1994)
- 52 Saumon D, Chabrier G, Van Horn H M, *Astrophys.J. (Suppl)* **99** 713-741 (1995)
- 53 Van Horn H M Phase Transitions in Dense Astrophysical Plasmas, in [15] с.3-19
- 54 Hubbard W B *ibid.* [13] с.21-32
- 55 Dappen W, Mihalas D, Hummer D and Weibel-Mihalas B, *Astrophys. Journ.* **322** 261-270 (1988)
- 56 Цитович и * *УФН* ??? ??-?? (????)
- 57 Коваленко Н П, Красный Ю П, Тригер С А, *Физика жидких металлов* (М. Наука 19??)
- 58 Rovere M, Tosi M, *Rept.Progr.Phys.* **49** 1001-1081 (1986)
- 59 Fisher M, *J. Stat. Phys.* **75** 1 (1994)
- 60 Thompson J C, *Electrons in Liquid Ammonia*, (Oxford, Clarendon, 1976) p.300
- 61 Ликальтер А А *ЖЭТФ* **111** 938 (1997)
- 62 Райс ?? и др. *Электрон-дырочная жидкость в полупроводниках* (М., Мир, 1980)
- 63 Тиходеев С Г, *УФН* **145** (1) 3-50 (1985)
- 64 Монарха Ю П, Шикин В Б *ФНТ* 8 563 (1982); Шикин В Б *УФН* **158** 127-134 (1989), *УФН* **164** 995-997 (1994),
- 65 Жуховицкий Д, «Неидеальная Кластерная плазма (Обзор)» *ТВТ* **32** 459-474 (1994)
- 66 Жуховицкий Д И, Храпак А Г, Якубов И Т в кн. *Химия плазмы* /ред. Б.М.Смирнов/ (М. Энергоиздат, 1984) вып.4, с.150
- 67 Фортов В Е, Нефедов А П, Петров О Ф, Самарян А А, Чернышев А В *ЖЭТФ* **111**, Вып.2 (1997).
- 68 Альтшулер Л В, *УФН* **85** 197 (1965)
- 69 Григорьев Ф В, Кормер С Б *ЖЭТФ* **69** 743 (1975); *ЖЭТФ* **75** 1683 (1978)
- 70 Бушман А.В., Фортов В.Е. *УФН* **140** 177 (1983)
- 71 Фортов В.Е. *УФН* **138** 361 (1982)
- 72 Алексеев В.А., Фортов В.Е., Якубов И.Т. *УФН* **139** 193 (1983)
- 73 *Свойства конденсированных веществ при высоких давлениях и температурах*, /Под ред. Трунина Р.Ф., (Саров: ВНИИЭФ, 1992) с. 398
- 74 Грязнов В.К., Жерноклетов М.В., Зубарев В.Н., Иосилевский И.Л., Фортов В.Е. *ЖЭТФ* **78** 573 (1980)
- 75 Nellis W J, Weir S T, Mitvhel A C, *Phys. Rev. Lett.* **76** 1860 (1996); *Prys. Rev. B* **59** 3434 (1999)
- 76 Cauble R, Perry T, *et al. Prys. Rev. Lett.* **80** 1250 (1998)
- 77 «Ударные волны и экстремальные состояния вещества» /Ред. В.Е.Фортов, Л.В.Альтшулер, Р.Ф.Трунин, А.И.Фунтиков, (М. Наука,2000)
- 78 Seperley D M, Alder B, *Phys. Rev. B* **36** 2092 (1987)
- 79 Hohl D et al. *Phys. Rev. Lett.* **71** 541 (1993)
- 80 Marx D, Parinello D *Z.Phys. B* **95** 1439 (1994)
- 81 Воронцов-Вельяминов П Н, Ельяшевич А Н, и др. *ТВТ* **8** (2) 277-285 (1970)
- 82 Киржниц Д.А., Лозовик Ю.Е., Шпатаковская Г.В. *УФН* **117** 3 (1975)
- 83 Kerley G.I. (Los Alamos Scientific Lab. Report No.LA-4776, 1972)

-
- 84 Медведев А Б, В сб. «Вопросы атомной науки и техники (ВАНТ). Теоретическая и прикладная физика, №1 23-29 (1990);
- 85 В.К.Грязнов, М.В.Жерноклетов, И.Л.Иосилевский, Г.В.Симаков, Р.Ф.Трунин, Л.И.Трусов, В.Е.Фортов *ЖЭТФ* **114** 1242 (1998)
- 86 Калиткин Н Н, *Математическое моделирование* **1** 64-108 (1989)
- 87 Голосной И О, Калиткин Н Н, Волокитин В С, *Изв. Вузов*, № 11, 23 (1994): №4, 11 (1995)
- 88 Веденов А А, Ларкин А И, *ЖЭТФ* **36** 1133 (1959)
- 89 Копышев В П *ЖЭТФ* **55** 1303 (1968)
- 90 Красников Ю Г *ЖЭТФ* **53** 2224-2232 (1967); *ЖЭТФ* **72** 516-525 (1977);
- 91 Крефт В, Кремп Д, Эбелинг В, Репке Г *Квантовая статистика систем заряженных частиц* (М.: Мир, 1988) с. 408
- 92 Rogers F, *Phys.Rev.* **A 24** 1531 (1981); см. также in [17 (1998)], pp15-23;
- 93 Биберман Л.Н., Воробьев В.С., Якубов И.Т. *Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы* (М: Наука, 1982) с. ??
- 94 Воронцов-Вельяминов П Н, Шифф В К, *ТВТ* **15** (6) 1137-1142 (1977)
- 95 Fisher M E *J.Stat.Phys.* **75** 1-36 (1994); Levin Y, Fisher M E *Physica A* **225** 164 (1996)
- 96 Шмидт А Б, *Статистическая термодинамика классических кулоновских систем* (М. Энергоатомиздат, 1991) с.118
- 97 Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Статистическая физика* (М.: Наука, 1964) с.565
- 98 Гиришфельдер Дж., Кертис К., Берд Р. *Молекулярная теория жидкостей и газов* (М.: ИИЛ, 1961)с. 929
- 99 DeDominis C, *J.Math.Phys.* **3** 983-1002 (1962); *J.Math.Phys.* **4** 955-959 (1963)
- 100 Kohn W, in [17] 9-13 (1998): *Phys.Rev.* **B 136** 864 (1964)
- 101 Evans R, *Advances in Physics* **28** 143-200 (1979)
- 102 *Терия неоднородного электронного газа*, Под ред. Н.Марча и С.Лундквиста (М. Мир, 1987)
- 103 Ликальтер-ЖЭТФ **56** 240-245 (1969)
- 104 Манькин Э А, Ожован М И, Полуэктов П П, *ДАН СССР* **260** 1096 (1981);
- 105 Хилл Т, *Статистическая механика*, (М. ИИЛ., 1960).
- 106 Бонч-Бруевич В Л, Гласко В Б, *Оптика и спектроскопия* **14**, №4, 495-504 (1963)
- 107 Harris G M, *Phys. Rev.* **125** 1131 (19962)
- 108 Ликальтер А А *УФН* **162** 120 (1992)
- 109 Максимов Е Г, Шилов Ю И, *УФН* **169** 1223-
- 110 Saumon D, Chabrier G, *Phys.Rev.A* **44** 5122 (1991), *Phys.Rev.A* **46** 2084 (1992)