Использование звуковых волн в микромире

Якубовский Е.Г.

e-mail yakubovski@rambler.ru

Звуковые волны подчиняются волновому уравнению и для них можно ввести понятие векторного и скалярного потенциала. Также можно определить понятие тока и плотности заряда. Звуковые волны вызываются изменением комплексного объема макротел. Комплексное изменение объема связано с изменением формы без изменения его объема. Фаза комплексного объема тела определяет его форму и меняется при излучении звуковых волн. При этом меняется как действительная, так и мнимая часть комплексного объема тела. При этом учитывается комплексная скорость звуковой волны. В случае излучения электромагнитных волн меняется размер излучателя, двигающиеся поступательно электроны ускоряются, меняя занимаемый объем, т.е. изменяется модуль объема. Звуковые волны образуют элементарные частицы в среде из элементарных частиц, как фононы образуются в твердом теле. Оказалось, что звуковые заряды больше заряда электрона и их размер гораздо меньше размера ядра атома. Они помещаются в ядре образуя положительный потенциал и значит не влияют на связанное состояние. Этот положительный потенциал окружен частицами вакуума, имеющими отрицательный потенциал.

1. Определение свойств звукового поля

Можно определить напряженность электрического и магнитного поля у уравнений звуковых волн гидродинамики. Для этого определим понятие скалярного и векторного потенциала электромагнитного поля. Вычисление комплексной скорости в зависимости от скалярного и векторного потенциала см. [1].

$$\mathbf{V}_0 = -\frac{\partial \mathbf{A}}{c\partial t} - \nabla\varphi + i\cdot\nabla\times\mathbf{A} = \mathrm{E} + i\mathrm{H}$$
$$\mathbf{V}_0^* = -\frac{\partial \mathbf{A}}{c\partial t} - \nabla\varphi - i\cdot\nabla\times\mathbf{A} = \mathrm{E} - i\mathrm{H}.$$

Так как имеется мнимая часть скорости, значит описывается турбулентный режим течения. Электромагнитное поля описывает турбулентный режим движения частиц вакуума, причем инвариантом служит квадрат действительной и мнимой части комплексной скорости. При описании колебаний частиц вакуума турбулентный режим течения наступает при малом числе Рейнольса, поэтому возможно волновое уравнение, описывающее малую скорость частиц вакуума, при турбулентном режиме.

Отметим, комплексный характер скорости частиц в ударной волны. В самом деле, согласно известной формуле перепада давления до p_1 и после p_2 фронта ударной волны имеем см. [2]

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2\gamma}{\gamma+1}M_1^2 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} = 1 + \frac{4\gamma}{\gamma+1}\frac{\Delta a_1}{c_1}, M_1 = 1 + \frac{\Delta a_1}{c_1}. \quad (1)$$

откуда имеем формулу для перепада давления в волне малой интенсивности в газе

$$\Delta p = \rho_1 c_1 \Delta a_1 \frac{4\gamma}{\gamma+1}; \gamma = \frac{c_p}{c_V}.$$

Эта формула множителем отличается от известной формулы между перепадом давления и скоростью частиц Δa_1 в звуковой волне. Значит формула (1) не переходит в известную формулу для звуковой волны и, следовательно, определение формулы для звуковой волны надо изменить, перейдя в комплексную плоскость. Замена осуществляется по формуле

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{c_1 + \Delta a_{\mathrm{Re}} + i\Delta a_{\mathrm{Im}}}{c_1} = 1 + \frac{\Delta a_{\mathrm{Re}}\exp(i\alpha)}{c_1}\sqrt{1 + (\frac{\Delta a_{\mathrm{Im}}{}^2}{\Delta a_{\mathrm{Re}}})^2}.$$

Откуда следует формула $\Delta p = \rho c_1 \Delta a_{\mathrm{Re}} \exp(i\alpha)\sqrt{1+(\frac{\Delta a_{\mathrm{Im}}}{\Delta a_{\mathrm{Re}}})^2}$. При мнимой части равной нулю получаем звуковую волну, а модуль этой величины соответствует ударной волне малой интенсивности. Имеется рассогласование между фазой величины перепада давления и скорости. Отношение мнимой части массовой скорости к действительной части является константой $\frac{\Delta a_{\mathrm{Im}}}{\Delta a_{\mathrm{Re}}} = \sqrt{\frac{15\gamma^2 - 2\gamma - 1}{(\gamma+1)^2}}$ вдоль направления распространения, значит мнимая часть больше и действительная часть энергии звуковой волны отрицательна. Но модуль скорости положителен Откуда запаздывание перепада давления и скорость частиц равна $\alpha = \arg(\Delta a_{\mathrm{Re}} + i\Delta a_{\mathrm{Im}}) = \arctan\sqrt{\frac{15\gamma^2 - 2\gamma - 1}{(\gamma+1)^2}}$.

Причем, так как скорость в газе подчиняется волновому уравнению, напряженность «электрического» и «магнитного» поля подчиняется волновому уравнению. Частным решением двух волновых уравнений являются уравнения Максвелла для свободного пространства. Эти частные решения являются и общими решениями для свободного пространства. В самом деле, добавка произвольной функции в уравнения Максвелла для свободного пространства, приведет к волновому уравнению с добавочными функциями относительно уравнения свободного пространства.

Но какова же правая часть волнового уравнения для звуковых волн. Скорость звуковой волны определяется по формуле при условии $r > \lambda$ см. [2]§74

$$\sqrt{\rho}\mathbf{V} = \frac{\sqrt{\rho}\ddot{V}(t - r/c_s)}{4\pi c_s r}\mathbf{n}.$$

Где ρ средняя плотность среды, величина c_s скорость звука. Где формула распространяется на изменение комплексного объема макротела. При этом в случае волнового уравнения

$$\Delta\varphi - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} = -4\pi e\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0).$$

Потенциал определяется по формуле $\varphi = \frac{e(t - r/c)}{r}$ при условии $r > \lambda$. Значит волновое уравнение для комплексной скорости, имеющей размерность напряженности $\sqrt{\rho}\mathbf{V} = \mathbf{E} + i\mathbf{H}$ удовлетворяет уравнению

$$\Delta\sqrt{\rho}\mathbf{V} - \frac{1}{c_s^2}\frac{\partial^2\sqrt{\rho}\mathbf{V}}{\partial t^2} = \Delta(\mathbf{E} + i\mathbf{H}) - \frac{1}{c_s^2}\frac{\partial^2(\mathbf{E} + i\mathbf{H})}{\partial t^2} =$$
$$= -\sqrt{\rho}\ddot{V}\mathbf{n}/c_s\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) = -\frac{\sqrt{\rho}\ddot{V}}{V}\mathbf{n}/c_s = -4\pi(\nabla\rho_s + i\nabla\times\mathbf{j}/c_s).$$

При этом имеем

$$\Delta\mathbf{A} - \frac{1}{c_s^2}\frac{\partial^2\mathbf{A}}{\partial t^2} = -4\pi\mathbf{j}/c_s = -4\pi\frac{\sqrt{\rho}\nu^2}{c_s}\mathbf{u}\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) = -4\pi\sqrt{\rho}\omega\mathbf{u}; \mathbf{u} = \mathbf{U}/c_s$$
$$\Delta\varphi - \frac{1}{c_s^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} = -4\pi\frac{\sqrt{\rho}\nu^2}{c_s}\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) = -4\pi\sqrt{\rho}\omega$$

где величина ν равна кинематической вязкости среды, газа. Величина $q = \sqrt{\rho}\nu^2/c_s = 10^{-3/2-2-4}/3.3 = 10^{-8}g^{1/2}cm^{3/2}/s = 20e$. имеет размерность заряда электрического поля. Откуда имеем значение объема заряда звуковой волны $V = \frac{\nu^2}{\omega c_s}$. Получаем радиус заряда в случае звуковой волны комптоновской частоты колебаний элементарной частицы, который равен $a = \sqrt[3]{\frac{3\nu^2}{4\pi\omega c_s}} = \sqrt[3]{\frac{10^{-2-21-4}}{2,4\pi}} = 10^{-14}cm; \omega = \frac{mc^2}{\hbar}$, что меньше размера ядра атома. Радиус заряда в случае электромагнитного поля равен

$$a = \sqrt[3]{\frac{3\nu^2}{4\pi\omega c}} = \frac{\hbar}{mc}\sqrt[3]{\frac{3\cdot 137^2 n^2}{8\pi}} = \frac{n\hbar^2}{me^2}\sqrt[3]{\frac{3}{8\pi 137n}}; \nu = i\frac{\hbar}{2m}, \omega = -\frac{me^4}{2\hbar^3 n^2},$$

Эта величина близка к радиусу электрона в атоме. Для правильного определения размера электрона в основном состоянии атома нужно его разделить на величину $\sqrt[3]{\frac{3}{8\pi\cdot 137}} = 0.095 = 1/10.5$. Размер заряда звукового поля равен $a = 10^{-14}cm$, а величина звукового заряда при использовании плотности электрона в атоме будет равна величине $12e$. Кинематическая вязкость твердого тела и жидкости равна среднему геометрическому между скорости света и скоростью звука, умноженной на характерный размер. За характерный размер выберем радиус ядра. Если подсчитать величину звукового заряда в ядре атома, получим $q = 31.7e$, так как плотности ядра велика, а кинематическая вязкость мала.

Для определения заряда положительной части был вычислен интеграл от константы сильного взаимодействия с помощью программы Mathcad (интеграл разбиваем на два от нуля до единицы, и от единицы до бесконечности, для получения лучшего приближения)

$$q = \int_0^{r_0} \frac{6\pi i dr / r_9}{6\pi 10^{-18} + i(33 - 2f)\ln r_0 \ / r} e = \int_0^{\infty} \frac{6\pi i \exp(-x) dx}{6\pi 10^{-18} + i(33 - 2f)\ln x} e = (28.783 + 1.097i)e .$$

Значение вычисленного интеграла близко к заряду звукового поля $q = 31.7e$. Судя по размеру звукового заряда и величине его заряда, этот заряд описывает ядерные силы. Звуковое поле образуют элементарные частицы в среде из элементарных частиц, как образуются фононы в твердом теле. Но потенциал ядра отрицателен, противоположен отталкиванию частиц, которое создает звуковое поле. Следовательно, в ядре существуют и силы притяжения с отрицательным потенциалом. Силы притяжения создают частицы вакуума, потенциал которых отрицателен. Внутри ядра действует расталкивающий положительный потенциал звуковых волн, который компенсируется отрицательным потенциалом частиц вакуума. В центре ядра действует звуковое поле, при котором частицы ядра свободно движутся. Кварки вращаются между положительным и отрицательным потенциалом, образуя устойчивое состояние. Свойства ядра атома описаны в [6], где вычислена собственная энергия ядра.

Энергия взаимодействия двух диполей с безразмерными переменными равна см. [3]

$$U = -\frac{e^2 l_\gamma}{m_\gamma c^2 r_A^2} \frac{\sqrt{(\mathbf{r}_{kp}, \mathbf{d}_p)(\mathbf{r}_{kp}, \mathbf{d}_k)}}{r_{kp}^3} = -\frac{r_\gamma^2}{r_A^2} \frac{\sqrt{(\mathbf{r}_{kp}, \mathbf{d}_p)(\mathbf{r}_{kp}, \mathbf{d}_k)}}{r_{kp}^3} .$$

Где r_γ радиус образующей частиц вакуума см. [3], r_A характерный размер системы, вычисление отношения $\frac{l_\gamma}{m_\gamma} = \frac{r_\gamma^2 c^2}{e^2}$ см. [3]. Но расстояние между частицами в ядре атома мало, поэтому потенциал огромен.

$$n = \frac{m_d}{m_\gamma r_{atom}^3} = 4.79 \cdot 10^{-27+57+13\cdot 3} = 5 \cdot 10^{69} / cm^3.$$

Т.е. расстояние между частицами вакуума $r_A = 10^{-23} cm$, что является характерным размером взаимодействия. При этом безразмерный коэффициент у потенциала равен $\frac{r_{\gamma d}^2}{r_A^2} = 10^{18}, r_{\gamma d} = 3 \cdot 10^{-14} cm$.

При этом константа сильного взаимодействия определяется по формуле см. [4]

$$\alpha_s(q^2) = \begin{cases} \frac{g_\pi^2}{\hbar c} = 14, r > r_p \\ (\ln \frac{q^2}{\Lambda^2})^{-1}, r < r_p \end{cases} = \begin{cases} \frac{g_A^2}{e^2} = 14, r > r_p \\ (\ln \frac{q^2}{\Lambda^2})^{-1}, r < r_p \end{cases}.$$

Откуда имеем $g_\pi = 43.8e; g_A = 3.74e > g = 2.07e > g' = 1.14e$. При этом при больших переданных импульсах q, константа взаимодействия очень маленькая. Но реальные переданные импульсы кварков порядка величины характерного импульса $\Lambda = 100 - 300 Mev/c$ и тогда константа взаимодействия стремится к бесконечности, равняясь $\alpha_s(q^2) = 10^{16}$. При этом справедливо $\alpha_s(q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2f)\ln q^2 / \Lambda^2}$ см. [5], где f число типов (ароматов кварков). При большом переданном импульсе q константа взаимодействия много меньше единицы. Но при переданном импульсе, соответствующем характерному импульсу константа взаимодействия стремится к $\alpha_s(q^2) \to \infty$. Получается, что при характерном переданном импульсе константа взаимодействия стремится к бесконечности. Причем при увеличении переданного импульса константа взаимодействия стремится к нулю. При уменьшении переданного импульса от характерного константа взаимодействия стремится к постоянному значению, равному 14. Максимум константы взаимодействия наблюдается при статическом состоянии системы, когда характерный импульс соответствует переданному.

Но возникает вопрос, почему при больших переданных энергиях константа связи сильного взаимодействия стремится к нулю. Ведь получается, что свойства коэффициентов r_γ^2 / r_A^2 зависят от переданного импульса, т.е. от радиуса кварков внутри нуклона $q \sim 1/r$. Значит, концентрация нуклонов не постоянна, что приводит к увеличению расстояния между частицами вакуума r_A при уменьшении концентрации. Концентрация частиц вакуума имеет максимум в максимуме константы сильного взаимодействия. т.е. формула для константы сильного взаимодействия имеет вид

$$\alpha_s(r) = \frac{6\pi i}{6\pi 10^{-18} + i(33-2f)\ln r_0 / r}.$$

Функция имеет максимум при условии $r = r_0 < r_p = 1.4 \cdot 10^{-13}\, cm$, при потенциале образующем положительный барьер, и переходит в значение -14 при уменьшении переданного импульса, т.е. при увеличении радиуса r кварка. Радиус r_0 это характерный радиус сильного взаимодействия. При этом кварки существуют только внутри ядра атома, как определенное расположение частиц вакуума в ядре атома.

Характерный радиус взаимодействия определим из условия непрерывности константы взаимодействия

$$\alpha_s(r) = \frac{6\pi}{(33-2f)\ln r_0 / r_p} = -14.$$

Откуда имеем $\frac{r_0}{r_p} = \exp[-\frac{6\pi}{14(33-2f)}]$. При этом характерный импульс равен

$\Lambda = \frac{\hbar}{r_0} = \frac{10^{-27}}{1.4 \cdot 10^{-13}} \exp[\frac{6\pi}{14(33-2f)}] = 142.8 Mev/c$ при условии $f = 3$.

Формула для потенциала сильного взаимодействия u кварка

$$U(r_{kp}) = m_u c^2 \begin{cases} \frac{6\pi i}{6\pi 10^{-18} + i(33-2f)\ln r_0 / r_{kp}} \frac{\sqrt{(\mathbf{r}_{kp}, \mathbf{d}_p)(\mathbf{r}_{kp}, \mathbf{d}_k)}}{r_{kp}^3}, r < r_p \\ -\frac{g_\pi^2}{\hbar c} \frac{\sqrt{(\mathbf{r}_{kp}, \mathbf{d}_p)(\mathbf{r}_{kp}, \mathbf{d}_k)}}{r_{kp}^3} = -14 \frac{\sqrt{(\mathbf{r}_{kp}, \mathbf{d}_p)(\mathbf{r}_{kp}, \mathbf{d}_k)}}{r_{kp}^3} r > r_p \end{cases} .$$

$$\frac{r_0}{r_p} = \exp[-\frac{6\pi}{14(33-2f)}]$$

Эта формула правильно описывает потенциал сильного взаимодействия. При радиусе r_{kp} стремящемся к нулю, имеем положительный потенциал взаимодействия, обусловленный звуковыми волнами и описывает свободное состояние кварков в ядре, так как потенциал положителен. При радиусе $r_{kp} > r_0$ потенциал отрицателен, и описывает связанное состояние кварка.

Но имеется еще одна особенность использования звуковых волн. Их образование связано с фазой комплексного объема системы. Фаза определяет форму тела. Так как форма ядра атома неизменна, значит излучения звуковых волн нет. Только при деформации ядра происходит излучение звуковых волн. Так ядерный взрыв сопровождается деформацией ядра и излучением положительной звуковой энергии. Недаром энергия ударной волны составляет 50% энергии ядерного взрыва.

Литература

1. Якубовский Е.Г. Аналог уравнений Максвелла, описывающего звуковые волны. «Энциклопедический фонд России», 2017г., 8стр., http://russika.ru/userfiles/390_1493653213.pdf

2. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика, т.VI, М.-, «Наука», 1988г.,736стр.

3. *Якубовский Е.Г.* ЧАСТИЦЫ ВАКУУМА, ОПИСЫВАЮЩИЕ СВОЙСТВА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И ПОЛЯ Реферативный журнал «Научное обозрение» 2016,т.2, стр.58-80, http://science-review.ru/abstract/pdf/2016/2/662.pdf
4. Общие свойства фундаментальных взаимодействий. Электронный ресурс. http://nuclphys.sinp.msu.ru/elp/elp02.htm
5. В.Г. Кривожихин, А.В. Котиков Структурные функции нуклонов и определение константы связи сильного взаимодействия. Физика элементарных частиц и атомного ядра, 2009, т. 40, вып. 7, стр.225-298 http://www1.jinr.ru/Pepan/2009-v40/v-40-7/04_kr.pdf

6. Якубовский Е.Г. Описание потенциала ядра и его собственной энергии. «Энциклопедический фонд России», 2017г., 34 стр., http://russika.ru/userfiles/390_1497276702.pdf