Объяснение явления депортации с точки зрения

решения нелинейных дифференциальных уравнений

Якубовский Е.Г.

e-mail yakubovski@rambler.ru

Аннотация

Уравнение Шредингера сводится к нелинейному уравнению Навье – Стокса. Это позволяет объяснить явление депортации элементарных частиц.

Получим зависимость изменения времени от изменения поля притяжения. Согласно ОТО время изменяется по закону

$$dt' = \sqrt{1 - r_g / r}\, dt$$

При этом метрический тензор $g_{00} = 1 - r_g / r$ относится к системе координат t, а система координат t' соответствует $g_{00} = 1$, т.е. время t в гравитационном поле ускоряется. Пространственная часть метрического тензора изменяется по закону

$$dl' = dl / \sqrt{1 - r_g / r}\,.$$

При этом скорость должна изменяться по формуле $c' = \dfrac{c}{1 - r_g / r}$.

Размерность произведения $\hbar G = \dfrac{cm^5}{\sec^3}$.

Масса инвариант системы координат, поэтому должно выполняться изменение $\hbar \sim G = (1 - r_g / r)^{-2}$. Т.е. в поле притяжения постоянная Планка растет, частота излучения атома убывает, а время течет быстрее.

Это соответствует формуле

$$mc^2 - \frac{Z^2 e^4}{2\hbar^2 n^2} + mgh = mc^2 - \frac{Z^2 e^4}{2\hbar^2 m^2}\,.$$

Откуда имеем $mgh = \dfrac{Z^2 e^4}{2\hbar^2}\left(\dfrac{1}{n^2} - \dfrac{1}{m^2}\right) = \hbar \omega_{nm}$. При уменьшении гравитационного поля высота растет, и частота излучения растет, значит, время течет медленнее. При увеличении гравитационного поля время течет быстрее. Причем переходу с одного уровня на другой соответствует не излучение энергии, а скачок потенциальной энергии элементарной частицы на величину mgh. Эта величина, по сравнению с энергией электрона $mc^2 - \frac{Z^2 e^4}{2\hbar^2 n^2}$ составляет относительную величину gh/c^2.

Использование соотношения $\hbar\omega_n = \hbar\omega_m - mgh$ для определения изменения частоты элементарной частицы описывает не правильно процесс изменения частоты. Ее изменение не соответствует изменению частоты системы ω_{nm}, которое имеет противоположный знак. При этом оно описывает замедление времени в поле гравитации. Получается, что правильным соотношением является ускорение времени в поле гравитации.

Объясним произошедшую депортацию элементарных частиц с помощью решения уравнения Навье – Стокса, к которому сводится уравнение Шредингера. Существует понятие телепортации электрона и фотона. Оно связано с «запутанными состояниями» и соответствует двум частицам, связанным одной волновой функцией, описывающей две частицы, и при изменении спина одной частицы меняется спин другой. Причем частицы могут находиться на большом расстоянии. Понятие депортация отличается от понятия телепортация возможностью изменения волновой функции системы и вызванное этим дискретное перемещение объекта. Оно объясняет явление телепортации (при изменение спина 1 частицы изменяется спин второй частицы). При этом удаленная частица 2 будет иметь отличную координатную часть волновой функции (отличие координат вызовет отличие координатной части волновой функции). При этом происходит мгновенное перемещение объекта на большое расстояние за счет изменения координатной части волновой функции 1 частицы на координатную волновую функцию 2 частицы, при изменении спина 2 частицы. Процесс изменения и перескока координатной волновой функции 1 частицы в координатную функцию второй частицы назовем депортацией. Происходит процесс депортации, так как координатные волновые функции двух частиц при разных спинах этих частиц должны совпадать, чтобы произошел процесс изменения спина 2 частицы. При разных координатных волновых функциях двух частиц изменения спина не произойдет. Разные координаты двух частиц определят разные координатные части волновой функции.

Ситуация с решением уравнения Навье - Стокса аналогична ситуации с решением уравнения Шредингера. Оба уравнения имеют в общем случае счетное количество решений. Это не удивительно, ведь уравнение Шредингера сводится к уравнению Навье – Стокса. Докажем это. Для чего запишем уравнение Шредингера и преобразуем его воспользовавшись тождеством $\frac{\partial^2\psi}{\partial x_l^2} = \psi[\frac{\partial^2 \ln\psi}{\partial x_l^2} + \frac{1}{\psi^2}(\frac{\partial\psi}{\partial x_l})^2]$

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m}\sum_{l=1}^{3}\frac{\partial^2\psi}{\partial x_l^2} + U\psi = -\frac{\hbar^2}{2m}\psi\sum_{l=1}^{3}[\frac{\partial^2\ln\psi}{\partial x_l^2} + \frac{1}{\psi^2}(\frac{\partial\psi}{\partial x_l})^2] + U\psi .$$

Разделив на массу $m\psi$, получим уравнение

$$i\frac{\hbar}{m}\frac{\partial\ln\psi}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2m^2}\sum_{l=1}^{3}(\frac{\partial\ln\psi}{\partial x_l})^2 = -\frac{\hbar^2}{2m^2}\sum_{l=1}^{3}\frac{\partial^2\ln\psi}{\partial x_l^2} + U/m .$$

Получим уравнение в частных производных, взяв градиент от обеих частей уравнения, введем действительную скорость по формуле $\mathbf{V} = -i\frac{\hbar}{m}\nabla\ln\psi$.

$$\frac{\partial i\frac{\hbar}{m}\nabla\ln\psi}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{m^2}\sum_{l=1}^{3}\frac{\partial\ln\psi}{\partial x_l}\frac{\partial\nabla\ln\psi}{\partial x_l} = \frac{i\hbar}{2m}\sum_{l=1}^{3}\frac{\partial^2 i\frac{\hbar}{m}\nabla\ln\psi}{\partial x_l^2} + \nabla U/m$$

Подставляя значение скорости в преобразованное уравнение Шредингера, получим

$$\frac{\partial V_p}{\partial t} + \sum_{l=1}^{3}V_l\frac{\partial V_p}{\partial x_l} = \nu\sum_{l=1}^{3}\frac{\partial^2 V_p}{\partial x_l^2} - \frac{\partial U}{\partial x^p}/m, \nu = \frac{i\hbar}{2m}.$$

Получим трехмерное уравнение Навье – Стокса с давлением, соответствующим потенциалу. Но решение уравнения Навье – Стокса должно удовлетворять условию потенциальности $\frac{\partial V_l}{\partial x_k} = \frac{\partial V_k}{\partial x_l}$.

Будем решать уравнение Навье – Стокса в виде $V_p = \sum_{n=0}^{\infty} \alpha_{pn}(t)\varphi_{pn}(x_p)$. При этом соблюдается условие потенциальности. Подставляем значение скорости в уравнение Навье – Стокса, умножаем его на величину $\varphi_{pm}(x_p)$ и интегрируем по пространству. Получаем уравнение

$$\frac{d\alpha_m}{dt} = F_{mpq}\alpha_p\alpha_q - G_{mp}\alpha_p + H_m. \qquad (1)$$

Приведение уравнения Навье – Стокса к такому виду описано в [1]. Будем рассматривать стационарные решения этого уравнения

$$(F_{mpq}\alpha_q - G_{mp})\alpha_p = A_{mp}\alpha_p = -H_m.$$

При определителе этой системы уравнений, удовлетворяющем условию $|A_{mp}| = 0$, решение этой системы уравнений определяется с точностью до произвольной константы. Это происходит в случае $A_{mp}\beta_m = 0, \beta_m H_m = 0$, где в случае равенства нулю определителя исключено одно из уравнений см. [3]. При этом изменение распределения потенциала вызывает новое соотношение между параметрами H_m и может вызвать скачок скорости β_m. Т.е. при определителе равном нулю происходит скачок решения на одно из счетных решений уравнения $A_{mp}\beta_p = -H_p$.

Докажем, что решений этого уравнения счетное количество. Найдем частное решение этого уравнения β_p^0. Будем искать решение этого уравнения в виде $\beta_p = \beta_p^0 + \alpha_p$. Для величины α_p получим уравнение

$$(F_{mpq}\alpha_q - G'_{mp})\alpha_p = 0.$$

Определим величину $\alpha_q = \alpha$ чтобы определитель этого нелинейного уравнения равнялся нулю. Тогда величина α_p определится с точностью до множителя. Этот множитель определится из равенства нулю определителя. Этих множителей имеется счетное количество при $N \to \infty$. Т.е. получим счетное количество решений. Перескок с одного решения на другое происходит при условии $|A_{mp}|=0$ причем мгновенно см. [2].

Скачкообразное изменение скорости происходит при равенстве нулю определителя матрицы A_{mp} и выполнении условия $A_{mp}\beta_m = 0, \beta_m H_m = 0$.

При не выполнении этого условия, но равенстве нулю определителя происходит скачкообразное изменение координат. Докажем это.

В случае не выполнения условия $A_{mp}\beta_m = 0, \beta_m H_m = 0$ и равенстве нулю значения определителя, получаем $\alpha_q = \frac{P_{qk}}{p - p_k + i0} = iP\pi\delta(p - p_k) + Vp(\frac{P_{qk}}{p - p_k})$, где величина p определяется внешним потенциалом, а величина P_{qk} комплексная и определяется значением производной по величине p от определителя. Величина $\beta_m = \beta_m(p)$ комплексная и зависит от значения потенциала. При этом получается комплексное значение скачка координаты. Значит, величина скачка определена с точностью до дисперсии. Действительная часть комплексного значения скачка соответствует средней координате скачка, а мнимая часть определяет среднеквадратичное отклонение. Скачок координаты получается при изменении потенциала. Вернее происходит не скачок координаты частицы, а образование из частиц вакуума в новом месте новой частицы.

Скачкообразное изменение скорости происходит при равенстве нулю определителя матрицы A_{mp} и выполнении условия $A_{mp}\beta_m = 0, \beta_m H_m = 0$ изменении функции потенциала. Причем при непрерывном изменении функции потенциала возможно скачкообразное изменение скорости. В самом деле, каждому значению потенциала соответствует счетное количество решений. При этом условию $\beta_m H_m = 0$ соответствует только одна из счетного количества скоростей.

Возможна ситуация когда координата изменяется скачком во времени $x_l = x_l^0 + \Delta x_l \operatorname{sgn}(t - t_n)$. Тогда скорость равна $\frac{dx_l}{dt} = \frac{dx_l^0}{dt} + \Delta x_l \delta(t - t_n)$. Решение дифференциального нелинейного уравнения Навье – Стокса в действительной плоскости см. [1]

$$\alpha_l = \alpha_l^0 + \beta_l^0 \cot[h_l(t)] = \alpha_l^0 + \beta_l^0 [\frac{1}{h_l(t)} + \sum_{\substack{n=-\infty \\ n \neq 0}}^{\infty} (\frac{1}{h_l(t) - \pi n} + \frac{1}{\pi n})],$$

$$\frac{1}{h_l(t) + i0} = i\pi\delta[h_l(t)] + Vp(\frac{1}{h_l(t)}).$$

Т.е. возможны скачки на мнимую часть координаты. Но мнимая часть координаты соответствует среднеквадратическому отклонению. Т.е. увеличивается среднеквадратическое отклонение, а значит, появляется вероятность встретить другую частицу в другой точке $x_l = x_l^0 + i\Delta x_l \operatorname{sgn}(t - t_n)$. В гидродинамике процесс скачкообразного движения частиц турбулентной среды называют режимом перемешивания.

Координатная часть волновой функции удаленной на один метр частицы пропорциональна $\exp[-\rho/2] = \exp(-2 \cdot 10^{10}/n), \rho = 2rme^2/(\hbar^2 n)$ и вероятность обнаружить удаленную частицу для не квазиклассического состояния сводится к нулю. Тем не менее, экспериментально эта информация передается с надежностью 90%. При этом вероятность квазиклассического состояния конечна и пропорциональна

$$R_{nl}(\rho) = \rho^l \exp(-\rho/2) L_{n+1}^{2l+1}(\rho) \sim \rho^{-3/4} \cos[2\sqrt{(n+1)\rho} - (4l+3)\pi/4] + 0(\frac{1}{\sqrt{n}})$$

$$L_n^\alpha(\rho) \sim \exp(\rho/2) \rho^{-\alpha/2-1/4} \cos[2\sqrt{n\rho} - (2\alpha+1)\pi/4] + 0(\frac{1}{\sqrt{n}})$$

Формулы для асимптотики функции Лагерра $L_n^\alpha(\rho)$ см. [4]. Т.е. телепортируемые частицы находятся в квазиклассическом состоянии. Но удержать частицу в таком состоянии длительное время практически невозможно. При этом имеем конечную вероятность встретить частицу с радиусом $\pm\sqrt{\rho_s}=\sqrt{2r/(a_0 n)}=\dfrac{(4l+3)\pi/4-\pi s}{2\sqrt{n+1}}$ в «запутанном» состоянии при квазиклассической волновой функции. Откуда имеем $r=a_0[(4l+3)/4-\pi s]^2/8$. При этом состояния с большим значением квантового числа n не стабильны, и быстро переходят в свободное состояние. Поэтому их можно получать только как промежуточные от связанного состояния к свободному состоянию.

При этом электрон в атоме водорода имеет скорость

$$\begin{gathered} V_r=-i\frac{\hbar}{m}\sum_{n=0}^{N}\sum_{l=0}^{L}\alpha_{nl}(\frac{\partial\ln R_{nl}(r)}{\partial r}+\frac{1}{r}) \\ V_\theta=-i\frac{\hbar}{m}\sum_{l=0}^{L}\beta_l\frac{\partial\ln P_l(\cos\theta)}{r\partial\theta} \end{gathered}.$$

Где волновая функция имеет вид $\psi_{nl}=R_{nl}(r)P_l(\cos\theta)$. Уравнение Навье – Стокса в сферических координатах в случае зависимости от радиуса и угла θ имеет вид

$$\begin{gathered} \frac{\partial V_r}{\partial t}+(\mathbf{V},\nabla)V_r-\frac{V_\theta^2}{r}=-\frac{1}{m}\frac{\partial U}{\partial r}+i\frac{\hbar}{2m}[\Delta V_r-\frac{2V_r}{r^2}-\frac{2}{r^2\sin^2\theta}\frac{\partial(V_\theta\sin\theta)}{\partial\theta}] \\ \frac{\partial V_\theta}{\partial t}+(\mathbf{V},\nabla)V_\theta+\frac{V_r V_\theta}{r}=-\frac{1}{mr}\frac{\partial U}{\partial\theta}+i\frac{\hbar}{2m}[\Delta V_\theta+\frac{2\partial V_r}{r^2\partial\theta}-\frac{2V_\theta}{r^2\sin^2\theta}] \\ (\mathbf{V},\nabla)=V_r\frac{\partial}{\partial r}+\frac{V_\theta}{r}\frac{\partial}{\partial\theta},\Delta=\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}(r^2\frac{\partial}{\partial r})+\frac{1}{r^2\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}(\sin\theta\frac{\partial}{\partial\theta}) \end{gathered}.$$

Подставляя значение скорости, и умножая на функцию $r^2\sin\theta[\dfrac{\partial\ln R_{mk}(r)}{\partial r}+\dfrac{1}{r}]\dfrac{\partial\ln P_k(\cos\theta)}{r\partial\theta}$ и интегрируя по пространству, получим дифференциальное уравнение (1). Далее надо использовать исследование уравнения (1), определив и учитывая асимптотику коэффициентов α_{nl},β_l, как это описано в [1].

При бесконечном количестве членов окажется, что коэффициенты α_{nl},β_l таковы, что решением этой системы нелинейных уравнений будут скорости $V_r=-i\dfrac{\hbar}{m}(\dfrac{\partial\ln R_{nl}(r)}{\partial r}+\dfrac{1}{r});V_\theta=-i\dfrac{\hbar}{m}\dfrac{\partial\ln P_l(\cos\theta)}{r\partial\theta}$. Но система уравнений (1) сохранится. Внешнее воздействие почти постоянно $U=-\frac{Ze^2}{r}$ и, возможна депортация, при переходном процессе между разными уровнями энергии. Внешнее воздействие слабо меняется при изменении положения ядра. Действительно при переходе на другой уровень энергии (другое значение скорости и средней координаты и значит волновой функции) среднее значение радиуса электрона меняется, т.е. электрон перескакивает в другое среднее положение $<r>=\frac{1}{2}[3n^2-l(l+1)]$ и другое среднеквадратичное отклонение. Формула для среднего значения радиуса определяет радиус депортации. Она соответствует радиусу Бора $a_0=\frac{\hbar^2}{me^2}$, умноженному на квадрат главного квантового числа. Радиус депортации электрона определяется энергией электрона и при нулевой энергии бесконечен, так как соответствует бесконечному главному квантовому числу. В свободном состоянии электрон может находиться при произвольном значении радиуса, он не локализован. При этом радиальная и угловая скорость при большом значении квантовых чисел, равна

$$V_r \sim -i\frac{e^2}{\hbar}[\frac{\partial \ln L_{n+1}^{2l+1}(\rho)}{\partial\rho}+l-\frac{1}{n}+\frac{1}{n^2}]=$$

$$=i\frac{e^2}{\hbar}\{2\sqrt{n+1}\tan[2\sqrt{n+1}\rho-(4l+3)\frac{\pi}{4}]+\frac{3}{4}+O(\frac{1}{n})\}, \rho=2r/(a_0n); n\geq l+1,$$

$$V_\theta=-i\frac{\hbar}{m}\frac{\partial \ln P_l(\cos\theta)}{r\partial\theta}=i\frac{e^2}{\hbar}\{(l+\frac{1}{2})\tan[(l+\frac{1}{2})\theta-\pi/4]+\cot\theta/2+O(1/l)\},$$

т.е. эти величины мнимые, т.е. скорости колеблются с амплитудой, равной мнимой части комплексной скорости, при среднем значении, равном нулю. Причем радиальная и угловая координаты меняются скачком при больших значениях квантовых чисел, так как скорость равна

$$V_r \sim \frac{i\sqrt{n+1}}{r-r_k+i0} = -\sqrt{n+1}\pi\delta(r-r_k) + Vp(\frac{i}{r-r_k}),$$
$$V_\theta \sim \frac{i(l+1/2)}{\theta-\theta_k+i0} = -\pi(l+1/2)\delta(\theta-\theta_k) + Vp(\frac{i}{\theta-\theta_k}).$$

Выводы

Явление депортации определяется значением волновой функции или скоростью электрона, образующего среду. При этом при больших квантовых числах величина образования из частиц вакуума новой частицы велика. Но при этом вероятность новообразования уменьшается. Образование новой частицы происходит в нуле волновой функции, когда скорость образует дельта функцию. При этом, так как существует среднеквадратичное отклонение скачка, определяемое $Vp(\frac{i}{r-r_k})$, его вероятность не равна нулю.

Литература

1. *Якубовский Е.Г.* Исследование решения уравнения Навье – Стокса, Реферативный журнал «Научное обозрение» 2016,т.1, стр.46-80, http://science-review.ru/abstract/pdf/2016/1/632.pdf
2. *Якубовский Е.Г.* Скачкообразное перемещение тел, Приоритетные направления развития науки и образования, Сборник материалов III международной научно- практической конференции, Чебоксары, 2014, стр. 42-45, http://russika.ru/sa.php?s=899
3. Смирнов В.И. Курс высшей математики т.3 часть 1, М.: Наука, 1973г. 322стр.
4. Никифоров А.Ф., Уваров В.Б. Специальные функции математической физики М.: Наука , 1978г, 320стр.