Гипотезы

УДК 524.827+531.51+530.12+537

Бельцов Р. И., Федоткин И. М.

О ФИЗИЧЕСКИХ ОСНОВАХ ПЕРВОГО И ВТОРОГО ЗАКОНОВ МЕХАНИКИ НЬЮТОНА

Национальный технический университет Украины «Киевский политехнический институт»
Проспект Победы 37, Киев, 03056, Украина

Дано физическое обоснование волновых функций наблюдаемых частиц с массой m, что связано с их взаимодействием с бозе-эйнштейновским конденсатом частиц-античастиц физического вакуума. Представлен физический процесс первого и второго законов механики Ньютона. Для движущейся частицы с массой m это эффект Мейсснера, и переход Джозефсона на ней при размере частицы меньше длины когерентности. При этом возникает сверхтекучий ток на частице симметризованных частиц-античастиц физического вакуума с химическим потенциалом $\nabla\mu_s$, что приводит к лагранжиану для частицы. Джозефсоновский переход на частице в конденсате определяет и квантование энергии частиц, и принцип неопределенности Гейзенберга.

Ключевые слова: волновая функция, физический вакуум, конденсат Бозе-Эйнштейна.

1. Введение

Согласно экспериментальным данным, уединенное тело, на которое не действуют силы со стороны других тел, может двигаться только прямолинейно и равномерно (без ускорений). И Ньютон сформулировал это в виде первого закона движения, закона инерции [2]: «Всякое тело продолжает удерживаться в своем состоянии покоя или прямолинейного и равномерного движения, пока и поскольку оно не принуждается приложенными силами изменить это состояние».

Второй закон движения тела под воздействием силы Ньютон сформулировал следующим образом: «Изменение количества движения пропорционально приложенной движущей силе и происходит по направлению той прямой, по которой эта сила действует», т. е. $\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}$, где $\vec{p}$ — импульс, а $\vec{F}$ — действующая на тело сила.

2. Волновые функции элементарных частиц в современной физике

Волновое уравнение для электронов согласно уравнению Шредингера [1]

$$-\frac{\hbar}{i}\frac{\partial\varphi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m_0}\nabla^2\varphi + U\varphi,$$

и комплексно-сопряженное уравнение

$$\frac{\hbar}{i}\frac{\partial\varphi^*}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m_0}\nabla^2\varphi^* + U\varphi^*,$$

где U — потенциальная энергия; $\hbar = 1{,}054\cdot10^{-27}$ эрг$\cdot$с — квант действия Планка; m_0 — масса частицы.

Когда потенциальная энергия отсутствует (U=0), волновая функция записывается в виде $\Psi = A\cdot e^{-\frac{i}{\hbar}Et-\vec{p}r}$, где E и $\vec{p}$ — энергия и импульс частицы массой m_0.

Движение плоской волны частицы определяется соотношением

$$\Psi = Ae^{-i(\omega t-\vec{k}x)} = Ae^{-2\hbar i(\nu t-\frac{x}{\lambda})},$$

где $E = \hbar w$, $\vec{p} = \hbar\vec{k}$.

Для одномерного движения имеем выражение для дебройлевской длины волны:

$$\lambda = \frac{\hbar}{p} = \frac{\hbar}{m_0 v}\text{, где } v \text{ — скорость частицы } m_0 .$$

Для волновой функции Ψ принимается вероятностная интерпретация. Согласно Борну, произведение $\Psi^*(\vec{r})\Psi(\vec{r})$ следует принимать как плотность вероятности нахождения частицы в точке пространства с радиус-вектором $\vec{r}$. А $|\Psi|^2 d^3x$ — вероятность обнаружить частицу в области пространства объемом d^3x вокруг точки $\vec{r}$.

И по уравнению Шредингера собственные значения энергии E_n и собственные волновые функции φ_n связаны уравнением:

$$\nabla^2\varphi_n + \frac{2m_0}{\hbar^2}(E_n - U)\varphi_n = 0\text{, или } (E_n - H)\varphi_n = 0,$$

где $H = -\frac{\hbar^2}{2m_0}\nabla^2 + U(\vec{r})$ — функция Гамильтона; n — квантовые числа.

3. Современные представления частиц в потенциальной яме

Для дискретного спектра энергии решение уравнения Шредингера в потенциальной яме $(E < U)$ [1]:

$$\Psi = A_2 \sin(kx + \delta)\text{, где } k = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} = \frac{p}{\hbar},\ A_2 \text{ и } \delta \text{ — постоянные.}$$

Когда потенциальная яма ограничена высокими потенциальными стенками $(0 \le x \le e)$:

$$k = \frac{p}{\hbar} = \frac{\pi n}{e},$$

где n=1,2,3,… — целые положительные числа; $p - mv$, и $E_n < U_0$.

Собственные значения энергии E_n и собственные волновые функции Ψ_n имеют вид

$$E_n = \frac{\pi^2\hbar^2 n^2}{2m_0 e^2}\ ;\ \Psi_n = \sqrt{\frac{2}{e}}\sin\pi n\frac{x}{e}.$$

При свободном движении частиц для стационарной волновой функции $\Psi = Ae^{ikx}$. При этом считается при (U=0) интеграл при свободном движении частиц $\int_{-\infty}^{+\infty}\Psi^*\Psi d^3x \to \infty$, т. е. расходится. Поэтому вводят для волновой функции по методу Борна длину периодичности L или дельта-функцию Дирака [1].

3.1. Приближенный метод Вентцеля-Крамерса-Бриллюэна (метод ВКБ)

Квантование, т. е. энергетические уровни частицы m, находящейся в потенциальной яме. Рассматривается потенциальная яма произвольной, но гладкой формы ($E < U$, $x_1 \le x \le x_2$). Общее решение ВКБ:

$$\frac{1}{\hbar}\int_{x_1}^{x} p dx + \frac{\pi}{2} = (n+1)\pi, \quad n = 0,1,2,...$$

И квантование энергии принимает вид

$$\oint p dx = 2\pi\hbar\left(n + \frac{1}{2}\right).$$

Собственная волновая функция в приближении ВКБ имеет вид [1]:

$$\Psi \cong \sqrt{\frac{2\omega}{\pi v}}\sin\left(\frac{1}{\hbar}\int_{x_1}^{x} p dx + \frac{\pi}{4}\right),$$

где $v = \dfrac{p}{m_0}$ — скорость частицы; ω — частота колебаний.

3.2. Теоремы Эренфеста [1]

Изменение импульса со временем определяется по формуле

$$\frac{d}{dt}\langle p\rangle = \langle\ H_1 px\ \ кв\rangle = \frac{i}{\hbar}\langle Up_x - p_x U\rangle = -\left\langle\frac{\partial U}{\partial x}\right\rangle,$$

где U — потенциальная энергия.

Согласно теореме Эренфеста:

$$m_0\frac{d^2}{dt^2}\langle x\rangle = -\left\langle\frac{\partial U}{\partial x}\right\rangle = \langle F(x)\rangle\text{, где } F(x) \text{ — сила.}$$

Роль классической координаты в квантовой теории играет среднее значение $\langle x\rangle$:

$$m_0\frac{d^2}{dt^2}\langle x\rangle = F\ \ \langle x\rangle\ \ .$$

Согласно теореме Эренфеста в уравнение движения в квантовом случае входит среднее значение силы $\langle F(x)\rangle$.

И квантовое уравнение движения имеет вид

$$m_0\frac{d^2}{dt^2}\langle x\rangle = F\ \ \langle x\rangle\ \ + \frac{\langle\ \Delta x\ \ ^2\rangle}{2}F^u\ \ \langle x\rangle\ \ ,$$

где $\dfrac{\langle\ \Delta x\ \ ^2\rangle}{2}F^u\ \ \langle x\rangle$ является квантовой поправкой к классическому уравнению Ньютона.

В квантовой механике среднее значение кинетической энергии $\langle T\rangle$ определяется выражением

$$\langle T\ \ p_x\ \ \rangle = \frac{\langle p_x^2\rangle}{2m_0} = \frac{\langle p_x\rangle^2}{2m_0} = \frac{\langle(\Delta p_x)^2\rangle}{2m_0}\text{, где } \Delta p_x = p_x - \langle p_x\rangle.$$

4. О частицах-античастицах физического вакуума, их рождении электромагнитными импульсами и столкновениями частиц

Согласно [3], даже при отсутствии реальных фотонов в физическом вакууме происходят флуктуации электромагнитного поля. И энергия электромагнитных колебаний равна сумме бесконечного числа осцилляторов, образующих поле виртуальных фотонов:

$$\Sigma E = \sum_x 2c\hbar x\frac{1}{2},$$

где $\hbar x$ — импульсы виртуальных частиц-античастиц. Каждой гармонике соответствует поляризация $\lambda = 1,2$. Вероятность рождения e^-e^+ пар из вакуума становится заметно отличной от нуля при большой напряженности электрического поля [5]:

$$E_s = \frac{\omega_0^2 c^2}{e\hbar} = 1{,}32\cdot 10^{16}\text{ В/см},$$

где ω_0 — частота; c=2,998·10^8 м/с — скорость света; $e = 1{,}6\cdot 10^{-19}$ Кл, при котором электрическое поле на комптоновской длине волны $l_c = \dfrac{\hbar}{m_0 c} = 3{,}86\cdot 10^{-11}$ см, где $m_0 = 9{,}1\cdot 10^{-31}$ кг совершает над электрон-позитронной парой работу $2m_0c^2$.

Рождение электрон-позитронной пары из физического вакуума фотоном энергии при столкновении E_γ имеет вид

$$E_\gamma = \hbar\omega = \sqrt{p_{e^-}^2 c^2 + m_0^2 c^4} + \sqrt{p_{e^+}^2 c^2 + m_0^2 c^4}\ ,$$

где p_{e^-} и p_{e^+} — импульсы электрона и позитрона; m_0 — одинаковая масса.

Как известно [3], электрон-позитронные пары образуются и при столкновении частиц. Полная энергия пары равна изменению энергии ядер:

$$\varepsilon_- + \varepsilon_+ \approx \frac{Mv^2}{2},$$

где v — относительная скорость; $M = \dfrac{M_1 M_2}{M_1 + M_2}$ — приведенная масса ядер.

И, как известно, в настоящее время переменные электромагнитные поля высокой интенсивности могут быть получены с помощью лазеров.

Считается [5], что рождение пар под действием одиночного лазерного импульса или двух встречных импульсов может быть реальным при интенсивностях излучения

$$I \approx I_s = \frac{c}{4\pi} E_s^2 = 4{,}65 \cdot 10^{29}\ \text{Вт/см}^2.$$

Как видно, электрон-позитронные пары в физическом вакууме представляют связанные состояния с противоположными импульсами и спинами, и потенциалом спаривания $U = -2m_0 c^2$.

5. К физическим основам волновых функций частиц .

Длина когерентности для частиц-античастиц конденсата физического вакуума, на которой происходит изменение параметра порядка ($\Psi\Psi^*$), определяется по комптоновской длине волны

$$l_c = \frac{\hbar}{m_0 c} = 3{,}86 \cdot 10^{-11}\ \text{см},$$

где $m_0 = 9{,}1 \cdot 10^{-31}$ кг — масса электрона и позитрона; $\hbar = 1{,}05 \cdot 10^{-27}$ эрг. сек. — постоянная Планка; $c = 2{,}997 \cdot 10^8$ м/с — скорость света.

Согласно экспериментальным данным [1], размеры электрона $d_e \cong 10^{-16}$ см . Таким образом, $d_e << \ell_c$, и волновые функции конденсата электрон-позитронных пар скореллированы и перекрыты, в результате скорости движения и их фазы в каждой точке становятся равными друг другу.

Конденсатные электрон-позитронные пары в физическом вакууме согласно [3] представляют связанные состояния с противоположными спинами и импульсами. А нулевые колебания [1] в физическом вакууме — это переходы конденсированных $e^- e^+$ пар из занятых импульсных клеток $k_1, -k_1$ в свободные $k'_1, -k'_1$ и обратно. Такие пары подчиняются статистике Бозе-Эйнштейна и конденсируются на одном, нижнем энергетическом уровне.

Итак, конденсат электрон-позитронных пар является когерентной, т. е единой комплексной волновой функцией $\Psi\Psi^* = \rho_s$.

Такая макроскопическая когерентность виртуальных $e^- e^+$ пар приводит к сверхтекучему току и эффекту Джозефсона на частице *m*, размеры которой $d < \ell_c$, т. е. меньше длины когерентности.

Согласно современным данным, радиус ядра химических элементов: $R = R_o \cdot A^{\frac{1}{3}}$, где $R_o =\ 1{,}3 - 1{,}7\ 10^{-13}$см , A — число нуклонов в ядре. И нужно учесть, что в 1 см^3, например кристаллов, содержится более 10^{22} ядер химических элементов.

И ток через джозефсоновский переход на движущейся частице *m* содержит бездиссипативный сверхток j_s, который является функцией от разности фаз: $\nabla\varphi = \Theta_1 - \Theta_2$, где Θ_1, Θ_2 — фазы волновых функций бозе-конденсата перед и за частицей *m*.

Сверхтекучий ток на стационарно движущейся частице *m*:

$$j_s = n_s \frac{\hbar}{2m_0} \nabla\varphi,$$

где $\nabla\varphi$ — градиент волновой функции конденсата, создаваемый движущейся частицей *m*.

При этом энергия сверхтока

$$E_j = \frac{\hbar}{2m_0} j_s \left(\cos\Theta_1 - \cos\Theta_2\right).$$

Зависимость тока перехода $j_s = f(\nabla\varphi)$ 2π-периодична, так как изменение любой из фаз Θ_1, Θ_2 на 2π приводит к такой же волновой функции перехода $\Psi = |\Psi(r,t)| \exp(i\Psi(r,t))$, т. е. к тому же физическому состоянию системы: $j_s(\Psi) = j_s(\Psi + 2\pi)$. И фазы должны совпадать при $\nabla\varphi = \pi$. Таким образом, уровни энергии движущейся частицы имеют вид

$$E_n = \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega, \text{ где } n=0,1,2,\ldots$$

Рассматриваем конденсат частиц-античастиц физического вакуума с потенциалом спаривания $U = -2m_0c^2$, и эффективной комплексной волновой функцией: $\Psi = \sqrt{\rho_s} \cdot e^{i\Theta}$, где ρ_s — плотность частиц.

Для бозе-эйнштейновского конденсата спектр энергии при малых импульсах $\vec{k}$ имеет линейный характер $\varepsilon = ck$ [2], и имеет два поля скоростей для возбужденной и сверхтекучей компонент $v_n, v_s(t,x,y,z)$.

Максимальная частота частиц-античастиц в джозефсоновском переходе с учетом их устойчивости: $\omega_{\max} \cong \frac{m_0c^2}{\hbar}$.

Если $\hbar\omega_p \ll m_0c^2$, то нижние уровни джозефсоновского перехода лежат на дне потенциальной ямы, т. е. ток сверхтекучий на частице и нет возбужденных квазичастиц, то система свелась к осциллятору с частотой ω_p и уровнями энергии, см. выше,

$$E_n = \hbar\omega_p \left(n + \frac{1}{2}\right).$$

6. Физические процессы при первом и втором законах механики Ньютона

На движущейся частице массой *m* в конденсате частиц-античастиц физического вакуума с единой волновой функцией $\Psi\Psi^* = \rho_s$, на длине $d < \xi_0 = \ell_c$, где *d* — размер частицы, ℓ_c — длина когерентности, см. выше, происходит джозефсоновский переход, т. е. сверхтекучий ток частиц-античастиц

$$j_s = \rho_s \frac{\hbar}{2m_0} \nabla\varphi,$$

где $\nabla\varphi = \Theta_1 - \Theta_2$ — разность фаз волновых функций конденсата перед и за частицей *m*.

При скорости $v \ll c$ образуется сверхтекучий ток с потенциалом спаривания

$$E_s = \sum_{n_s} \left|-2m_0c^2\right| \cdot e^{i2\vec{q}r},$$

где $2\vec{q}$ — импульс центра масс частиц-античастиц.

При скорости частицы $v \le c$ в сверхтекучем токе появляются возбужденные квазичастицы с волновой функцией *u*: $j_\mu = \vec{u}(p_-)\gamma^\mu(-p_+)u$.

Собственные значения энергии для возбужденных квазичастиц, т. е. электрон-позитронных e^-e^+ пар:

$$\varepsilon(\vec{k},\vec{r}) = \sqrt{p^2c^2 + m_0^2c^4} + \hbar\vec{v}_s\vec{k},$$

где $\frac{\hbar}{m_0}\vec{k}\vec{q}$, и $\vec{q}$ — вектор в направлении тока.

При малых градиентах $\nabla\varphi = \Theta_1 - \Theta_2$ энергия тока джозефсоновского перехода растет квадратично, т. е.

$$E_s = N_s \frac{m_0 v_s^2}{2}.$$

Необходимо отметить, что импульс частицы $\vec{p}$ канонически сопряжен с волновой функцией сверхтока, т. е. конденсата: $p = \frac{\delta z}{\delta\dot{\varphi}} = \dot{\varphi}$, где точкой обозначена производная по времени t.

И канонические уравнения Гамильтона H:

$$\frac{\delta H}{\delta p} = \dot{\varphi}, \qquad \frac{\delta H}{\delta\varphi} = -\dot{p}, \quad т.е.\left(-\frac{dp}{dt}\right).$$

Сопряженные величины канонически имеют вид: $\frac{dp}{dt} = \frac{d\varphi}{dt}, \quad \frac{\delta H}{\delta p} = \frac{\delta H}{\delta\varphi}$.

Как видим, джозефсоновский переход и волновая функция в импульсном представлении: $(px - xp) = \frac{i}{\hbar}, \quad x = \ell_c$ — длина когерентности. Размер частицы $d < \ell_c$.

Уравнение Шредингера приближенно описывает волновую функцию движущейся частицы m с джозефсоновским переходом. Волновое уравнение и градиент фазы, создаваемый движущейся частицей m

$$E\varphi(\vec{r}) = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\Psi(\vec{r}) + U\Psi(\vec{r}),$$

что и определяет временеподобный вектор сверхтекучего импульса

$$p_s(\vec{r}) = \frac{\hbar}{i}\nabla\Psi(\vec{r}).$$

Движущаяся частица m нарушает симметрию частиц-античастиц физического вакуума и возникает их химический потенциал $\nabla\mu_s$, который и определяет эффект Мейсснера на частице.

Представим волновую функцию частицы с граничным потенциалом $E \le U_{пот}$ частиц-античастиц физического вакуума, т. е.

$$\Psi = c \cdot \sin(kx + \delta),$$

где $c, \delta - const, \quad x = \ell_c, \quad \ell_c = \frac{\hbar}{m_0 c} = 3{,}86 \cdot 10^{-11}$ см — длина когерентности, а $\sin k \cdot \ell_c = 0,\ k = \frac{p}{\hbar}$.

Таким образом, $k \cdot \ell_c = \pi(n+1)$, где n=0,1,2,…

Уровни энергии частицы

$$E_n = \frac{\pi^2\hbar^2}{2m\ell c^2}(n+1)^2, \quad n = 0,1,2,...$$

Энергия основного состояния: $E_0 = \frac{\pi^2\hbar^2}{2m\ell c^2}$.

Волновые функции стационарных состояний частицы

$$\Psi_n = \sqrt{\frac{2}{\ell_c}}\sin\frac{\pi(n+1)x}{\ell_c},$$ где $x \le \ell_c$ — длина когерентности.

Глубина потенциальной ямы в физическом вакууме, например, для волновых функций электрона

$$|U| < \frac{\hbar^2}{m_0\ell_c^2} = -m_0c^2 .$$

Так как волновые функции бозе-эйнштейновского конденсата частиц-античастиц физического вакуума являются едиными и скореллированными, то на движущейся частице *m* возникает эффект Мейсснера $E_s = E_n$, минимизирующий возбуждение частиц-античастиц.

Первый закон механики Ньютона, с учетом вероятностей, это стационарное уравнение Шредингера для движущейся частицы *m* и $E_n \; T_k \approx U_{пот}$ физического вакуума

$$\bar{E} \; \Psi_n = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\hbar^2}{8\pi^2 m}\left|\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right|^2 dx + \int_{-\infty}^{\infty} U\varphi^*\varphi dx .$$

И собственная волновая функция частицы *m*:

$$\Psi_n = e^{-\frac{i}{\hbar}E_n t}\varphi_n \; q \text{ , где } \varphi_n \; q \text{ — координатная функция.}$$

А скорость волнового пакета частицы *m* с джозефсоновским переходом ℓ_c: $v = \dfrac{dE}{dp} = \dfrac{d\omega_0}{dp}$.

Благодаря единой когерентной волновой функции бозе-конденсата частиц-античастиц физического вакуума имеет место минимизация энергии возбуждения движущейся частицей *m*, что и определяет лагранжиан $\dfrac{d}{dt}\dfrac{\delta L}{\delta q} - \dfrac{\delta L}{\delta q} = 0$, где $-\dfrac{\delta L}{\delta q} = -\nabla U$ физический вакуум.

Сохранение энергии и числа частиц бозе-конденсата физического вакуума приводит к инвариантности лагранжиана, т. е. $\delta E_n = j\delta U_s, \quad \delta j = \rho\delta U_s$.

При возникновении ускорения частицы *m* на нее действует сила

$$\vec{F} = m\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{\hbar^2}{2m}\nabla \; \nabla\Psi^{\;2}\left(u, \frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2\varphi}{dt^2}\right),$$

что связано с градиентом волновой функции частицы и джозефсоновским переходом частиц-античастиц на ней.

Симметрия частиц-античастиц физического вакуума действует потенциалом спаривания на движущуюся частицу, т. е. $n_s = \dfrac{dv_s}{dt} = n_s\nabla\mu$, где $\nabla\mu$ - химический потенциал.

Таким образом, второй закон механики Ньютона: $\vec{F} = m\dfrac{dv}{dt} = \dfrac{d}{dt}E_n = \hbar\dfrac{d^2w}{dt^2}$ — переходы частоты и энергии частицы *m*.

И так как $\dfrac{dE}{dp} = v$, и ускорение $\dfrac{dv}{dt} = \dfrac{d^2w}{dp^2}$, следовательно, второй закон механики Ньютона:

$$\vec{F} = m\frac{d^2w}{dp^2}, \quad т.е. \quad m\frac{dv}{dt}.$$

Таким образом, движущаяся частица *m* представляет осциллятор:

$$\frac{p^2}{2m} + \frac{\omega^2 x^2}{2} = 0 ,$$

где $x \le \ell_c = \dfrac{\hbar}{m_0c^2}$ — длина когерентности.

Энергия осциллятора частицы m:

$$E_n = \frac{m}{2}\sum_k(\omega^2 + \omega^2{}_{nk})x_{kn}^2 ,$$

где $x_{kn}^2 = \frac{\hbar^2}{m_0^2 c^2} U E_n = \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega$, $n = 0,1,2,...$, и частоты перехода $\frac{\omega}{\omega_c} < 1$, где $\omega_c = \frac{m_0 c^2}{\hbar}$ — рождение электрон-позитронных $e^- e^+$ пар.

Таким образом, уравнения движения тел и принцип наименьшего действия $S_L = \int_{t_1}^{t_2} dt L\left(q, \dot{q}\right)$, при варьировании которого вытекают уравнения Эйлера-Лагранжа

$$\frac{d}{dt}\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} - \frac{\partial L}{\partial q_i} = 0,$$

являются следствием инвариантности взаимодействия движущейся частицы m с градиентом химического потенциала $\nabla\mu_s$ симметризованных частиц-античастиц физического вакуума.

7. О флуктуациях сверхтекучего тока частиц-античастиц физического вакуума на частице *m* и соотношениях неопределенностей Гейзенберга

7.1. На движущейся частице m кроме сверхтекучего тока джозефсоновского перехода ($j_s = \rho_s \frac{\hbar}{2m_0}\nabla\varphi$, где $\nabla\varphi = \Theta_1 - \Theta_2$) возможен и флуктуационный ток I_F. Это колебания разности фаз $\nabla\varphi$ от воздействия температуры T, взаимодействие с другими частицами и др.

Спектральная плотность флуктуаций: $S_x\ \omega\ \delta\ \omega - \omega' = x_\omega x_{\omega'}$, где x_ω — Фурье-образ случайного стационарного процесса $x(t)$:

$$x\ t = \int_{-\infty}^{\infty} x_\omega e^{i\omega t} d\omega, \quad x_\omega = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} x\ t\ e^{-i\omega t} dt.$$

Плотность распределения вероятности $\gamma\ x, \delta$ величины I_F близко к гауссовому:

$$\gamma\ x, \delta = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\delta} e^{-\frac{x^2}{2\delta^2}}.$$

Что и согласно Борну произведение $\Psi^*\ \vec{r}\ \Psi\ \vec{r}$ есть плотность вероятности нахождения частицы в точке пространства с радиус-вектором $\vec{r}$.

7.2. Для волнового пакета движущейся частицы m с джозефсоновским переходом, согласно которому разность фаз волновых функций частиц-античастиц конденсата физического вакуума перед и за частицей на длине когерентности ℓ_c $\nabla\varphi = \Theta_1 - \Theta_2$ и разность импульсов на частице $\nabla p\ \ p\nabla\varphi - \nabla\varphi p$, могут быть определены лишь с неопределенностями: $\Delta p \Delta\varphi \geq \hbar$.

Таким образом, для частицы m система свелась к осциллятору и уровням энергии: $E_n = \hbar\omega\left(n + \frac{1}{2}\right)$, и соотношениям неопределенности Гейзенберга: $\Delta p \Delta x \geq \hbar$, $\Delta E \Delta t \geq \hbar$.

Выводы

1) Так как первый закон, закон инерции $F = 0$, $mv = const$, и второй закон механики Ньютона $\left(F = m\frac{dv}{dt}\right)$, являются в основном экспериментальными, то в представленной статье впервые в теоретической физике изложены физические процессы первого и второго законов механики Ньютона. И это определяется взаимодействием движущейся частицы массой m с единой и скореллированной волновой функцией $\int^{\infty} \Psi\Psi^* dv$ конденсата частиц-античастиц физического вакуума.

2) Установлены объективно существующие закономерности и явления материального мира, которые вносят изменения в уровень научного познания.

Примечание (И. М. Федоткин).

Второй закон механики Ньютона $\left(F = m\dfrac{dv}{dt}\right)$ не в полной мере отражает силы инерции. Исходным для силы в динамике является уравнение импульсов

$$p = Ft = mv\,. \tag{1}$$

Дифференцируя это уравнение (1), получаем

$$\frac{dp}{dt} = F = m\frac{dv}{dt} + v\frac{dm}{dt} = F_1 + F_2\,. \tag{2}$$

Первое слагаемое — сила инерции Ньютона для твердого тела, а второе — сила переменной массы Мещерского.

Второе слагаемое для твердых тел, движущихся с малой дорелятивистской скоростью, мало, хотя и имеет место. Поэтому Ньютон им пренебрег в классической динамике твердого тела.

Литература:

1. *Соколов А. А., Тернов И. М., Жуковский В. Ч.* Квантовая механика. — М.: Наука, 1979.
2. *Ньютон И.* Математические начала натуральной философии. — СПб., 1915-1916, М.: Мор. Акад., Вып. 4, 5.
3. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теоретическая физика. Т. IV. Квантовая электродинамика. /Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П./ — М.: Наука, 1980.
4. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теоретическая физика. Т. III. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. / Под ред. Питаевского Л. П. — М.: Физматлит, 2004.
5. *Буланов С. С., Нарожный Н. Б., Мур В. Д., Попов В. С.* О рождении электрон-позитронных пар электромагнитными импульсами. ЖЭТФ, 2006. Т. 129. Вып. 1. С. 14-29.
6. *Борн Б.* Атомная физика. / Пер. с англ. Под ред. Б. В. Медведева. — М.: Мир, 1967.
7. *Кейн Г.* Современная физика элементарных частиц. / Пер. с англ. — М.: Мир, 1990.
8. *Josephson B. D.* Phys. Lett., 1962, V. 1, P. 251.
9. *Спроул Р.* Современная физика. Квантовая физика атомов, твердого тела и ядер./ Пер. с англ. Под ред. В. И. Когана. — М.: Наука, 1974.

Статья поступила в редакцию 10.04.2010 г.

Beltzov R. I., Fedotkin I. M.

On the physical basis of the first and second laws of Newton's mechanics

In the article is provided the physical basis for the wave functions of the observed particle *m*, which is related to their interaction with the Bose-Einstein condensate of particle-antiparticle of the physical vacuum. The physical process of the first and second laws of Newton's mechanics is displayed. For a moving particle there are the Meissner effect and Josephson junction on it with particle size less than the coherence length, thus there is a superfluid current on the particle symmetrized particle-antiparticle of the physical vacuum with the chemical potential $\nabla\mu_s$, which leads to lagrangian of particle *m*. Josephson junction by a particle in the condensate determines the quantization energy of the particles, and the Heisenberg uncertainty principle.

Key words: wave function, physical vacuum, Bose-Einstein condensate.