УДК 530.1; 533.7; 539.6

DOI: https://doi.org/10.34680/2076-8052.2022.3(128).15-20

# ПОЛЕВАЯ МЕХАНИКА КАК ОСНОВА КЛАССИЧЕСКОЙ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ КИНЕТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ

**А.Ю.Захаров, В.В.Зубков***

# FIELD MECHANICS AS THE BASIS OF THE CLASSICAL RELATIVISTIC KINETIC THEORY

**A.Yu.Zakharov, V.V.Zybkov***

*Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого, Anatoly.Zakharov@novsu.ru*
**Тверской государственный университет, victor.v.zubkov@gmail.com*

Показано, что учет поля, посредством которого происходит взаимодействие между частицами, и принципа причинности позволяет вывести кинетическое уравнение для микроскопической функции распределения, позволяющее описать необратимую эволюцию системы частиц без привлечения каких-либо вероятностных гипотез. Введено вспомогательное скалярное поле для описания динамики системы нейтральных частиц (атомов) в рамках классической теории поля. Доказано, что класс стабильных межатомных потенциалов допускает представление в виде суперпозиции потенциалов Юкавы. Получена полная система уравнений релятивистской динамики системы, состоящей из атомов и вспомогательного поля. Предложенный релятивистско-полевой подход к описанию динамики систем может быть использован как без-вероятностный метод построения микроскопической термодинамики и кинетики как макроскопических, так и «малых» систем, в том числе и наносистем.

***Ключевые слова: классическая релятивистская динамика; стабильные межатомные потенциалы; запаздывающие взаимодействия; явление необратимости; не-статистическая кинетика***

***Для цитирования: Захаров А.Ю., Зубков В.В. Полевая механика как основа классической релятивистской кинетической теории // Вестник НовГУ. Сер.: Технические науки. 2022. №3(128). С.15–20. DOI: https://doi.org/10.34680/2076-8052.2022.3(128).15-20***

It is shown that taking into account the field, through which the interaction between particles occurs, and the causality principle allows us to derive a kinetic equation for a microscopic distribution function, which enables us to describe the irreversible evolution of a particle system without involving any probabilistic hypotheses. An auxiliary scalar field is introduced to explain the dynamics of a system of neutral particles (atoms) in the framework of the classical field theory. It has been proved that the class of stable interatomic potentials can be represented as a superposition of Yukawa potentials. A complete system of equations for the relativistic dynamics of a system consisting of atoms and an auxiliary field has been obtained. The proposed relativistic-field approach to describing the dynamics of systems can be used as a probability-free method for constructing microscopic thermodynamics and kinetics of both macroscopic and "small" systems, including nanosystems.

***Keywords: classical relativistic dynamics, stable interatomic potentials, retarded interactions, irreversibility phenomenon, non-statistical kinetics***

***For citation: Zakharov A.Yu., Zybkov V.V. Field mechanics as the basis of the classical relativistic kinetic theory // Vestnik NovSU. Issue: Engineering Sciences. 2022. №3(128). P.15–20. DOI: https://doi.org/10.34680/2076-8052.2022.3(128).15-20***

## 1. Введение

В настоящее время теоретические исследования как термодинамических свойств, так и кинетических процессов систем многих тел проводятся в основном на основе статистической механики в рамках нерелятивистского приближения. В этом приближении взаимодействие между частицами определяется потенциальной энергией, зависящей от мгновенной конфигурации системы. Тогда система, состоящая из конечного числа частиц, имеет конечное число степеней свободы. Микроскопическая динамика такой системы описывается детерминированными уравнениями классической механики, в которых нет различия между прошлым и будущим. Однако такая картина в корне противоречит реальному термодинамическому поведению систем, и поэтому возможность обоснования термодинамики и кинетики в рамках классической механики Ньютона представляется сомнительной.

Выход из этой затруднительной ситуации нашел Больцман, введя гипотезу «молекулярного хаоса». Эта гипотеза сохранилась и после создания теории относительности, хотя еще в 1909 г. Ритц [1] предположил, что причиной явления необратимости может быть запаздывание во взаимодействиях, т.е. чисто релятивистский эффект.

Многочисленные попытки релятивистских обобщений как кинетической теории, так и статистической механики были предприняты вскоре после создания теории относительности и продолжаются до настоящего времени. Отсутствие абсолютного времени в рамках релятивистской теории приводит к известной, но так и не решённой проблеме описания взаимодействий между частицами: энергию системы взаимодействующих частиц невозможно представить в виде функции, зависящей от мгновенных положений частиц [2–7].

Изучение систем с запаздывающим взаимодействием приводит к необходимости использования математического аппарата функционально-дифференциальных уравнений. Из-за недостаточной развитости этого математического аппарата на сегодняшний день удалось изучить лишь крайне ограниченное число модельных задач, как правило, задачи двух тел [8–12]. В этих работах установлено, что запаздывание во взаимодействиях приводит к необратимости динамики даже двухчастичных систем. Таким образом, использование понятия вероятности для объяснения физической природы явления необратимости не является необходимым.

Для корректного количественного описания классической динамики системы взаимодействующих частиц в рамках классического релятивистского подхода необходимо построить теорию, включающую как динамику частиц, так и эволюцию поля, через которое взаимодействуют частицы. Такой теорией в случае системы, состоящей из заряженных частиц, является классическая электродинамика, в рамках которой полная система уравнений содержит как релятивистские уравнения динамики частиц, так и уравнения Максвелла.

Детальное изучение динамики системы атомов, взаимодействие между которыми *в состоянии покоя* может быть описано заданными межатомными потенциалами, требует построения релятивистской теории соответствующего поля.

В данной работе предлагается метод классического теоретико-полевого описания динамики системы, состоящей из нейтральных частиц (атомов).

## 2. Переход от статических потенциалов к полевой картине взаимодействий

Введём вспомогательное скалярное поле $\varphi(\mathbf{r},t)$, которое в статическом случае (т.е. в случае покоящихся частиц) эквивалентно центральному межатомному потенциалу $\nu(r)$, а в динамическом случае позволяет описать динамику системы атомов в терминах релятивистской классической теории поля.

Положим, что межатомный потенциал для покоящихся частиц является центральным и допускает преобразование Фурье

$$\nu(\mathbf{r}) = \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3}\tilde{\nu}(\mathbf{k})e^{-i\mathbf{kr}}. \quad (1)$$

Обозначим через $f(x)$ «произвольную» функцию одной переменной $x$ и подействуем соответствующим оператором $f(\Delta)$ ($\Delta$ — оператор Лапласа) на функцию $\nu(\mathbf{r})$:

$$f(\Delta)\{\nu(\mathbf{r})\} = \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} f(-k^2)\tilde{\nu}(\mathbf{k})e^{-i\mathbf{kr}}, \quad (2)$$

в которой $k = |\mathbf{k}|$. Найдем явный вид функции $f(x)$ из условия (случай точечного источника поля)

$$f(\Delta)\{\nu(\mathbf{r})\} = \delta(\mathbf{r}). \quad (3)$$

Отсюда следует

$$f(-k^2) = \frac{1}{\tilde{\nu}(\mathbf{k})}. \quad (4)$$

Это соотношение устанавливает связь между преобразованием Фурье статического потенциала $\tilde{\nu}(\mathbf{k})$ и дифференциальным уравнением (3), описывающим соответствующее статическое поле.

Положим, в частности, что $\tilde{\nu}_1(\mathbf{k}) = \frac{4\pi}{k^2}$. Тогда $f(\Delta) = -\frac{\Delta}{4\pi}$. Отсюда следует уравнение Пуассона для статического потенциала $\Delta\left(\frac{1}{r}\right) = -4\pi\delta(\mathbf{r})$. Если же $\tilde{\nu}_2(\mathbf{k}) = \frac{4\pi}{k^2+\mu^2}$, то приходим к уравнению Юкавы $(\Delta-\mu^2)\left(\frac{e^{-\mu r}}{r}\right) = -4\pi\delta(\mathbf{r})$.

## 3. Общий вид устойчивых межатомных потенциалов

В рамках классической статистической механики могут использоваться только устойчивые межатомные потенциалы, удовлетворяющие критерию Добрушина, Фишера и Рюэля. В терминах преобразования Фурье это условие имеет вид [13]

$$\tilde{\nu}(\mathbf{k}) > 0 \quad (5)$$

для всех значений $\mathbf{k}$. Таким образом, статическое уравнение скалярного поля $\nu(r)$, через которое осуществляются взаимодействия между покоящимися атомами, удовлетворяет уравнению (3), где $f(-k^2)$ — функция, определяемая межатомными потенциалами с помощью соотношения (4).

Рассмотрим класс центральных межатомных потенциалов $\nu(r)$, преобразование Фурье которых $\tilde{\nu}(\mathbf{k})$ удовлетворяет условию устойчивости (5). Если $\tilde{\nu}(\mathbf{k})$ является рациональной функцией от $k^2$, то она имеет вид:

$$\tilde{\nu}(\mathbf{k}) = \frac{Q_m(k)}{P_n(k)},\ (m<n), \quad (6)$$

где $Q_m(k)$ и $P_n(k)$ — многочлены степени $2m$ и $2n$ соответственно:

$$P_n(k) = \sum\nolimits_{s=0}^{n} C_s\, k^{2s},\ Q_m(k) = \sum\nolimits_{s=0}^{m} D_s\, k^{2s}, \quad (7)$$

$C_s$, $D_s$ — вещественные коэффициенты.

Из условия (5) следует, что многочлены $Q_m(k)$ и $P_n(k)$ не имеют действительных корней, т.е. мнимые части всех корней отличны от нуля. Если кратность всех корней многочлена $P_n(k)$ равна единице, то преобразование Фурье межатомного потенциала допускает представление в виде суммы $n$ простейших дробей

$$\tilde{\nu}(\mathbf{k}) = \sum\nolimits_{s=1}^{n} \frac{g_s}{k^2+\mu_s^2}. \quad (8)$$

Отсюда следует, что межатомный потенциал представляет собой сумму потенциалов типа Юкавы:

$$\nu(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi r}\sum\nolimits_{s=1}^{n} g_s\, e^{-\mu_s r}. \quad (9)$$

Континуальное обобщение этого дискретного разложения (8) имеет вид

$$\tilde{\nu}(\mathbf{k}) = \int_0^\infty d\mu \frac{\Psi(\mu)}{k^2+\mu^2}. \quad (10)$$

Выполнив преобразование Фурье над обеими частями этого уравнения, установим связь между функцией $\Psi(\mu)$ и межатомным потенциалом $\nu(\mathbf{r})$:

$$\Psi(\mu) = \frac{2}{i}\int_{\gamma-i\infty}^{\gamma+i\infty} r\nu(r)e^{r\mu}dr,\ \gamma > a, \tag{11}$$

где $r = |\mathbf{r}|$, $a$ — показатель роста функции

$$|r\nu(r)| \le Ae^{ar}. \tag{12}$$

Заметим, что для дискретной суперпозиции потенциалов Юкавы (8) функция $\Psi(\mu)$ имеет следующий вид

$$\nu(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi r}\sum_{s=1}^{n} g_s\, e^{-\mu_s r} \Leftrightarrow \Psi(\mu) = \sum_{s=1}^{n} g_s\, \delta(\mu-\mu_s). \tag{13}$$

В общем случае носитель функции $\Psi(\mu)$ содержит как дискретную часть «спектра» с нулевой мерой Лебега, так и непрерывную часть «спектра» с ненулевой мерой Лебега. В этом общем случае функция $\tilde{\nu}(\mathbf{k})$ трансцендентна и множество её особых точек на комплексной плоскости $k$ бесконечно, но все особые точки лежат вне действительной оси.

### 4. Уравнения динамики составного поля

Впервые переход от статических уравнений Лапласа и Пуассона к уравнениям релятивистской формы был осуществлен (в 1867 г.!) Лоренцем и Риманом [14,15]. Результат выглядит следующим образом:

$$\Delta = \sum_{j=1}^{3}\frac{\partial^2}{\partial x_j^2} \to \Box = \sum_{j=1}^{3}\frac{\partial^2}{\partial x_j^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}. \tag{14}$$

Применение этой процедуры к потенциалу Юкавы приводит к уравнению Клейна — Фока — Гордона [16–18]:

$$(\Box - \mu^2)\varphi(\mathbf{r},t) = 0. \tag{15}$$

Это уравнение является единственным вариантом релятивистского реального скалярного поля, описываемого линейным дифференциальным уравнением в частных производных второго порядка.

Если преобразование Фурье потенциала $\tilde{\nu}(\mathbf{k})$ является рациональной алгебраической функцией, то взаимодействие между атомами, описываемое полем $\varphi(\mathbf{r},t)$, состоит из $n$ элементарных полей $\varphi_s(\mathbf{r},t)$. Каждое из этих элементарных полей характеризуется одним параметром $\mu_s$ и подчиняется уравнению Клейна — Фока — Гордона

$$\hat{L}_s\varphi_s(\mathbf{r},t) = 0, \tag{16}$$

где

$$\hat{L}_s = \Box - \mu_s^2 \tag{17}$$

является семейством попарно коммутирующих линейных дифференциальных операторов второго порядка с постоянными коэффициентами.

### 5. Запаздывающие потенциалы полей Юкавы и их суперпозиций

Фундаментальное решение (функция Грина в физической терминологии) оператора Клейна — Фока — Гордона элементарного поля $\varphi_s(\mathbf{r},t)$ определяется уравнением

$$(\Box - \mu_s^2)\, G_s(\mathbf{r}-\mathbf{r}', t-t') = -\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}')\delta(t-t') \tag{18}$$

и имеет известный вид [19]

$$G_s(\mathbf{r}-\mathbf{r}', t-t') = \frac{\delta\left(t-t'-\frac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{c}\right)}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} -$$
$$-\theta\left(t-t'-\frac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{c}\right)c\mu_s\frac{J_1\left(\mu_s\sqrt{c^2(t-t')^2-|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^2}\right)}{4\pi\sqrt{c^2(t-t')^2-|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^2}}, \tag{19}$$

где $\theta(t)$ — ступенчатая функция Хевисайда, $J_1(x)$ — функция Бесселя. Отсюда следует запаздывающий потенциал поля Клейна — Фока — Гордона:

$$\varphi_s(\mathbf{r},t) = \int d\mathbf{r}'\left[\frac{\rho\left(\mathbf{r}', t-\frac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{c}\right)}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} -\right.$$
$$\left. -\mu_s\int_0^\infty \rho\left(\mathbf{r}', t-\frac{1}{c}\sqrt{\xi^2+|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^2}\right)\frac{J_1(\mu_s\xi)}{4\pi\sqrt{\xi^2+|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^2}}d\xi\right], \tag{20}$$

где $\rho(\mathbf{r},t)$ — микроскопическая плотность количества частиц (атомов):

$$\rho(\mathbf{r},t) = \sum_a \delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}_a(t)). \tag{21}$$

Таким образом, поле $\varphi_s(\mathbf{r},t)$ состоит из двух вкладов.

1. Первый вклад определяет взаимнооднозначную связь между расстоянием $|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|$ и запаздывание взаимодействий $\tau_1$ между точками $\mathbf{r},\mathbf{r}'$:

$$\tau_1 = \frac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{c}. \tag{22}$$

Этот вклад соответствует волне Даламбера, распространяющейся от источника со скоростью света $c$.

2. Второй вклад содержит весь спектр запаздываний взаимодействия между точками $\mathbf{r}$ и $\mathbf{r}'$, определяемый параметром $\xi$:

$$\tau_2(\xi) = \frac{\sqrt{\xi^2+|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^2}}{c}\quad (0 \le \xi < \infty,\ \tau_1 < \tau_2(\xi) < \infty). \tag{23}$$

Этот вклад соответствует набору волн Клейна — Фока — Гордона, распространяющихся от источника со всеми скоростями $\tilde{c}(\xi)$ от 0 до $c$:

$$\tilde{c}(\xi) = c\left(1+\frac{\xi^2}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^2}\right)^{-1/2},\ 0 < \tilde{c}(\xi) < c. \tag{24}$$

Поэтому наличие ненулевого параметра поля $\mu_s$ увеличивает запаздывание во взаимодействиях между частицами: функция $\tau_2(\xi)$ не ограничена сверху.

Используя соотношения (9), находим связь между динамикой системы атомов и вспомогательным полем $\varphi(\mathbf{r},t)$, через которое атомы взаимодействуют:

$$\varphi(\mathbf{r},t) = \sum_{s=1}^{n} g_s\varphi_s(\mathbf{r},t). \tag{25}$$

Это выражение имеет элементарное обобщение на общий случай, когда носитель функции $\Psi(\mu)$ не ограничен дискретным спектром:

$$\varphi(\mathbf{r},t) = \int d\mu\Psi(\mu)\varphi_\mu(\mathbf{r},t). \tag{26}$$

Таким образом, мгновенная конфигурация как вспомогательного релятивистского поля $\varphi(\mathbf{r},t)$, так и его компонент $\varphi_s(\mathbf{r},t)$ в момент времени $t$ зависят от всех конфигураций атомной системы, описываемой функцией $\rho(\mathbf{r},t')$ при условии $-\infty < t' \le t$, т. е.

от всей предыстории системы, включающей в себя как атомы, так и вспомогательное поле, создаваемое этими атомами. Отсюда следует, что поле в точке $(\mathbf{r},t)$ определяется всей мировой линией внутри конуса причинности Гильберта.

Однако одних только уравнений (20) и (26), описывающих влияние атомов на поле, недостаточно для полного описания динамики системы в целом: нужны еще уравнения, которые описывают действие поля на частицы.

## 6. Уравнения движения частиц и вспомогательного поля

Для вывода уравнений эволюции системы, состоящей из частиц и создаваемого ими вспомогательного поля, обратимся к вариационной формулировке динамики. Действие рассматриваемой системы может быть представлено в виде:

$$S=-\sum_a m_a c\int ds_a-\sum_{s=1}^n\sum_a\frac{\gamma_s}{c}\int\varphi_s(x_a)ds_a+$$
$$+\sum_{s=1}^n\frac{K_s}{2c}\int d^4x(\partial_\nu\varphi_s(x)\partial^\nu\varphi_s(x)-\mu_s^2\varphi_s^2(x)),\quad (27)$$

в котором $\gamma_s$ — константы связи между частицами и полями, $K_s$ — размерные константы.

Полная система уравнений динамики частиц и полей имеет вид

$$\begin{cases}\dfrac{\partial}{\partial x^\nu}\dfrac{\partial\mathcal{L}}{\partial(\partial_\nu\varphi_s(x))}-\dfrac{\partial\mathcal{L}}{\partial\varphi_s(x)}=0;\\ \dfrac{\partial}{\partial\tau_a}\dfrac{\partial L}{\partial\dot{x}_a^\nu}-\dfrac{\partial L}{\partial x_a^\nu}=0.\end{cases}\quad (28)$$

Для удобства дальнейших вычислений преобразуем первые два слагаемых в правой части выражения (27):

$$-\sum_a m_a c\int ds_a-\sum_{s=1}^n\sum_a\frac{\gamma_s}{c}\int\varphi_s(x_a)ds_a=$$
$$=-c\sum_a m_a\int d\tau_a\sqrt{\dot{x}_a^\nu\dot{x}_{\nu a}}-$$
$$-\sum_{s=1}^n\sum_a\frac{\gamma_s}{c}\int d\tau_a\int d^4x\varphi_s(x)\sqrt{\dot{x}^\nu\dot{x}_\nu}\,\delta^4(x-x_a(\tau_a)).\quad (29)$$

Подставляя выражения (29) и (27) в уравнения (28), получаем следующую систему уравнений динамики полей

$$(\Box-\mu_s^2)\,\varphi_s(x)=\frac{\gamma_s}{K_s}\sum_a\int d\tau_a\sqrt{\dot{x}^\nu\dot{x}_\nu}\,\delta^4(x-x_a(\tau_a))\quad (30)$$

и частиц

$$\left(1+\frac{1}{m_a c^2}\sum_{s=1}^n\gamma_s\varphi_s(x_a)\right)\frac{dp_{\mu a}}{d\tau_a}=$$
$$=\frac{\partial}{\partial x_a^\mu}\left(\sum_{s=1}^n\gamma_s\varphi_s(x)\right)-\frac{p_a^\nu p_{\mu a}}{m_a^2c^2}\frac{\partial}{\partial x_a^\nu}\left(\sum_{s=1}^n\gamma_s\varphi_s(x)\right),\quad (31)$$

где $p_{\nu a}=m_a u_{\nu a}$.

Уравнение (30) описывает динамику поля $\varphi_s(x)$ при заданном движении частиц, определяемом правой частью этого уравнения:

$$\frac{\gamma_s}{K_s}\sum_a\int d\tau_a\sqrt{\dot{x}^\nu\dot{x}_\nu}\,\delta^4(x-x_a(\tau_a))=\frac{\gamma_s}{K_s}\rho(x),\quad (32)$$

где $\rho(x)$ — мгновенная микроскопическая плотность числа частиц (21). Заметим, что динамика частиц определяется линейной комбинацией $\sum_{s=1}^n\gamma_s\varphi_s(x_a)$, в то время как суммарное поле $\varphi(\mathbf{r},t)$ в точке $(\mathbf{r},t)$ определяется формулой (25).

## 7. Кинетическое уравнение

Уравнения (31) описывают динамику $a$-ной частицы при заданной эволюции полей $\varphi_s(x)$, заданной правой частью этого уравнения. Однако вместо описания динамики системы частиц с помощью системы уравнений, каждое из которых соответствует отдельной частице, целесообразно использовать кинетическое уравнение для микроскопической функции распределения Климонтовича системы частиц в целом [4]

$$f(\mathbf{r},\mathbf{p},t)=\sum_a\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}_a(\tau))\,\delta(\mathbf{p}-\mathbf{p}_a(\tau)).\quad (33)$$

Следуя работе [20], введем релятивистскую микроскопическую функцию распределения частиц

$$\mathcal{F}(x,p)\sum_a\int d\tau_a\delta^4(x-x_a(\tau_a))\,\delta^4(p-p_a(\tau_a)).\quad (34)$$

Как показано в [20], эта функция распределения $\mathcal{F}(x,p)$ подчиняется релятивистскому кинетическому уравнению в ковариантной форме:

$$\left(\frac{p^\nu}{m}\frac{\partial}{\partial x^\nu}+F^\nu(x,p)\frac{\partial}{\partial p^\nu}+\frac{\partial F^\nu(x,p)}{\partial p^\nu}\right)\mathcal{F}(x,p)=0,\quad (35)$$

где $F^\nu$ — 4-вектор силы.

Используя выражение [20]

$$\mathcal{F}(x,p)=\frac{1}{mp^0}\delta\left(p^0-\sqrt{\mathbf{p}^2+m^2c^2}\right)f(\mathbf{r},\mathbf{p},t),\quad (36)$$

проинтегрируем уравнение (35) по $p^0$ с учетом уравнения (31). В результате ковариантное кинетическое уравнение (35) для системы частиц, взаимодействующих через скалярное поле $\varphi(\mathbf{r},t)$, преобразуется в следующее кинетическое уравнение в терминах функции распределения Климонтовича (33):

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}+\frac{c\mathbf{p}}{\sqrt{\mathbf{p}^2+m^2c^2}}\frac{\partial}{\partial\mathbf{r}}+\mathbf{F}(\mathbf{r},\mathbf{p},t)\frac{\partial}{\partial\mathbf{p}}\right)f(\mathbf{r},\mathbf{p},t)=\frac{3k(\varphi_s(\mathbf{r},t))}{mc^2}\times$$
$$\times\left(\frac{\partial}{\partial t}\sum_{s=1}^n\gamma_s\varphi_s(\mathbf{r},t)+\frac{c\mathbf{p}}{\sqrt{\mathbf{p}^2+m^2c^2}}\frac{\partial}{\partial\mathbf{r}}\sum_{s=1}^n\gamma_s\varphi_s(\mathbf{r},t)\right)\times$$
$$\times f(\mathbf{r},\mathbf{p},t).\quad (37)$$

Здесь вектор силы имеет вид

$$\mathbf{F}(\mathbf{r},\mathbf{p},t)=-\frac{mc}{\sqrt{\mathbf{p}^2+m^2c^2}}k(\varphi_s(\mathbf{r},t))\times$$
$$\times\left[\frac{\partial}{\partial\mathbf{r}}+\frac{\mathbf{p}}{m^2c^2}\left(\mathbf{p}\frac{\partial}{\partial\mathbf{r}}+\frac{\sqrt{\mathbf{p}^2+m^2c^2}}{c}\frac{\partial}{\partial t}\right)\right]\sum_{s=1}^n\gamma_s\varphi_s(\mathbf{r},t),\quad (38)$$

$$k(\varphi_s(\mathbf{r},t))=\frac{1}{1+\dfrac{1}{mc^2}\sum_{s=1}^n\gamma_s\varphi_s(\mathbf{r},t)},\quad (39)$$

$$\varphi_s(\mathbf{r},t)=\frac{c\gamma_s}{K_s}\int\frac{d\mathbf{p}'}{m\sqrt{\mathbf{p}'^2+m^2c^2}}\left[\frac{f\left(\mathbf{r}',\mathbf{p}',t-\dfrac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{c}\right)}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}-\right.$$
$$\left.-\mu_s\int_0^\infty f\left(\mathbf{r}',\mathbf{p}',t-\frac{1}{c}\sqrt{\xi^2+|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^2}\right)\frac{J_1(\mu_s\xi)}{4\pi\sqrt{\xi^2+|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^2}}d\xi\right].\quad (40)$$

Кинетическое уравнение (37) описывает эволюцию системы частиц, взаимодействующих через вспомогательное релятивистское скалярное поле $\varphi(\mathbf{r},t)$. В статическом режиме поле $\varphi(\mathbf{r},t)$ эквивалентно межатомным потенциалам, а в динамическом режиме является посредником межатомных взаимодействий.

## 8. Обсуждение и заключение

Основные принципы, лежащие в основе этой работы, заключаются в следующем.

1. Динамика системы взаимодействующих частиц описывается в терминах точной микроскопической функции распределения (33), которая не имеет вероятностной интерпретации и содержит динамику всех частиц, составляющих систему. В отличие от статистических функций распределения точные микроскопические функции описывают динамику системы, а не эволюцию вероятностей.

2. Описание динамики частиц основано на релятивистских уравнениях движения и принципе причинности. В отличие от классической нерелятивистской механики, в теории относительности существует асимметрия между прошлым и будущим, обусловленная принципом причинности. Эта асимметрия может обеспечить связь между релятивизмом и законами термодинамики.

3. Взаимодействия между атомами в рамках теории относительности возможны только на основе представлений о поле. Ввиду нейтральности атомов для описания межатомных взаимодействий используется вспомогательное скалярное поле.

4. Доказано, что в случае устойчивых межатомных взаимодействий вспомогательное скалярное поле представляет собой суперпозицию полей Юкавы, параметры которых однозначно выражаются через межатомные потенциалы покоящихся атомов. В результате система взаимодействующих частиц состоит из двух подсистем, одна из которых — частицы, а другая — поле. Гамильтонианы этих подсистем не существуют, так как подсистемы гамильтоновых систем, вообще говоря, не являются гамильтоновыми [21].

5. В рамках теории относительности выведено замкнутое точное без-вероятностное кинетическое уравнение (39) для системы взаимодействующих частиц. Отметим, что в нашей работе [20] предложен вариант релятивистского кинетического уравнения для системы частиц, взаимодействующих через поле $\varphi(\mathbf{r},t)$ с нулевой массой. Предыдущий вариант релятивистского кинетического уравнения следует из уравнения (37), если энергия взаимодействия частицы с полем $\sum_{s=1}^{n}\gamma_s\varphi_s(x_a)$ много меньше энергии покоя частицы $mc^2$.

6. Релятивистское кинетическое уравнение (37) одинаково применимо как к системам многих тел, так и к системам с малым числом тел. При этом в обоих случаях динамика системы имеет характерные признаки ее термодинамического поведения, включающие как свойство необратимости [12,20,22], так и реализацию механизма микроскопического уравновешивания [23,24].

Поэтому релятивистско-полевой подход к описанию динамики систем может быть использован как без-вероятностный метод построения микроскопической термодинамики и кинетики как макроскопических, так и «малых» систем, в том числе и наносистем.

## 9. Благодарности

Мы признательны Я.И.Грановскому и В.В.Учайкину за активное и плодотворное обсуждение работы.

1. Ritz W., Einstein A. Zum gegenwärtigen Stand des Strahlungsproblems // Physikalische Zeitschrift. 1909. Vol.10. №9. P.323–324.
2. de Groot S.R., van Leeuwen W.A., van Weert Ch.G. Relativistic kinetic theory: principles and applications. Amsterdam: North-Holland Pub., 1980. 417 p.
3. Trump M.A., Schieve W.C. Classical relativistic many-body dynamics. Dordrecht: Springer, 1999. 365 p.
4. Liboff R. Kinetic theory: classical quantum and relativistic descriptions. N.Y.: Springer, 2003. 571 p.
5. Hakim R. Introduction to relativistic statistical mechanics: classical and quantum. New Jersey: World Scientific, 2011. 538 p.
6. Eu B.C. Kinetic theory of nonequilibrium ensembles, irreversible thermodynamics, and generalized hydrodynamics: Vol.2. Relativistic theories. N.Y.: Springer, 2016. 201 p.
7. Vereshchagin G.V., Aksenov A.G. Relativistic kinetic theory with applications in astrophysics and cosmology. Cambridge: Cambridge University Press, 2017. 330 p.
8. Synge J.L. The electromagnetic two-body problem // Proc. Roy. Soc. A. 1940. Vol.177. №968. P.118–139. DOI: https://doi.org/10.1098/rspa.1940.0114
9. Driver R.D. A two-body problem of classical electrodynamics: the one-dimensional case // Ann. Physics. 1963. Vol.21. №1. P.122–142. DOI: http://doi.org/10.1016/0003-4916(63)90227-6
10. Hsing D.K. Existence and uniqueness theorem for the one-dimensional backwards two-body problem of electrodynamics // Phys. Rev. D. 1977. Vol.16. №4. P.974–982. DOI: http://doi.org/10.1103/PhysRevD.16.974
11. Hoag J.T., Driver R.D. A delayed-advanced model for the electrodynamics two-body problem // Nonlinear analysis: theory, methods & applications. 1990. Vol.15. №2. P.165-184. DOI: http://doi.org/10.1016/0362-546X(90)90120-6
12. Zakharov A.Yu. On physical principles and mathematical mechanisms of the phenomenon of irreversibility // Physica A: Statistical mechanics and its applications. 2019. Vol.525. P.1289–1295. DOI: http://doi.org/10.1016/j.physa.2019.04.047
13. Baus M., Tejero C.F. Equilibrium statistical physics. Phases, phase transitions, and topological phases. N.Y.: Springer, 2021. 437 p.
14. Lorenz L. On the identity of the vibrations of light with electrical currents // Philosophical Magazine. Series 4. 1867. Vol.34. №230. P.287–301. DOI: https://doi.org/10.1080/14786446708639882
15. Riemann B. A contribution to electrodynamics // Philosophical Magazine. Series 4. 1867. Vol.34. №231. P.368–372. DOI: https://doi.org/10.1080/14786446708639897
16. Klein O. Quantentheorie und fünfdimensionale Relativitätstheorie // Zeitschrift für Physik. 1926. Vol.37. №12. P.895–906. DOI: https://doi.org/10.1007/BF01397481
17. Fock V. Zur Schrödingerschen Wellenmechanik // Zeitschrift für Physik. 1926. Vol.38. №3. P.242–250. DOI: https://doi.org/10.1007/BF01399113
18. Gordon W. Der Comptoneffekt nach der Schrödingerschen Theorie // Zeitschrift für Physik. 1926. Vol.40. №1–2. P.117–133. DOI: https://doi.org/10.1007/BF01390840
19. Иваненко Д.Д., Соколов А.А. Классическая теория поля (Новые проблемы). М.-Л.: ГИТТЛ, 1949. 432 с.
20. Zakharov A.Yu., Zubkov V.V. Toward a relativistic microscopic substantiation of thermodynamics: classical relativistic many-particle dynamics // Journal of Physics: Conference Series. 2021. Vol.2052. Article number: 012054. DOI: https://doi.org/article/10.1088/1742-6596/ 2052/1/012054

21. Uchaikin V.V. On time-fractional representation of an open system response // Fractional calculus and applied analysis. 2016. Vol.19. P.1306–1315. DOI: https://doi.org/10.1515/fca-2016-0068
22. Zakharov A.Yu. Probability-free relativistic kinetic theory of classical systems of charged particles // Journal of Physics: Conference Series. 2020. Vol.1658. Article number: 012076. DOI: http://doi.org/10.1088/1742-6596/1658/1/012076
23. Zakharov A.Yu., Zubkov V.V. Toward a relativistic microscopic substantiation of thermodynamics: the equilibration mechanism // Journal of Physics: Conference Series. 2021. Vol.2052. Article number: 012055. DOI: http://doi.org/10.1088/1742-6596/2052/1/012055
24. Zakharov A.Yu., Zakharov M.A. Microscopic Dynamic mechanism of irreversible thermodynamic equilibration of crystals // Quantum Reports. 2021. Vol.3. №4. P.724–730. DOI: https://doi.org/10.3390/quantum3040045


**References**


1. Ritz W., Einstein A. Zum gegenwärtigen Stand des Strahlungsproblems. Physikalische Zeitschrift, 1909, vol. 10, no. 9, pp. 323–324.
2. de Groot S.R., van Leeuwen W.A., van Weert Ch.G. Relativistic kinetic theory: principles and applications. Amsterdam, North-Holland Pub., 1980. 417 p.
3. Trump M.A., Schieve W.C. Classical relativistic many-body dynamics. Dordrecht: Springer, 1999. 365 p.
4. Liboff R. Kinetic theory: classical quantum and relativistic descriptions. N.Y., Springer Publ., 2003. 571 p.
5. Hakim R. Introduction to relativistic statistical mechanics: classical and quantum. New Jersey, World Scientific Publ., 2011. 538 p.
6. Eu B.C. Kinetic theory of nonequilibrium ensembles, irreversible thermodynamics, and generalized hydrodynamics: Vol. 2. Relativistic theories. N.Y., Springer Publ., 2016. 201 p.
7. Vereshchagin G.V., Aksenov A.G. Relativistic kinetic theory with applications in astrophysics and cosmology. Cambridge, Cambridge University Press Publ., 2017. 330 p.
8. Synge J.L. The electromagnetic two-body problem. Proc. Roy. Soc. A., 1940, vol. 177, no. 968, pp. 118–139. doi: https://doi.org/10.1098/rspa.1940.0114
9. Driver R.D. A two-body problem of classical electrodynamics: the one-dimensional case. Ann. Physics., 1963, vol. 21, no. 1, pp. 122–142. doi: http://doi.org/10.1016/0003-4916(63)90227-6
10. Hsing D.K. Existence and uniqueness theorem for the one-dimensional backwards two-body problem of electrodynamics. Phys. Rev. D., 1977, vol. 16, no. 4, pp. 974–982. doi: http://doi.org/10.1103/PhysRevD.16.974
11. Hoag J.T., Driver R.D. A delayed-advanced model for the electrodynamics two-body problem. Nonlinear analysis: theory, methods & applications, 1990, vol. 15, no. 2, pp. 165–184. doi: http://doi.org/10.1016/0362-546X(90)90120-6
12. Zakharov A.Yu. On physical principles and mathematical mechanisms of the phenomenon of irreversibility. Physica A: Statistical mechanics and its applications, 2019, vol. 525, pp. 1289–1295. doi: http://doi.org/10.1016/j.physa.2019.04.047
13. Baus M., Tejero C.F. Equilibrium statistical physics. Phases, phase transitions, and topological phases. N.Y., Springer Publ., 2021. 437 p.
14. Lorenz L. On the identity of the vibrations of light with electrical currents. Philosophical Magazine. Series 4, 1867, vol. 34, no. 230, pp. 287–301. doi: https://doi.org/10.1080/14786446708639882
15. Riemann B. A contribution to electrodynamics. Philosophical Magazine. Series 4, 1867, vol. 34, no. 231, pp. 368–372. doi: https://doi.org/10.1080/14786446708639897
16. Klein O. Quantentheorie und fünfdimensionale Relativitätstheorie. Zeitschrift für Physik, 1926, vol. 37, no. 12, pp. 895–906. doi: https://doi.org/10.1007/BF01397481
17. Fock V. Zur Schrödingerschen Wellenmechanik. Zeitschrift für Physik, 1926, vol. 38, no. 3, pp. 242–250. doi: https://doi.org/10.1007/BF01399113
18. Gordon W. Der Comptoneffekt nach der Schrödingerschen Theorie. Zeitschrift für Physik, 1926, vol. 40, no. 1–2, pp. 117–133. doi: https://doi.org/10.1007/BF01390840
19. Ivanenko D.D., Sokolov A.A. (1949). Klassicheskaya teoriyapolya (Novye problemy) [Classical field theory (New problems)]. Moscow-Leningrad: GITTL Publ. 432 p.
20. Zakharov A.Yu., Zubkov V.V. Toward a relativistic microscopic substantiation of thermodynamics: classical relativistic many-particle dynamics. Journal of Physics: Conference Series, 2021, vol. 2052, art. no. 012054. doi: https://doi.org/article/10.1088/1742-6596/2052/1/012054
21. Uchaikin V.V. On time-fractional representation of an open system response. Fractional calculus and applied analysis, 2016, vol. 19, pp. 1306–1315. doi: https://doi.org/10.1515/fca-2016-0068
22. Zakharov A.Yu. Probability-free relativistic kinetic theory of classical systems of charged particles. Journal of Physics: Conference Series, 2020, vol. 1658, art. no. 012076. doi: http://doi.org/10.1088/1742-6596/1658/1/012076
23. Zakharov A.Yu., Zubkov V.V. Toward a relativistic microscopic substantiation of thermodynamics: the equilibration mechanism. Journal of Physics: Conference Series, 2021, vol. 2052, art. no. 012055. doi: http://doi.org/10.1088/1742-6596/2052/1/012055
24. Zakharov A.Yu., Zakharov M.A. Microscopic Dynamic mechanism of irreversible thermodynamic equilibration of crystals. Quantum Reports, 2021, vol. 3, no. 4, pp. 724–730. doi: https://doi.org/10.3390/quantum3040045