

Проблемы динамической теории в статистической физике жидкости

П. Н. Николаев*

*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет
кафедра квантовой статистики и теории поля*

Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

(Поступила в редакцию 25.07.2021; подписана в печать 06.08.2021)

В работе исследуется процесс формирования современной динамической теории жидкости. Представлена деятельность Н. Н. Боголюбова по созданию динамической теории в статистической физике и влияние его работ на формирование динамической теории жидкости.

PACS: 01.65.+g, 01.70.+w

УДК: 53

Ключевые слова: история науки, философия науки

ВВЕДЕНИЕ

В отличие от равновесных процессов единая теория неравновесных систем фактически появилась лишь начиная с работ Н. Н. Боголюбова 40-х годов XX века. основополагающие результаты в этой области изложены в монографии [1]. В этом году исполняется семьдесят пять лет с выхода ее в свет.

До работ Боголюбова кинетические уравнения устанавливались на интуитивной основе. В 1872 г. Больцман получил свое знаменитое уравнение (в общем виде — в 1875 г.). Позднее Эйнштейном и Смолуховским была создана теория брауновского движения. Обобщение уравнения Больцмана на плотные газы осуществлено Энскогом, а в 30-х годах XX века получены уравнения Ландау и Власова [1, 2].

В своей монографии Боголюбов писал, что проблемы кинетики никогда не рассматривались с точки зрения динамической теории. Здесь основными были методы другого типа, используемые еще Больцманом при получении своего кинетического уравнения.

Но при таком подходе возникает внутреннее противоречие. С одной стороны, движение молекул трактуется как некоторый случайный процесс, а с другой — эффективные сечения рассеяния рассчитываются из уравнений механики. Это характерно как для классической, так и для квантовой механики. В последнем случае учитываются требования симметрии.

Метод Больцмана основан на полном исключении корреляции между динамическими состояниями молекул [1]. По этой причине его нельзя непосредственно обобщить для получения уравнений более высокого приближения.

Кирквуд предложил свой подход к получению кинетических уравнений. Он постулировал, что функция распределения достигает со временем значения «плато». На основе этого определяются сглаженные по времени функции распределения, удовлетворяющие кинетическим уравнениям [3].

Боголюбовым впервые предложен и осуществлен общий метод получения кинетических уравнений [1]. Он основан на предположении, что за время порядка длительности соударения многочастичные функции распределения становятся функционалами одночастичных функций, которые удовлетворяют в свою очередь кинетическому уравнению.

На следующем этапе за время порядка гидродинамического времени одночастичная функция становится функционалом макроскопических величин, которые удовлетворяют уравнениям гидродинамики. В дальнейшем это направление интенсивно развивалось [4–6].

В работе [7] Боголюбов вначале строит теорию возмущений, которая основывается на малости взаимодействия подсистем, а для дальнейшего анализа использует формализм функций распределения (либо матриц плотности — для квантового случая).

При этом, в отличие от работ 40-х годов XX века, под слабым взаимодействием понимается взаимодействие подсистемы S , в качестве которой выступает малая подсистема (в частном случае — состоящая из одной частицы), и большой (макроскопической) системы Σ .

Следует также отметить, что предложенный в [7] подход, как отмечает автор, не снимает проблему учета сильных короткодействующих сил, которая и здесь должна решаться ad hoc. К системам подобного типа относится жидкость.

Кинетическая теория жидкости является одним из самых интересных и сложных разделов физики. Связано это с целым рядом причин. Во-первых, теория неравновесных процессов в системах многих частиц до сих пор не имеет стандартного общепринятого единого подхода. Во-вторых, теория жидкого состояния сама по себе является наиболее сложной областью статистической механики.

В-третьих, при создании кинетической теории жидкости «интерferируют» трудности построения кинетической теории в целом и сложности описания плотных систем. Это значительно усложняет решение проблемы.

В-четвертых, область жидкого состояния содержит низкотемпературную область, где совершенно необходим учет квантовых эффектов, что является нетриви-

* nikolaev@phys.msu.ru

альной проблемой. Особенно это касается жидкого гелия, представляющего значительный интерес [8, 9].

Несмотря на указанные выше причины, данная область является одной из наиболее интенсивно развивающихся. Это обусловлено общенаучным интересом к ней и, в значительной степени, огромным числом физических приложений, где используются полученные здесь результаты. Жидкая фаза занимает промежуточное состояние между твердой и газообразной фазами. Без понимания процессов, происходящих в жидкости, нельзя построить полную фазовую диаграмму состояний веществ, а также описать кинетические процессы, происходящие в них.

Для системы твердых сфер Энскогом было дано обобщение кинетического уравнения Больцмана на случай систем твердых сфер произвольной плотности [10]. Вначале этот подход рассматривался как удобная модель для описания плотных газов и жидкостей, содержащая один подгоночный параметр — диаметр твердых сфер.

После того, как была построена равновесная теория жидкостей, в основе которой лежит базовая модель твердых сфер, подход Энскога стал использоваться также как основное приближение, а учет притягивающей части потенциала, в силу его плавного характера изменения, учитывается в виде решения уравнения типа Фоккера–Планка, либо в приближении власовского типа. Если считать, что эти два типа причин не интерферируют друг с другом, то получается либо уравнение Райса–Олнета [6], либо уравнение Энскога–Власова [11, 12].

Последовательной теорией является та, которая основана на использовании кинетических функций распределения. Это вовсе не означает, что в дальнейшем все остальные подходы будут отброшены. Каждый из них содержит рациональное зерно, которое эффективно проявляется для определенных предельных значениях термодинамических параметров, описывающих жидкость.

Теория Энскога успешно применяется для описания жидкости при достаточно высоких температурах. Это стало возможным после того, как был достигнут значительный прогресс в определении двухчастичной равновесной функции распределения системы твердых сфер.

В настоящей работе рассматриваются проблемы динамической теории жидкости, следуя методу, предложенному в монографии [1], то есть вначале изложены основные проблемы равновесной теории, без понимания сущности которых трудно решить задачи, стоящие перед неравновесной теорией, а затем — основные проблемы неравновесной теории.

1. УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ЖИДКОСТИ В ТЕОРИИ СТАТИСТИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ

В отличие от не очень плотных газов и упорядоченных структур для жидкости трудно выделить ма-

лый параметр, который позволял бы построить ряды теории возмущений для термодинамических функций и при малых значениях которого в нулевом порядке можно было бы получить основное приближение, качественно правильно описывающее важнейшие свойства жидкости.

На первом этапе продвинуться в равновесной теории жидкого состояния удалось на основе метода функций распределения [1, 6, 10]. Данный подход позволяет учесть наличие в жидком состоянии представления о ближнем порядке. Этим данный подход существенно отличается от подходов ван-дер-ваальсовского типа, где жидкость представляется полностью однородной, то есть бесструктурной, средой.

Для системы из N частиц в объеме V , взаимодействующих посредством центральных сил, характеризующихся парным потенциалом $\Phi(|q_1 - q_2|)$, термическое и калорическое уравнения состояния выражаются через бинарную функцию распределения [1]:

$$p = \frac{N\theta}{V} - \frac{N(N-1)}{6V^3} \times \int_V \int_V |q_1 - q_2| \Phi'(|q_1 - q_2|) F_2(q_1, q_2) dq_1 dq_2, \quad (1)$$

$$E = \frac{3}{2}N\theta + \frac{N(N-1)}{2V^2} \times \int_V \int_V \Phi(|q_1 - q_2|) F_2(q_1, q_2) dq_1 dq_2, \quad (2)$$

где p — давление, E — внутренняя энергия, q — вектор, определяющий положение частицы и имеющий компоненты q^α ($\alpha = 1, 2, 3$), $\theta = kT$ (k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура), $F_2(q_1, q_2)$ — бинарная функция распределения, выражаемая через конфигурационное распределение Гиббса:

$$F_2(q_1, q_2) = \frac{V^2 \int_V \dots \int_V \exp[-U_N/\theta] dq_2 \dots dq_N}{\int_V \dots \int_V \exp[-U_N/\theta] dq_1 \dots dq_N}, \quad (3)$$

$$U_N = \sum_{1 \leq i < j \leq N} \Phi(|q_i - q_j|).$$

Термического и калорического уравнений состояния (1) и (2) соответственно достаточно для построения статистической термодинамики жидкости. Но вычисление бинарной функции распределения из (3) приводит проблему опять к исходной N -частичной задаче.

В сороковых годах двадцатого века, когда метод функций распределения начал широко использоваться, возможности расчетов были ограничены. Даже для системы твердых сфер точно были известны лишь первые четыре вириальных коэффициента, вычисленные еще во времена Больцмана. Этого явно недостаточно для построения даже качественной теории жидкости.

При решении этой проблемы бинарную функцию распределения стали находить не из выражения (3), а из второго уравнения цепочки урав-

нений ББГКИ (Боголюбова–Борна–Грина–Кирквуда–Ивона), в котором трехчастичная функция распределения $F_3(q_1, q_2, q_3)$ на основе ряда физических соображений выражается через комбинацию бинарных функций, то есть осуществляется так называемая операция «расщепления» цепочки уравнений.

Поскольку в данной операции не используется предположения о малости какого-либо параметра (например, плотности), то есть основания полагать, что решение полученного уравнения может описывать и ту часть фазовой диаграммы, которая относится к жидкому состоянию, где трудно найти малый параметр.

Одним из первых подходов для этой цели стали использовать суперпозиционное приближение [1, 6]:

$$F_3(q_1, q_2, q_3) = F_2(q_1, q_2)F_2(q_2, q_3)F_2(q_3, q_1). \quad (4)$$

В результате получалось нелинейное интегральное уравнение для бинарной функции распределения, решение которого позволило построить статистическую термодинамику системы.

Другой часто используемый способ получения замкнутого интегрального уравнения для бинарной функции распределения основан на уравнении Орнштейна-Цернике [6]. Среди наиболее часто получаемых приближений для описания жидкого состояния — это уравнение Перкуса-Йевики, которое находят, если прямую корреляционную функцию $c(q_1, q_2)$ представить в виде:

$$c(q_1, q_2) = F_2(q_1, q_2) (1 - \exp [\Phi(|q_1 - q_2|) / \theta]). \quad (5)$$

Уравнение Перкуса-Йевики обладает тем свойством, что для системы твердых сфер в трехмерном случае допускает точное решение. Это было важно в тот период, когда для данной системы число точно известных вириальных коэффициентов было ограничено, а сама система твердых сфер стала широко использоваться как базовая в термодинамической теории возмущений.

Но достаточно быстро было установлено, что полученные на основе приближений (4) либо (5) интегральные уравнения для однородной фазы, например, для газов и жидкостей [1], когда бинарная функция распределения является радиально-симметричной, приводят к решениям, которые в общем случае термодинамически не согласованы.

В первую очередь это проявляется в том, что полученные выражения для давления, найденные из выражения (1) и из выражения для сжимаемости

$$\theta \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_\theta = 1 + 4\pi\rho \int_0^\infty (F_2(r) - 1) r^2 dr. \quad (6)$$

не совпадают. В (6) $\rho = N/V$ — плотность числа частиц.

Кроме представленных выше приближений, приводящих к замкнутым интегральным уравнениям для бинарной функции распределения, было предложено и много других [6]. При этом разные аппроксимации

дают интегральные уравнения, которые приводят к бинарным функциям, лучше соответствующим условию термодинамической согласованности для разных областей изменения термодинамических параметров.

Для получения интегрального уравнения, приводящего к лучшему удовлетворению условий термодинамической согласованности, стали использовать интерполяционную мостовую функцию [13–15]. В дальнейшем было установлено, что для решения вопроса о термодинамической совместимости уравнений состояния надо использовать и целый ряд других факторов [16].

Другой способ построения статистической термодинамики жидкости, в котором нет проблемы термодинамической согласованности уравнений состояния — это непосредственное вычисление свободной энергии по одной из схем термодинамической теории возмущений [16–22].

Основная задача термодинамической теории возмущений заключается в следующем. Пусть мы знаем термодинамический потенциал, например, свободную энергию для системы частиц, потенциал взаимодействия между которыми $\Phi_0(|q_1 - q_2|)$, а нам необходимо найти свободную энергию для системы, потенциал взаимодействия между частицами которой $\Phi(|q_1 - q_2|)$. Вводим параметризованный потенциал взаимодействия $\Phi(r, \lambda)$, который в простейшем случае линейной параметризации имеет вид:

$$\Phi(r, \lambda) = \Phi_0(r) + \lambda \Delta\Phi(r), \quad (7)$$

где $\Delta\Phi(r) = \Phi(r) - \Phi_0(r)$. Тогда согласно (7) $\Phi(r, 0) = \Phi_0(r)$, $\Phi(r, 1) = \Phi(r)$. Изучение системы с параметризованным потенциалом взаимодействия $\Phi(r, \lambda)$ позволяет найти параметризованную бинарную функцию распределения. Она дает возможность полностью построить термодинамическую теорию возмущений [16], не используя функции распределения более высоких порядков.

Термодинамическая теория возмущений, построенная на основе использования параметризованной бинарной функции распределения, изначально дает термодинамически совместимые уравнения состояния. Дополнительное требование термодинамической совместимости уравнений состояния для системы с параметризованным потенциалом взаимодействия, как показывают расчеты, существенно увеличивает скорость сходимости рядов теории возмущений, особенно в области низких температур.

Ключевой проблемой в построении статистической теории жидкости является выбор базовой системы. Современная теория жидкости фактически началась с базовой системы Вика-Чандлера-Андерсона с потенциалом взаимодействия между частицами:

$$u(r) = \begin{cases} \Phi(r) + \varepsilon & r < 2^{1/6}\sigma \\ 0 & r \geq 2^{1/6}\sigma, \end{cases} \quad (8)$$

где $\Phi(r)$ — потенциал Леннард-Джонса с параметрами σ и ε [23]. Потенциал (8) неотрицательно определен.

При низких температурах системы с потенциалом (8) термодинамически подобны системе твердых сфер с диаметром $2^{1/6}\sigma$. В свою очередь при расчетах для системы с неотрицательно определенным потенциалом взаимодействия (8) в свою очередь в качестве базовой системы используют систему твердых сфер [23].

Предложенный Виксом, Чандлером и Андерсоном для потенциала Леннард-Джонса потенциал (8) может быть получен и для потенциалов других типов по тому же способу разбиения [23].

II. КИНЕТИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ЖИДКОСТИ

Кинетическое уравнение Больцмана непосредственно невозможно применять для описания жидкого состояния [12], так как оно выведено в предположении малых плотностей. Предложенный Боголюбовым подход позволял в принципе получить уравнения и высших порядков, используя разложение по степеням плотности, делая уравнение справедливым для больших плотностей [1, 24, 25]. Это было сделано впервые Грином в 1956 г. [25].

Еще в 1922 г. Энскогом было дано обобщение кинетического уравнения Больцмана на случай систем твердых сфер произвольной плотности [10]. В отличие от больцмановского приближения здесь учтено, что столкновение твердых сфер происходит не в одной точке. Отметим, что в методе Боголюбова это также учтено.

Кроме того, Энскогом был эффективно учтен ближний порядок в однородной фазе, представление о котором для нее в то время возникло. При больших плотностях это совершенно необходимо. Для этого использовалось выражение для контактного значения бинарной функции распределения.

Пусть $F_1(t, q_1, p_1)$ — одночастичная кинетическая функция распределения [1]. Для случая отсутствия внешних полей и однородного газа уравнение Больц-

мана запишем в виде:

$$\frac{\partial F_1}{\partial t} = I, \quad (9)$$

где I — интеграл столкновений [2]. Для данного простейшего случая переход от уравнения (9) к уравнению Энскога означает появление в правой части множителя χ [26], причем $\chi = F_2(\sigma+)$, то есть равен контактному значению бинарной, или двухчастичной, равновесной функции распределения системы твердых сфер. В этом приближении не возникают проблемы в доказательстве H -теоремы и связи значений импульсов до и после столкновения. В общем же случае эта задача не является тривиальной и требует своего решения [12, 26].

Вплоть до 50-х годов XX века выражение для χ было известно с точностью до квадратичных по плотности членов [26], что соответствует четвертому вириальному коэффициенту для системы твердых сфер. Для разреженных систем твердых сфер $\chi = 1$. В методе Боголюбова, когда функции распределения представляются в виде разложения по степеням плотности, функции χ как таковой нет. В данном подходе учет членов разложения осуществляется в разных порядках уравнения Больцмана [1]. Первое приближение, которое Боголюбов называет уравнением Больцмана-Энскога, имеет вид (10) [24].

В уравнении (9) j — единичный вектор, направленный вдоль прямой, проходящей через центры шаров в направлении от центра первого шара к центру второго, dj — элемент телесного угла, $p'_1 = p_1 - j((p_1 - p_2)j)$, $p'_2 = p_2 + j((p_1 - p_2)j)$.

Проведенные расчеты показали [27], что интегралы столкновений, рассчитанные по методу Боголюбова и определяющие в кинетических уравнениях диссипативные процессы, уже при учете четырех частиц становятся расходящимися [28]. В дальнейшем эта проблема была разрешена за счет перегруппировки членов ряда теории возмущений [25, 29].

После того, как была построена современная теория жидкостей, в основе которой лежит базовая модель твердых сфер, уравнение Энскога также стал использоваться как основное приближение. Учет притяжения обычно осуществляется двумя способами.

$$\begin{aligned} \frac{\partial F_1(t, q_1, p_1)}{\partial t} = & -\frac{p_1}{m} \frac{\partial F_1(t, q_1, p_1)}{\partial q_1} + \\ & + \sigma^2 \rho \times \int_{(p_2 - p_1)j \geq 0} \left| \frac{p'_1 - p_1}{m} \right| j \{ F_1(t, q_1, p'_1) F_1(t, q_1 + j\sigma, p'_2) - \\ & - F_1(t, q_1, p_1) F_1(t, q_1 - j\sigma, p_2) \} dp_2 dj. \end{aligned} \quad (10)$$

Если для этих целей использовать уравнение Фоккера-Планка, предполагая, что в основном приближении отталкивающие и притягивающие силы не да-

ют интерференционных членов, то получаем уравнение

Райса–Олнетта [6]:

$$\frac{\partial F_1(t, q_1, p_1)}{\partial t} + \frac{p_1}{m} \frac{\partial F_1(t, q_1, p_1)}{\partial q_1} - \frac{\partial U}{\partial q_1} \frac{\partial F_1(t, q_1, p_1)}{\partial p_1} = I + M, \quad (11)$$

где U — потенциал внешнего поля, I — интеграл столкновений, M — член, учитывающий слабо изменяющуюся часть притяжения частиц.

Широко используется подход, при котором учет притяжения между частицами осуществляется на основе использования уравнения Власова. В результате получаем уравнение Энского–Власова [11, 12]. По форме это уравнение совпадает с (11), если считать, что M учитывает притяжение частиц в приближении среднего поля [30–35].

Уравнение Энского–Власова в последнее время применяется для описания динамики двухфазных систем. Хотя оно способно описывать процессы вплоть до кинетики молекулярных систем, в ряде случаев в этом нет необходимости. Например, для описания фазовых переходов, предполагая, что процесс происходит изотермически. При таком рассмотрении удается описать переход от однофазной системы к двухфазной. В работе [12] данное рассмотрение проведено для адиабатических процессов. Это позволяет описать обмен энергией между фазами в двухфазной системе в зависимости от времени.

Для произвольных значений термодинамических параметров уравнение Энского–Власова может давать решения, которые приводят к процессам в которых не выполняется закон сохранения энергии [36]. Для устранения данного противоречия данное уравнение необходимо модифицировать, что и было осуществлено в целом ряде работ [36–39]. Заранее трудно оценить области стабильных, метастабильных и нестабильных состояний, поэтому они определяются на основе анализа моделирования процессов временной эволюции [12].

Наряду с рассмотренными выше кинетическими уравнениями для одночастичной функции жидкости есть целый ряд работ, где исследуются и уравнения для бинарных функций [6]. К наиболее известному относится уравнение в суперпозиционном приближении, исследованное Борном и Грином [40–42]. Данный подход, основанный на расцеплении системы уравнений, можно использовать и в том случае, когда нельзя реализовать разложение по малому параметру, в качестве которого в рассматриваемом случае выступает плотность. Вместе с тем и здесь, как и для равновесной системы, остаются проблемы термодинамической

согласованности результатов.

Уравнение в суперпозиционном приближении авторы [40] решали методом теории возмущений для состояний вблизи равновесия. Решения использовались для получения векторов потоков и коэффициентов переноса. При низких температурах они нашли периодическое решение.

В этой связи авторы обратили внимание на работу Власова [43], где было представлено периодическое решение интегрального уравнения для одночастичной функции распределения. Таким образом в данном подходе формировалось описание кинетики фазовых переходов, получившее в дальнейшем широкое развитие [6, 44].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе, следуя методу, разработанному в монографии [1], рассмотрены основные пути решения проблем кинетики для жидкого состояния на основе динамической теории. Здесь представлены системы, состоящие из одинаковых частиц. Обобщение на системы из различных частиц можно получить следуя уравнениям, приведенным в [1]. Очевидным является и обобщение на случай наличия многочастичных взаимодействий [45].

Что касается квантово-механического рассмотрения жидкостей, то в этой области существует целый ряд различных подходов. Если исходить из метода функций распределения, то при переходе в квантово-механическую область мы используем операторы плотности комплексов молекул, операцию интегрирования заменяем операцией следа Tr , а скобкам Пуассона необходимо придать их квантовый смысл [1].

Таким образом, переход к квантово-механическому рассмотрению происходит естественным образом. Но при этом особое внимание необходимо уделить граничным условиям, в качестве которых выступают условия ослабления корреляций. Для квантовых систем одинаковых частиц эти условия следует записывать с учетом квантовой симметрии. Ту же проблему можно решить и путем перехода к представлению вторичного квантования [1].

Семьдесят пять лет, которые прошли после выхода монографии Боголюбова [1], показали высокую эффективность заложенных в ней идей по созданию динамической теории в статистической физике. Работы Боголюбова оказали значительное влияние и на формирование динамической теории жидкости [6, 9, 24].

[1] Боголюбов Н.Н. Проблемы динамической теории в статистической физике. М.-Л.: Гостехиздат, 1946.

[2] Базаров И.П., Геворкян Э.В., Николаев П.Н. Неравно-

весная термодинамика и физическая кинетика. М.: изд-во Моск. ун-та, 1989.

[3] Kirkwood J.G. // J. Chem. Phys. 1946. **14**. P. 180.

- [4] Ахиезер А.И., Пелетминский С.В. Методы статистической физики. М.: Наука, 1977.
- [5] Uhlenbeck J.E., Ford J.W. Lectures in statistical mechanics. Providence, Rhode Island, 1963.
- [6] Croxton C.A. Liquid state physics — a statistical mechanical introduction. Cambridge, 2009.
- [7] Боголюбов Н.Н. // ЭЧАЯ 1973. **9**. С. 501.
- [8] Nomura R., Okuda Y. // Rev. Mod. Phys. 2020. **92**. 041003.
- [9] Ковалевский М.Ю., Пелетминский С.В. Статистическая механика квантовых жидкостей и кристаллов. М., Физматлит, 2006.
- [10] Hirschfelder J.O., Curtiss Ch.F., Bird R.B. Molecular theory of gases and liquids. London, 1954.
- [11] Grmela M. // J. Stat. Phys. 1971. **3**. P. 347.
- [12] Takata S., Matsumoto T., Hattory M. // Phys. Rev E. 2021. **92**. 062110.
- [13] Rogers F.J., Young D.A. // Phys. Rev A 1984. **30**. P. 999.
- [14] Zerah G., Hansen J.-P. // J. Chem. Phys. 1986. **84**. P. 336.
- [15] Bomont J.-M., Bretonnet J.-L. // J. Chem. Phys. 2007. **126**. 214504.
- [16] Nikolaev P.N. // Moscow University Physics Bulletin 2010. **65**. P. 159.
- [17] Zwanzig R.W. // J. Chem. Phys. 1954. **22**. P. 1420.
- [18] Barker J.A., Henderson D. // J. Chem. Phys. 1967. **47**. P. 2856.
- [19] Zhou S. // J. Chem. Phys. 2006. **125**. 144518.
- [20] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. М.: Наука, 1976.
- [21] Zhou S. // Phys. Rev E 2008. **77**. 041110.
- [22] Zhou S. // J. Chem. Phys. 2009. **130**. 054103.
- [23] Николаев П.Н. // Ученые записки физического ф-та Московского ун-та. 2020. № 4. 2040102.
- [24] Боголюбов Н.Н. Избранные университетские лекции. М.: изд-во Моск. ун-та, 2009.
- [25] Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Физическая кинетика. М.: Наука, 1979.
- [26] Chapman S., Cowling T. The mathematical theory of non-uniform gases. Cambridge.: Cambridge University Press, 1970.
- [27] Weinstock J. // Phys. Rev. 1963. **132**. P. 454.
- [28] Климонтович Ю.Л. Статистическая физика. М.: Наука, 1982.
- [29] Kawasaki K., Oppenheim I. // Phys. Rev. 1965. **139**. P. 1763.
- [30] Frezzotti A., Gibelli L., Lorenzani S. // Phys. Fluids. 2005. **17**. 012102.
- [31] Kobayashi K., Ohashi K., Watanabe M. // AIP Conf. Proc. 2012. **1501**. 1145.
- [32] Frezzotti A., Barbante P. // Mech. Eng. Rev. 2017. **4**. 16-00540.
- [33] Frezzotti A., Barbante P., Gibelli L. // Phys. Fluids. 2019. **31**. 062103.
- [34] Busuioc S., Gibelli L., Lockerby D.A., Sprittles J.E. // Phys. Rev. Fluids. 2020. **5**. 103401.
- [35] Busuioc S., Gibelli L. // Phys. Fluids. 2020. **32**. 093314.
- [36] Benilov E.S., Benilov M.S. // Phys. Rev. E. 2018. **97**. 062115.
- [37] Beijeren H., van, Ernst M.H. // Physica. 1973. **68**. P. 437.
- [38] Resibois P. // J. Stat. Phys. 1978. **19**. P. 593.
- [39] Maynar P., Garcia de Soria M.I., Brey J.J. // J. Stat. Phys. 2018. **170**. P. 999.
- [40] Born M., Green H.S. // Nature. 1947. **159**. N 4034. P. 251.
- [41] Born M., Green H.S. A general theory of liquids. Cambridge, 1949.
- [42] Green H.S. Molecular theory of fluids. N.-Y., 1952.
- [43] Vlasov A. // J. Phys. 1945. **9**. N 1. P. 25.
- [44] Giovangigli V. // Phys. Rev. E. 2020. **102**. 012110.
- [45] Базаров И.П., Геворкян Э.В. Статистическая физика жидких кристаллов. М.: изд-во Моск. ун-та, 1992.

Problems of dynamical theory in statistical physics of liquid

P. N. Nikolaev

*Department of Quantum Statistics and Field Theory, Faculty of Physics,
Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia
E-mail: nikolaev@phys.msu.ru*

In the paper it is investigated the process of formation of the modern dynamic theory liquid. The activity of N.N.Bogoliubov on the creation of a dynamic theory in statistical physics and the influence of his work on the formation of a dynamic theory of liquid are presented.

PACS: 01.65.+g , 01.70.+w

Keywords: history of science, philosophy of science.

Received 25 July 2021.

Сведения об авторах

1. Николаев Павел Николаевич — доктор физ.-мат. наук, профессор, тел.: (495) 939-12-90, e-mail: nikolaev@phys.msu.ru.