

Вехи панории. Действие, как основа материи, пространства, мира

А. Н. Пан

Аннотация

Предлагается описание материи и строения мира на основе изменения действие-длительность. Для его гармоник (гдэны) вводится понятие места и пространственные отношения. Показано, как мир развивается из внепространственного шума до надшумных трёхмерных гдэнов. Их внешнее взаимодействие является причиной электрического и гравитационного полей. Через него гдэны объединяются в среду мира. Исследуются волны в этой среде. Объясняется строение частиц. Предлагаемая теория может стать основой для квантовой механики и теории относительности.

1 Введение

К концу 19 века в физике использовались, кроме абсолютного времени, три основных понятия: тело, поле и пространство. Тела движутся в пространстве, служат источниками полей и через них взаимодействуют с другими телами. Тела и поля находятся в пустом пространстве, которое не материально, но имеет свойства: бесконечность, три измерения и расстояния. Кроме того, начиная с Декарта, предполагалось, что в пространстве имеется ненаблюдаемая среда — эфир [1], в котором должны происходить все явления: поля — волны, а тела — особенности строения или движения (например вихри). Все части материи обладают энергией [2], которая связана со временем, как способность совершать работу, т. е. изменение состояния. Следовательно она есть характеристика изменения.

К началу 20 века опыт, а затем теория, нашли несоответствия и противоречия в этой картине мира [1]. Это привело к созданию двух новых

механик: теории относительности [3, 4] и квантовой [5, 6]. В них прежде чёткие понятия тел, волн, полей и пространства стали расплываться, пересекаться и взаимодействовать между собой. Понятие эфира было признано ошибочным, т. к. его теории противоречили опыту [1, 3]. Однако его пытались и по-прежнему пытаются возродить.

Продолжение попыток возродить эфир связано с особыми и непривычными характеристиками, которыми новые механики наделяли пустое пространство. Эти характеристики более соответствуют среде, чем пустоте. Притяжение, присущее всем телам, полям и энергиям, меняет "пустоту", которая теперь влияет на движение других материй [3, 4, 7]. "Пустота" представляется "физическим вакуумом" [8] с неустранимыми нулевыми колебаниями, виртуальными частицами и всплесками энергии. Число измерений пространства и сложность его строения усилиями теоретиков всё увеличиваются.

Механики Эйнштейна и квантовая достаточно хороши для описания результатов опытов и наблюдений, но их основания остаются неясными. Во многом это связано с индуктивным путём развития физики — от наблюдения обыденных явлений к простым законам для них и дальнейшее последовательное усложнение законов и теорий по мере расширения опытных знаний, сопровождающееся ростом их отвлечённости. Отвлечённые орудия теорий (симметрии, группы, сложные пространства) позволяют увидеть как-бы сверху издали общие закономерности, но не достаточно углубляются в их основы. Однако эти неясные основания оставляют в физических законах свои следы. Это энергия, действие, время и трёхмерное пространство.

Энергия содержится во всём и даже есть всё. Как характеристика изменения, она переносит на него свою всеобщность. Тогда можно утверждать, что **всё есть изменение**. Оно имеет две составляющие (величину, длительность) и не сводится к чему-либо другому. Замена одной величины или длительности на другую лишь переводит одно изменение в другое.

Чтобы иметь возможность сравнивать и тем самым измерять изменение, нужен его образец, с которым можно сравнивать, и способ сравнения. Это даёт **меру**. Один образец величины берётся за условную единицу, которая считается постоянной. Другой — условно постоянный нуль — начало системы отсчёта. Переход к другим образцам, возможно не постоянным относительно первых, меняет измеряемое изменение полностью, но оставляет его изменением. Образец длительности, с которым

сравнивают другие изменения, определяет **время**: такое-то изменение соответствует такому-то количеству образцов, или такой-то его части.

В изменении энергия e , как его запас, есть изменение в течение некоторой длительности, или скорость изменения. Тогда из связи энергии с действием s в виде $e = -ds/dt$, где t — время, следует, что величина изменения есть действие. Т. о. **переменное действие есть основа всего существующего**.

Всеобщий мир изменений (**мен**) состоит из стационарных повторов, т. к. только они дают постоянство перемен. Нестационарность возможна лишь временно, как частный случай. За нуль берётся средняя линия повторов. Это единственная сохраняющаяся величина, определяющая пустотность всего. Из-за отсутствия каких-либо выделенных величин или длительностей, мен масштабно инвариантен (скайлинг). Бесконечное разнообразие повторов мена удобно и привычно описывать бесконечным набором гармоник любых частот, амплитуд и фаз. Вследствие скайлинга для любой гармоник сохраняется распределение остальных гармоник относительно неё.

Отсюда следуют **общие метафизические выводы**. Сумма всех гармоник равна их средней линии — нулю. Т. е. в целом мен пуст и тем постоянен. При выборе любой гармоник её частота и амплитуда задают масштаб. Другие гармоник с меньшей частотой образуют её среднюю линию, а с большей — шум колебаний. Тогда относительно неё мир не пуст и переменен. Всеобщая пустотность проявляется через частную переменчивую полноту. **Всё есть ничто, но является как нечто**.

Любая часть мена, какой-бы малой она не казалась, противоположна всему остальному, т. к. их сумма есть пустое всё. Следовательно она по величине равна всему остальному. Любая часть имеет нуль, который есть всё. Тогда **часть содержит целое** со всеми его частями, включая себя, вместе с их прошлым, настоящим и будущим. Мен пуст, но обладает бесконечной энергией, как бесконечный набор гармоник всех частот и амплитуд. Любая его часть, как содержащая всё, тоже имеет бесконечную энергию. **Часть владеет всей энергией всего**.

Мен есть непроявленное состояние (неявь, хаос), из которого проявляются (рождаются) частные проявленные миры (явь). Их множество и разнообразие бесконечно. Найдутся миры с любыми свойствами. Наш мир есть один из бесконечного множества миров. Он временен и переменен. Его особые свойства логически не выводимы полностью из общих соображений, хотя и неразрывно связаны с ними. Наш мир познаётся,

отталкиваясь от частного опыта нашей жизни в нашем мире.

В метафизике эти выводы не новы. Но здесь они получены из физических соображений.

2 Гармоника действие-энергия

Уравнение гармоника и его решение есть $\ddot{s} \equiv d^2s/dt^2 = -\omega^2 s$, $s(t, \varphi) = S \cos(\omega t + \varphi) = ReSe^{i(\omega t + \varphi)}$. Колебание $s(t)$, как целое, характеризуется частотой ω (свойство механической системы, в которой происходит колебание) и амплитудой S (его интенсивность). Начальная фаза φ даёт сдвиг колебания во времени. Так две гармоники с одинаковыми ω и S , но разными φ (φ_1, φ_2) представляют собой два совпадающих колебания, которые сдвинуты по фазе на $\varphi_1 - \varphi_2$. В таком же соотношении находятся два одинаковых тела в разных местах пространства. Т. о. начальную фазу можно назвать **место гармоника**. Движение гармоника в пространстве мест со скоростью $\dot{\varphi}$ соответствует изменению частоты на эту скорость. Тогда другая гармоника с частотой ω_1 движется относительно первой со скоростью $\omega_1 - \omega$.

В гармонике изменения колеблется действие s со скоростью, которая, с точностью до знака, есть энергия $e = -ds/dt$. Это гармоника "действие-энергия", сокращённо **гдэн** (Г). После выделения любой частоты гдэнов, её можно взять за единицу $\omega \equiv 1$. Это делает время безразмерным $t = \omega t$ а энергии и действию даёт одинаковые размерности.

$$s = S_c \cos t + S_s \sin t = S \cos(t + \varphi) = ReSe^{i(t + \varphi)}, \quad (1)$$

где $S_c = S \cos \varphi$, $S_s = S \sin \varphi$.

Гармоника есть изменение, которое поддерживается извне, подобно тому, как пружина поддерживает колебания маятника. Это внешнее есть двигатель гдэна, сокращённо **двиг**. Его влияние на гдэн выражается частотой и амплитудой. Импульс гдэна $p = \omega S = S$ с размерностью энергии является его внешней энергией (**внешэн**) и используется при внешнем обмене. Движущая гдэн внутренняя энергия (**внутэн**) $w = \omega^2 S^2 = S^2$ имеет размерность квадрата энергии.

Противогдэн (П) определяется как сдвинутый на поворот гдэн с местом $\varphi \pm \pi$. Он представляется как гдэн с отрицательной амплитудой $-S$ в месте φ . С введением противогдэнов пространство мест делится на собственно пространство $|\varphi| \leq \pi/2$ и зеркальное противо-пространство

$\pi/2 \leq |\varphi| \leq \pi$, в котором Γ и Π взаимно заменяются. Эти понятия относительно для каждого гдэна. Все гдэны с местами, отличными от его места менее, чем на $\pi/2$, входят в его пространство. Остальные — в противоположное пространство. Сумма $\Pi + \Gamma$ даёт нулевое колебание. Но сами Γ и Π при этом не исчезают, а скрываются, сохраняя свою энергию.

Из инвариантности мена относительно выбора любой его гармоники и связи изменения частоты гдэна со скоростью его перемещения следует **инвариантность мена относительно скорости.**

3 Шум мира и надшумные гдэны

О всеобщем мире изменений больше нечего сообщить, кроме уже приведённого во введении. Чтобы иметь возможность делать более содержательные утверждения требуется вводить ограничения, выделяющие из целого некоторую его часть. Первым ограничением становится выбор бесконечного множества гармоник одной частоты. Для них гармоники с меньшей частотой описывают их переменную среднюю линию, а с большей — их модуляцию.

Колебание можно представить как случайную величину (**слувел**) с вероятностями, равными отношению времени пребывания этой величины к периоду колебания. Тогда к сумме гармоник модуляции применима центральная предельная теорема теории вероятности [9, 10], согласно которой бесконечная сумма слувел с любыми распределениями вероятности сходится к равносному распределению Гаусса. Модуляция становится флуктуациями (**шумом двига**) на выбранной частоте. Её характерная амплитуда задаёт масштаб шума и выражается среднеквадратичным отклонением $\langle S^2 \rangle^{1/2}$, где $\langle S^2 \rangle$ — дисперсия шума. Его можно взять за единицу измерения амплитуд гдэнов $\langle S^2 \rangle^{1/2} = 1$. Это становится вторым ограничением, выражающим случайный и равновесный характер шума.

Стационарный слувел должен иметь каноническое разложение по гармоникам [9, 10]. В нём амплитуды S_c и S_s гармоник (1) есть слувелы с нулевыми средними $\langle S_c \rangle = \langle S_s \rangle = 0$ и одинаковыми распределениями Гаусса. Из (1) следует $\langle S^2 \rangle = \langle S_c^2 \rangle + \langle S_s^2 \rangle = 1$, или $\langle S_c^2 \rangle = \langle S_s^2 \rangle = 1/2$. Тогда плотность вероятности в шуме

$$P^e(S_c, S_s) = (1/\pi)e^{-S^2}, \quad S^2 = S_c^2 + S_s^2. \quad (2)$$

Переходя к распределению по S, φ : $P^e(S, \varphi) dS d\varphi = P^e(S_c, S_s) dS_c dS_s$ при $S > 0$, получим

$$P^e(S, \varphi) = (S/\pi) e^{-S^2}, \quad |\varphi| \leq \pi. \quad (3)$$

Это распределение равномерно по месту φ . **В одномерном шуме нет пространственных отношений.**

Первое пространственное свойство появляется при переходе от одномерного шума к многомерному, используя свойство бесконечной делимости распределения Гаусса. Для получения трёхмерного шума слувел S разбивается на сумму трёх независимых одинаковых слувелов S_j с нулевыми средними $S = \sum_{j=1}^3 S_j$, $\langle S^2 \rangle = 3\langle S_j^2 \rangle$. Если оставить для шума каждого измерения дисперсию $\langle S_j^2 \rangle = 1$, то **распределение трёхмерного шума**

$$P^e(\mathbf{S}, \varphi) = \prod_{j=1}^3 P_j^e(S_j, \varphi_j), \quad P_j^e(S_j, \varphi_j) = (S_j/\pi) e^{-S_j^2}. \quad (4)$$

Здесь введены векторы $\mathbf{S} = \{S_j\}$, $\varphi = \{\varphi_j\}$, $S_j \geq 0$, $|\varphi_j| \leq \pi$.

Одного шума не достаточно, чтобы образовался и существовал сложный мир. **Мир — надшумное строение**, состоящее из надшумных гдэнов. Они могут появиться из шума, если его уровень понизится, а флуктуации не успеют к нему подстроиться и сохранятся как надшумные гдэны. Т. к. амплитуды гдэнов отсчитываются в единицах уровня шума, то это выглядит как их увеличение.

Пусть имеются трёхмерные гдэн и шум. Амплитуды колебаний гдэна S_{cj} и S_{sj} подчиняются уравнениям (1), а амплитуды шума — распределениям (2). Их совместное распределение, имеющее средние амплитуды $\bar{S}_{cj}$, $\bar{S}_{sj}$ и дисперсию шума, образует **распределение надшумного гдэна**.

$$P^\Gamma(\mathbf{S}_c, \mathbf{S}_s) = \prod_{j=1}^3 P_j^\Gamma(S_{cj}, S_{sj}), \quad P_j^\Gamma(S_{cj}, S_{sj}) = (1/\pi) e^{-\dot{S}_j^2}. \quad (5)$$

Здесь $\mathbf{S}_c = \{S_{cj}\}$, $\mathbf{S}_s = \{S_{sj}\}$ — случайные векторы, $\dot{S}_{cj} = S_{cj} - \bar{S}_{cj}$ и $\dot{S}_{sj} = S_{sj} - \bar{S}_{sj}$ — центрированные слувелы, $\dot{S}_j^2 = \dot{S}_{cj}^2 + \dot{S}_{sj}^2$, $j = 1, 2, 3$. Для этого распределения условие стационарности слувел, которое совпадает с условием канонического разложения (нулевые средние и одинаковые дисперсии), не выполняется. Следовательно **распределения надшумных гдэнов нестационарны**.

Чтобы найти пространственное распределение надо перейти к переменным S_j и φ_j , как при выводе (3): $P_j^\Gamma(S_j, \varphi_j) = S_j P_j^\Gamma(S_{cj}, S_{sj})$,

$$S_{cj} = S_j \cos \varphi_j, S_{sj} = S_j \sin \varphi_j.$$

$$P_j^\Gamma(S_j, \varphi_j) = (S_j/\pi) \exp\{-(S_j \cos \varphi_j - \bar{S}_{cj})^2 - (S_j \sin \varphi_j - \bar{S}_{sj})^2\}.$$

$$\text{Вводится } \bar{S}_j^2 = \bar{S}_{cj}^2 + \bar{S}_{sj}^2, \bar{S}_{cj} = \bar{S}_j \cos \bar{\varphi}_j, \bar{S}_{sj} = \bar{S}_j \sin \bar{\varphi}_j,$$

$$\bar{\varphi}_j = \arctan(\bar{S}_{sj}/\bar{S}_{cj}), \bar{\varphi}_j = \varphi_j - \bar{\varphi}_j, \bar{S}_j = S_j - \bar{S}_j, \langle S_j \rangle = \bar{S}_j \cos \bar{\varphi}_j.$$

Показатель экспоненты, опуская значки j ,

$$-\{...\} = S^2 \cos^2 \varphi - 2S\bar{S}_c \cos \varphi + \bar{S}_c^2 + S^2 \sin^2 \varphi - 2S\bar{S}_s \sin \varphi + \bar{S}_s^2 =$$

$$= S^2 + \bar{S}^2 - 2S(\bar{S}_c \cos \varphi + \bar{S}_s \sin \varphi) =$$

$$= S^2 + \bar{S}^2 - 2S\bar{S}(\cos \bar{\varphi} \cos \varphi + \sin \bar{\varphi} \sin \varphi) = S^2 + \bar{S}^2 - 2S\bar{S} \cos \bar{\varphi} =$$

$$= S^2 + \bar{S}^2 - 2S\bar{S} + 2S\bar{S}(1 - \cos \bar{\varphi}) = \dot{S}^2 + 4S\bar{S} \sin^2(\bar{\varphi}/2).$$

$$\text{или } -\{...\} = S^2 + \bar{S}^2 - 2S\bar{S} \cos \bar{\varphi} + \bar{S}^2 \cos^2 \bar{\varphi} - \bar{S}^2 \cos^2 \bar{\varphi} =$$

$$= (S - \langle S \rangle)^2 + \bar{S}^2 \sin^2 \bar{\varphi}.$$

Пространственное распределение надшумных гдэнов

$$P^\Gamma(\mathbf{S}, \bar{\varphi}) = \prod_{j=1}^3 P_j^\Gamma(S_j, \bar{\varphi}_j),$$

$$P_j^\Gamma(S_j, \bar{\varphi}_j) = (S_j/\pi) \exp\{-\dot{S}_j^2 - 4S_j\bar{S}_j \sin^2(\bar{\varphi}_j/2)\} = \quad (6)$$

$$= (S_j/\pi) \exp\{-(S_j - \langle S_j \rangle)^2 - \bar{S}_j^2 \sin^2 \bar{\varphi}_j\},$$

где $\mathbf{S} = \{S_j\}$, $S_j \geq 0$, $\bar{\varphi} = \{\bar{\varphi}_j\}$, $|\bar{\varphi}| \leq \pi$. Здесь выписаны два вида одного распределения с разными средними амплитудами $\bar{S}_j, \langle S_j \rangle$ и пространственными разбросами. Ширина распределения зависит от расстояния $\bar{\varphi}_j$ до его центра. Вблизи него $|\bar{\varphi}_j| \ll 1$ и распределение гауссово с шириной $1/\bar{S}_j$. При удалении от центра ширина растёт. Распределение сливается с шумом при $\langle S_j \rangle \sim 1$, или $\cos \bar{\varphi} \sim 1/\bar{S}_j$. Из шума выделяется только $\langle S_j \rangle > 1$.

Распределение надшумных гдэнов только по месту находится приближённым интегрированием по амплитуде

$$P^\Gamma(\bar{\varphi}) = \int_0^\infty \int_0^\infty P^\Gamma(\mathbf{S}, \bar{\varphi}) d^3\mathbf{S} = \prod_{j=1}^3 \int_0^\infty P_j^\Gamma(S_j, \bar{\varphi}_j) dS_j = \prod_{j=1}^3 P_j^\Gamma(\bar{\varphi}_j).$$

$$P_j^\Gamma(\bar{\varphi}_j) = \int_0^\infty P_j^\Gamma(S_j, \bar{\varphi}_j) dS_j = (1/\pi) \int_0^\infty S_j \exp\{-(S_j - \langle S_j \rangle)^2 - \bar{S}_j^2 \sin^2 \bar{\varphi}_j\} dS_j.$$

Основной вклад в интеграл дают $S_j \sim \langle S_j \rangle$, где $\exp\{...\}$ наибольшая.

$$P_j^\Gamma(\bar{\varphi}_j) = (\langle S_j \rangle/\pi) \exp\{-\bar{S}_j^2 \sin^2 \bar{\varphi}_j\} \int_{-\infty}^\infty \exp\{-(S_j - \langle S_j \rangle)^2\}.$$

Теперь

$$P^\Gamma(\dot{\varphi}) = \prod_{j=1}^3 P_j^\Gamma(\dot{\varphi}_j), \quad P_j^\Gamma(\dot{\varphi}_j) = \frac{\langle S_j \rangle}{\pi^{1/2}} \exp\{-\bar{S}_j^2 \sin^2 \dot{\varphi}_j\}.$$

При большой надшумности гдэнов $\bar{S}_j \gg 1$ распределение (6) узкое, т. к. $\bar{S}_j \sin \dot{\varphi}_j$ быстро растёт с $\dot{\varphi}_j$. Можно брать $|\dot{\varphi}_j| \ll 1$. Тогда, опуская значки j ,

$$\begin{aligned} \dot{S}^2 + 4S\bar{S} \sin^2(\dot{\varphi}/2) &= \dot{S}^2 + S\bar{S}\dot{\varphi}^2, \\ (S - \langle S \rangle)^2 + \bar{S}^2 \sin^2 \dot{\varphi} &= S^2 - 2S\bar{S} \cos \dot{\varphi} + \bar{S}^2 \cos^2 \dot{\varphi} + \bar{S}^2 \sin^2 \dot{\varphi} = \\ &= S^2 + \bar{S}^2 - 2S\bar{S} + 2S\bar{S}(1 - \cos \dot{\varphi}) = (S - \bar{S})^2 + 2S\bar{S}(1 - 1 + \dot{\varphi}^2/2) = \dot{S}^2 + S\bar{S}\dot{\varphi}^2. \end{aligned}$$

Распределения переходят в

$$P_j^\Gamma(S_j, \dot{\varphi}_j) = \frac{S_j}{\pi} \exp\{-\dot{S}_j^2 - S_j \bar{S}_j \dot{\varphi}_j^2\}, \quad P_j^\Gamma(\dot{\varphi}_j) = \frac{\bar{S}_j}{\pi^{1/2}} \exp\{-\bar{S}_j^2 \dot{\varphi}_j^2\}, \quad (7)$$

где $|\bar{S}_j| \gg 1$. Т. к. ширина распределения $\langle \dot{\varphi}_j^2 \rangle^{1/2} \sim 1/\bar{S}_j$, то ёмкость пространства для гдэнов $\sim \bar{S}_j$ растёт с их амплитудой.

Квант действия. Одномерный гдэн есть определённое колебание (2), размытое единичным шумом (3). Его амплитудная неопределённость $\langle \dot{S}^2 \rangle^{1/2} = 1$. Вершины двух распределений различимы, если средние амплитуды отличаются более, чем на $\Delta \bar{S} = 2$. Они квантуются с квантом 2. Тогда средние значения амплитуд колебаний на фоне шума совпадают с уровнями энергии квантового осциллятора $\bar{S} = 2N + 1 = (N + 1/2)\hbar$, где N — целое число. Т. о. **постоянная Планка $\hbar$** есть удвоенная средне-квадратичная амплитуда шума двига $\hbar = 2$. Однако неразличимость близких по амплитудам гдэнов лишь внешняя. Они вполне различимы по своим средним значениям.

4 Пространство мира

Стационарный шум флуктуаций двига, как низшее равновесное состояние, описывается гауссовым распределением плотности вероятности амплитуд гдэнов (2). В силу бесконечной делимости [9, 10] оно представимо многомерными колебаниями. Их одномерные части образуют измерения пространства мест (1). Пусть множество гдэнов, составляющих одномерную часть многомерных колебаний называются **измеры**.

Однако стационарен только весь пустой мен, а любые его части нестационарны. Нестационарность шума ведёт к отличию его распределения от гауссова и, как следствие, к изменению средних величин. Образуются отличные от нуля средние амплитуды и корреляционные связи между измерами. Если внутри каждого измера выделять противогдэн данного гдэна, то между ними также должны быть корреляции. Их набор

$$\langle S_i^\Gamma S_j^\Gamma \rangle, \langle S_j^\Gamma S_j^\Pi \rangle, \langle S_i^\Gamma S_j^\Gamma S_k^\Gamma \rangle, \langle S_i^\Gamma S_i^\Pi S_j^\Gamma \rangle, \langle S_i S_j S_k S_l \rangle \dots, \quad (8)$$

где S_j^Γ и S_j^Π — амплитуды гдэнов и противогдэнов измера j . Вначале можно ограничиться только парными корреляциями.

На перестройку распределения меняющегося шума влияет скорость релаксации его флуктуаций к новому уровню шума. Если она велика, то распределение можно считать квазистационарным гауссовым с переменными средними. Если релаксация мала, то изменение распределения отстаёт от изменения среднего уровня шума. При ослаблении шума и малой релаксации часть больших флуктуаций старого шума сохраняется и становится надшумными гдэнами, размытыми новым уровнем шума. На них переносятся корреляции (8). Амплитуды надшумных гдэнов не превышают начальный уровень шума, а их размерность определяется наличием неразрушаемых шумом корреляционных связей.

Корреляции между гдэнами разных измеров или между гдэном и противогдэном одного измера имеют одну причину и качественно похожи. Их можно взять одинаковыми. Тогда предполагается, что существование нашего пространственно однородного трёхмерного мира с симметрией между гдэнами и противогдэнами обеспечивают одинаковые связи между гдэнами разных измеров, которые могут переключаться на связи гдэна и противогдэна одного измера. Они представляются как наличие у гдэнов двух свободных связей для соединения с такими же связями гдэнов других измеров или противогдэна своего измера, где участвуют обе связи. Случайные амплитуды S_j^Γ и S_j^Π измеров j из распределения (6) записываются в виде суммы шумов. При этом парные корреляционные связи между одномерными гдэнами Γ^1 , входящими в трёхмерный гдэн Γ^3 должны быть обмёнами амплитуд, сохраняющими их суммы.

$$S_j^\Gamma = \bar{S}_j^\Gamma + \epsilon_j + g S_j^\Gamma \sum_{i=1}^3 \eta_{ji} S_i^\Gamma, \quad \eta_{ji} = -\eta_{ij}. \quad (9)$$

К ним добавляются уравнения для амплитуд одномерных гдэнов и противогдэнов одного измера, обеспечивающие сохранение суммы амплитуд

при парных обменах и учитывающие парность связей

$$S_j^\Gamma = \bar{S}_j^\Gamma + \epsilon_j + g(\eta_j + \theta_j)S_j^\Gamma S_j^\Pi, \quad S_j^\Pi = \bar{S}_j^\Pi + \epsilon_j - g(\eta_j + \theta_j)S_j^\Gamma S_j^\Pi. \quad (10)$$

Здесь ϵ_j — общий для гдэнов и противогдэнов единичный шум измера j , η_{ji} — единичный шум обмена амплитудами между гдэнами разных измеров, η_j и θ_j — единичные шумы обмена амплитудами между гдэном и противогдэном одного измера, g — коэффициенты связи между гдэнами разных измеров или между гдэном и противогдэном одного измера, которые берутся одинаковыми.

При ослабление шума первыми должны проявляются одноместные слабо надшумные гдэны Γ^1 , создающие одномерное пространство гдэнов малой ёмкости. Затем на их основе проявляются двухместные гдэны $\Gamma^2 = \Gamma_1^1 g \Gamma_2^1 g$ и одноместные пары $\nu_j = \Gamma_j^1 g \Pi_j^1 g$ измеров $j = 1, 2$ (здесь и дальше последняя g -связь соединяет последний и первый гдэны). Они образуют двумерное пространство гдэнов и два одномерных пространства пар ν_j . Дальнейшее ослабление шума вызывает проявление трёхместных гдэнов $\Gamma^3 = \Gamma_1^1 g \Gamma_2^1 g \Gamma_3^1 g$ и одноместных пар $\nu_j = \Gamma_j^1 g \Pi_j^1 g$ измеров $j = 1, 2, 3$. Этот процесс может продолжаться и дальше, образуя миры бóльших размерностей. Но для **пространства нашего мира** достаточно трёх измерений. Оно однородно, изотропно и замкнуто на себе — места $\varphi_j = \pm\pi$ совпадают. Относительно любого места его можно представить, как состоящее из собственно пространства мира и зеркального ему пространства противомира, в котором гдэны и противогдэны взаимно заменены. Мир только кажется бесконечным при наблюдении из его малой части за малое время.

5 Взаимодействие гдэнов через двиг

Кроме g -связи (9, 10) существует взаимодействие гдэнов через двиг. Гдэн есть порождение двига, поддерживающего его существование и определяющего его свойства. Но и гдэн, будучи частью двига, влияет на него. Тогда другой гдэн в возмущённом двиге также будет меняться.

Гдэн, как целое, определяется своими частотой ω и амплитудой S , а его место φ выражает отношение к другим гдэнам (1). Двиг влияет на гдэн через частоту и амплитуду. Их изменение описывается производными $\partial\omega/\partial t$ и $\partial S/\partial t$. При достаточно слабом влиянии двига можно

считать, что S и ω сохраняются, а изменение перенести на его перемещение $\partial\omega/\partial t = \partial^2\varphi/\partial t^2$. Тогда в возмущённом движе гдэн ускоряется.

При заданной частоте гдэна $\omega = 1$, его усреднённое влияние на двиг определяется средней амплитудой $\langle S \rangle$ и выражается функцией $U(\langle S \rangle)$. Если $\langle S \rangle$ постоянно, то двиг постоянен, и другой гдэн в нём тоже постоянен. Ускоряет гдэн переменное влияние двига. Для воздействующего гдэна с постоянным во времени распределением, это сводится к влиянию градиента U : $\partial^2\varphi/\partial t^2 = -\partial U/\partial\varphi$, или $U + \dot{\varphi}^2/2$ постоянно. Т. о. функция $U(\langle S \rangle)$ есть **потенциал воздействия гдэна на другой гдэн через двиг**.

Если наш мир образовался из начального шума при его ослаблении с сохранением флуктуаций, то он состоит из основы с амплитудой S_0 и возвышающимися над ней различными между собой частями гдэнов с амплитудами S_u : $S = S_0 + S_u$, $\langle S \rangle = S_0 + \bar{S}_u$ (см. "Среда мира"). При $S_0 \gg \bar{S}_u$, $U(\langle S \rangle)$ разлагается в ряд $U(\langle S \rangle) = U(S_0) + U_S \bar{S}_u + U_{SS} \bar{S}_u^2 + \dots$, где $U_S = dU(S = S_0)/dS$, $U_{SS} = d^2U(S = S_0)/dS^2$. Выбор $U(S_0)$ за начало отсчёта $U(S_0) = 0$ даёт

$$U(\langle S \rangle) = U(\bar{S}_u) = U_S \bar{S}_u + U_{SS} \bar{S}_u^2/2 = U_\gamma(\bar{S}_u) + U_G(\bar{S}_u), \quad U_\gamma \gg U_G. \quad (11)$$

После введения противогдэнов и соответствующего уменьшения пространства мест вдвое до $|\dot{\varphi}| \leq \pi/2$, амплитуда $\bar{S}_u$ становится для противогдэнов отрицательной. Теперь потенциал состоит из нечётной $U_\gamma = U_S \bar{S}_u$ и чётной $U_G = U_{SS} \bar{S}_u^2/2$ по амплитудам частей. Его зависимость от места $\dot{\varphi}$ находится из распределения гдэна (7), которое меняется на

$$P_j^\Gamma(S_j, \dot{\varphi}_j) = P_j^\Gamma(S_{uj}, \dot{\varphi}_j) = (S_0/\pi) e^{-\dot{S}_{uj}^2 - \dot{\alpha}_j^2},$$

где $\dot{\alpha}_j = S_0 \dot{\varphi}_j$. После замены $\dot{\varphi}_j$ на $\dot{\alpha}_j$: $P_j^\Gamma(\dot{S}_{uj}, \dot{\alpha}_j) = P_j^\Gamma(S_{uj}, \dot{\varphi}_j)/S_0$ или

$$P^\Gamma(\dot{\mathbf{S}}_u, \dot{\alpha}) = \prod_{j=1}^3 P_j^\Gamma(\dot{S}_{uj}, \dot{\alpha}_j), \quad P_j^\Gamma(S_{uj}, \dot{\alpha}_j) = \frac{1}{\pi} e^{-\dot{S}_{uj}^2 - \dot{\alpha}_j^2},$$

где $\dot{\mathbf{S}}_u = \{S_{uj} - \bar{S}_{uj}\}$, $\dot{\alpha} = \{\alpha_j - \bar{\alpha}_j\}$, $\bar{\alpha}_j = S_0 \bar{\varphi}_j$.

Пространственная часть распределения записывается через амплитуду S_0 основы, а амплитудная часть — через возвышение S_u над ней.

Средние амплитуды гдэнов Γ_j^1 берутся одинаковыми $\bar{S}_{uj} = \bar{S}_u$, а $P^\Gamma(\dot{\mathbf{S}}, \dot{\alpha})$ преобразуется к распределению $P^\Gamma(S_u, \dot{\alpha})$ амплитуды $S_u \equiv S_{u1} + S_{u2} + S_{u3}$

гдэна Γ^3 .

$$\begin{aligned} P^\Gamma(S_u, \dot{\alpha}) &= \iint P_1^\Gamma(\dot{S}_{u1}, \dot{\alpha}_1) P_2^\Gamma(\dot{S}_{u2}, \dot{\alpha}_2) P_3^\Gamma(\dot{S}_u - S_{u1} - S_{u2}, \dot{\alpha}_3) dS_{u1} dS_{u2} = \\ &= \pi^{-3} \iint \exp\{-\dot{S}_{u1}^2 - \dot{S}_{u2}^2 - (S_u - S_{u1} - S_{u2} - \bar{S}_u)^2 - \dot{\alpha}^2\} dS_{u1} dS_{u2}, \end{aligned}$$

где $\dot{\alpha}^2 = \dot{\alpha}_1^2 + \dot{\alpha}_2^2 + \dot{\alpha}_3^2$. Основной вклад в интеграл дают $S_{u1} \sim \bar{S}_u$ и $S_{u2} \sim \bar{S}_u$, где экспонента наибольшая, а её изменение наименьшее. Тогда $P^\Gamma(S_u, \dot{\alpha}) = \pi^{-2} \exp\{-(S_u - S_\Gamma)^2 - \dot{\alpha}^2\}$, где $S_\Gamma = 3\bar{S}_u$ — средняя амплитуда трёхместного гдэна, $\dot{\alpha}$ — расстояние от его центра. Пространственное распределение

$$P^\Gamma(\dot{\alpha}) = \int_{-\infty}^{\infty} P^\Gamma(S_u, \dot{\alpha}) dS_u = \pi^{-2} e^{-\dot{\alpha}^2} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-(S_u - S_\Gamma)^2} dS_u.$$

Теперь **распределение трёхместного гдэна**

$$P^\Gamma(S_u, \dot{\alpha}) = \pi^{-2} \exp\{-(S_u - S_\Gamma)^2 - \dot{\alpha}^2\}, \quad P^\Gamma(\dot{\alpha}) = \pi^{-3/2} e^{-\dot{\alpha}^2}. \quad (12)$$

Пространственное распределение потенциала воздействия через двиг определяется пространственной зависимостью средней амплитуды гдэна, т. е. его условным средним для распределения (12)

$$U(\dot{\alpha}) = \langle U(S_u) / \dot{\alpha} \rangle = \int_0^\infty U(S_u) P^\Gamma(S_u, \dot{\alpha}) dS_u.$$

Т. к. основной вклад в интеграл дают $S_u \sim S_\Gamma$, то

$$U(\dot{\alpha}) = U(S_\Gamma) \pi^{-2} e^{-\dot{\alpha}^2} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-(S_u - S_\Gamma)^2} dS_u = U(S_\Gamma) \pi^{-3/2} e^{-\dot{\alpha}^2}.$$

Подставив разложение (11) получим **потенциал воздействия гдэнов через двиг**

$$U(\dot{\alpha}) = U_\gamma(\dot{\alpha}) + U_G(\dot{\alpha}), \quad U_\gamma(\dot{\alpha}) = \gamma e^{-\dot{\alpha}^2}, \quad U_G(\dot{\alpha}) = G e^{-\dot{\alpha}^2}, \quad \dot{\alpha} = S_0 \dot{\varphi}, \quad (13)$$

где $\gamma = \gamma_u S_\Gamma$, $G = G_u S_\Gamma^2$, $\gamma_u = \pi^{-3/2} dU(S = S_0) / dS$, $G_u = (1/2) \pi^{-3/2} d^2 U(S = S_0) / dS^2$, $\dot{\alpha}^2 = \dot{\alpha}_1^2 + \dot{\alpha}_2^2 + \dot{\alpha}_3^2$, $|\dot{\varphi}| \leq \pi/2$. Гдэн состоит из определённых колебаний (1), размытых шумом (3) до распределения (12). Потенциал (13) действует не на шум, а на эти колебания (центр распределения гдэна), и ускоряет их.

Знаки постоянных воздействия γ_u, G_u определяют его качество. Если $\gamma_u > 0$, то гдэн отталкивается от гдэна и притягивается противопологдэном. Если $G_u > 0$, то любые гдэны и противопологдэны отталкиваются. Такие знаки соответствуют нашему устойчивому и развивающемуся миру.

Т. к. γ -потенциал U_γ является наибольшим (11), то исследование взаимодействия гдэнов будет начато с него. Будет рассмотрено одномерное **γ -взаимодействие трёхместных гдэнов** Γ^3 с равными по модулю амплитудами S_Γ . В описании взаимодействия будут использованы следующие обозначения и разложения при $a \ll r$

$$U(r) = e^{-r^2}, \quad f(r) = rU, \quad f_r(r) = (1 - 2r^2)U, \quad f_{rr}(r) = (4r^3 - 6r)U, \\ f_{rrr}(r) = (-8r^4 + 24r^2 - 6)U, \quad f(a) = a(1 - a^2), \quad (14)$$

$$f(r - \frac{a}{2}) + f(r + \frac{a}{2}) = 2f + f_{rr} \frac{a^2}{4}, \quad f(r - \frac{a}{2}) - f(r + \frac{a}{2}) = -f_r a - f_{rrr} \frac{a^3}{24}.$$

Взаимодействие двух гдэнов. Для описания взаимодействия двух трёхместных гдэнов Γ_1 и Γ_2 выбрана система отсчёта, в которой движение симметрично. Места гдэнов α_1 и α_2 , $\alpha = \alpha_1 - \alpha_2 = 2\alpha_1$. Потенциал взаимодействия (13), записанный в единицах γ , есть $U(\alpha) = \pm e^{-\alpha^2}$.

Верхний (нижний) знак отмечает взаимодействие гдэн-гдэн (гдэн-противогдэн). Действующие на гдэны **удсилы** — удельные (на единицу амплитуды) силы $f_1 = -f_2 = -dU/d\alpha = \pm 2\alpha U(\alpha)$. Уравнения относительного движения (**урдвжж**) $\ddot{\alpha} = 2f_1 = \pm 4\alpha U(\alpha)$.

Т. к. $\alpha = \alpha(t)$, то $t = t(\alpha)$ и $\ddot{\alpha} = d(\dot{\alpha}^2/2)/d\alpha = -2dU(\alpha)/d\alpha$. Тогда $\dot{\alpha}^2/2 + 2U(\alpha) = E$, $\dot{\alpha}^2 = 2(E - 2U)$,

где E — удельная полная энергия относительного движения гдэнов. Точки поворота α_m находятся из $\dot{\alpha}(\alpha_m) = 0$: $E = \mp 2e^{-\alpha_m^2}$, $\alpha_m^2 = \ln(\mp 2/E)$.

Отталкивание гдэн-гдэн. Если $0 < E < 2$, то при встречном движении имеется отталкивание в точке поворота. Два одинаковых гдэна не могут быть в одном месте (состоянии). Это свойство фермионов. Оно обусловлено γ -отталкиванием при достаточно малой энергии E . Следовательно **гдэны — фермионы**.

Притяжение гдэн-противогдэн (маятник ГП). Если $-2 < E < 0$, то в потенциале $U(\alpha)$ существует нелинейный мягкий маятник с амплитудой α_m . Вблизи дна потенциала $\alpha^2 \ll 1$ при $E \gtrsim -2$ маятник линеен $\ddot{\alpha} = -4\alpha$ с частотой $\omega_\Lambda = 2$ или

$$\omega_\Lambda = 2\gamma^{1/2}. \quad (15)$$

Маятник ГПГ

Два гдэна Γ_1, Γ_2 и противогдэн Π с равными по модулю амплитудами имеют места α_1, α_2 и α_0 . Разности мест

$$\alpha_{12} = \alpha_1 - \alpha_2, \quad \alpha_{10} = \alpha_1 - \alpha_0, \quad \alpha_{20} = \alpha_2 - \alpha_0.$$

Потенциалы воздействия на них (13), в единицах γ

$$U_1 = e^{-\alpha_{12}^2} - e^{-\alpha_{10}^2}, \quad U_2 = e^{-\alpha_{12}^2} - e^{-\alpha_{20}^2}, \quad U_0 = -e^{-\alpha_{10}^2} - e^{-\alpha_{20}^2}.$$

Сумма потенциалов $U = U_1 + U_2 + U_0 = 2(e^{-\alpha_{12}^2} - e^{-\alpha_{10}^2} - e^{-\alpha_{20}^2})$.

Удсилы $f_j = -\partial U_j / \partial \alpha_j = -\partial U / 2 \partial \alpha_j$, $j = 1, 2, 0$:

$$f_1 = 2\alpha_{12}e^{-\alpha_{12}^2} - 2\alpha_{10}e^{-\alpha_{10}^2}, \quad f_2 = -2\alpha_{12}e^{-\alpha_{12}^2} - 2\alpha_{20}e^{-\alpha_{20}^2},$$

$$f_0 = 2\alpha_{10}e^{-\alpha_{10}^2} - 2\alpha_{20}e^{-\alpha_{20}^2}.$$

Урдвиг с учётом $\alpha_{12} = \alpha_{10} - \alpha_{20}$ есть

$$\ddot{\alpha}_{10} = 2\alpha_{12}e^{-\alpha_{12}^2} - 4\alpha_{10}e^{-\alpha_{10}^2} - 2\alpha_{20}e^{-\alpha_{20}^2},$$

$$\ddot{\alpha}_{20} = -2\alpha_{12}e^{-\alpha_{12}^2} - 2\alpha_{10}e^{-\alpha_{10}^2} - 4\alpha_{20}e^{-\alpha_{20}^2}, \quad \ddot{\alpha}_0 = 2\alpha_{10}e^{-\alpha_{10}^2} + 2\alpha_{20}e^{-\alpha_{20}^2}.$$

Если $\alpha_2 < \alpha_0 < \alpha_1$ (Π между Γ_1 и Γ_2), то в полном потенциале U выполняется $\alpha_{12} > \alpha_{10}, \alpha_{20}$ и $e^{-\alpha_{12}^2} < e^{-\alpha_{10}^2}, e^{-\alpha_{20}^2}$. Возможно $U < 0$ и связанное состояние (маятник ГПГ) при достаточно малой полной энергии. В нём выделяются три части движения гдэнов:

При $|\alpha_{10}| \ll 1$, Π движется вблизи Γ_1 . Т. к. здесь нелинейные члены малы, то $\ddot{\alpha}_{10} \approx -4\alpha_{10}$, $\ddot{\alpha}_0 \approx 2\alpha_{10}$, $\ddot{\alpha}_{20} \approx -2\alpha_{10} \sim 0$. Т. о. Π проходит вблизи Γ_1 в состоянии линейного маятника $\Gamma_1\Pi$ с частотой $\omega_\Lambda = 2$, а Γ_2 движется по инерции $f_2 \approx 0$.

При $|\alpha_{20}| \ll 1$, — линейный маятник $\Gamma_2\Pi$, а Γ_1 движется по инерции.

При $\alpha_{20} \approx -\alpha_{10}$, Π движется по инерции на энергетическом перевале между Γ_1 и Γ_2 .

Т. о. движение маятника ГПГ состоит из последовательных прохождений маятников $\Gamma_1\Pi$, $\Gamma_2\Pi$ и перевала потенциала между ними. Его период оценивается временем прохождения двух точек поворота и перевала, что больше периода линейного маятника $\Gamma\Pi$.

Имеется симметричное состояние ГПГ при $\alpha_{10} = -\alpha_{20} = \alpha$. Тогда $\alpha_{12} = 2\alpha$, $f_1 = -f_2 = 4\alpha e^{-4\alpha^2} - 2\alpha e^{-\alpha^2}$. Гдэны неподвижны $f_1 = f_2 = 0$ при $2e^{-4\alpha^2} = e^{-\alpha^2}$, $\alpha = 0.48$. В этом положении

$$\begin{aligned} \partial f_1 / \partial \alpha_{10} &= \partial f_1 / \partial \alpha = 4(1 - 4\alpha^2)e^{-4\alpha^2} - 2(1 - 2\alpha^2)e^{-\alpha^2} = \\ &= 2[2 - 8\alpha^2 - (1 - 2\alpha^2)e^{3\alpha^2}]e^{-4\alpha^2} = -8\alpha^2 e^{-4\alpha^2} < 0. \end{aligned}$$

Сила противоположна смещению. Следовательно равновесие устойчивое.

Взаимодействие двух маятников ГП

Пусть имеется две пары гдэн-противогдэн $\Gamma_1\Pi_1$ и $\Gamma_2\Pi_2$ с равными по модулю амплитудами гдэнов. В рассматриваемом для них одномерном

движении их места $\alpha_1^\Gamma, \alpha_1^\Pi, \alpha_2^\Gamma, \alpha_2^\Pi$. Вводятся разности мест в парах $\xi_1 = \alpha_1^\Gamma - \alpha_1^\Pi$, $\xi_2 = \alpha_2^\Gamma - \alpha_2^\Pi$ и расстояние r между центрами пар.

Действующие на гдэны удсилы в единицах 2γ (13) записываются в соответствии с обозначениями (14)

$$\begin{aligned} f_1^\Gamma &= -f(\alpha_1^\Gamma - \alpha_1^\Pi) + f(\alpha_1^\Gamma - \alpha_2^\Gamma) - f(\alpha_1^\Gamma - \alpha_2^\Pi), \\ f_1^\Pi &= f(\alpha_1^\Gamma - \alpha_1^\Pi) - f(\alpha_1^\Pi - \alpha_2^\Gamma) + f(\alpha_1^\Pi - \alpha_2^\Pi), \\ f_2^\Gamma &= -f(\alpha_1^\Gamma - \alpha_2^\Gamma) + f(\alpha_1^\Pi - \alpha_2^\Gamma) - f(\alpha_2^\Gamma - \alpha_2^\Pi), \\ f_2^\Pi &= f(\alpha_1^\Gamma - \alpha_2^\Pi) - f(\alpha_1^\Pi - \alpha_2^\Pi) + f(\alpha_2^\Gamma - \alpha_2^\Pi). \end{aligned}$$

Урдвиг в единицах $2\gamma = \omega_\Lambda^2/2$

$$\begin{aligned} \ddot{\xi}_1 &= f_1^\Gamma - f_1^\Pi = -f(\xi_1) + f(r + (\xi_1 - \xi_2)/2) - f(r + (\xi_1 + \xi_2)/2) - f(\xi_1) + \\ &+ f(r - (\xi_1 + \xi_2)/2) - f(r - (\xi_1 - \xi_2)/2), \\ \ddot{\xi}_2 &= f_2^\Gamma - f_2^\Pi = -f(r + (\xi_1 - \xi_2)/2) + f(r - (\xi_1 + \xi_2)/2) - f(\xi_2) - \\ &- f(r + (\xi_1 + \xi_2)/2) + f(r - (\xi_1 - \xi_2)/2) - f(\xi_2), \\ 2\ddot{r} &= f_1^\Gamma + f_1^\Pi - f_2^\Gamma - f_2^\Pi = -f(\xi_1) + f(r + (\xi_1 - \xi_2)/2) - \\ &- f(r + (\xi_1 + \xi_2)/2) + f(\xi_1) - f(r - (\xi_1 + \xi_2)/2) + f(r - (\xi_1 - \xi_2)/2) + \\ &+ f(r + (\xi_1 - \xi_2)/2) - f(r - (\xi_1 + \xi_2)/2) + f(\xi_2) - f(r + (\xi_1 + \xi_2)/2) + \\ &+ f(r - (\xi_1 - \xi_2)/2) - f(\xi_2) = \\ &= 2[f(r + (\xi_1 - \xi_2)/2) - f(r + (\xi_1 + \xi_2)/2) - f(r - (\xi_1 + \xi_2)/2) + f(r - (\xi_1 - \xi_2)/2)]. \end{aligned}$$

При $|\xi| \ll r$ удсилы разлагаются в ряд по степеням ξ до ξ^3 . Используя обозначения $f = f(r)$, $f_r = f_r(r)$, $f_{rr} = f_{rr}(r)$, $f_{rrr} = f_{rrr}(r)$ из (14), урдвиг записываются как

$$\begin{aligned} \ddot{\xi}_1 &= -2(\xi_1 - \xi_1^3) + f_r(\xi_1 - \xi_2) + f_{rrr}(\xi_1 - \xi_2)^3/24 - f_r(\xi_1 + \xi_2) - f_{rrr}(\xi_1 + \xi_2)^3/24 = \\ &= -2(\xi_1 - \xi_1^3) - 2f_r\xi_2 - f_{rrr}(\xi_1^3 + 3\xi_1^2\xi_2 + 3\xi_1\xi_2^2 + \xi_2^3 - \xi_1^3 + 3\xi_1^2\xi_2 - 3\xi_1\xi_2^2 + \xi_2^3)/24 = \\ &= -2(\xi_1 - \xi_1^3) - 2f_r\xi_2 - f_{rrr}(3\xi_1^2\xi_2 + \xi_2^3)/12, \\ \ddot{\xi}_2 &= -2(\xi_2 - \xi_2^3) - 2f_r\xi_1 - f_{rrr}(3\xi_2^2\xi_1 + \xi_1^3)/12, \\ \ddot{r} &= 2f + f_{rr}(\xi_1 - \xi_2)^2/4 - 2f - f_{rr}(\xi_1 + \xi_2)^2/4 = -f_{rr}\xi_1\xi_2. \end{aligned}$$

Тогда

$$\begin{aligned} \ddot{\xi}_1 &= -2(\xi_1 - \xi_1^3) - 2f_r\xi_2 - f_{rrr}(3\xi_1^2\xi_2 + \xi_2^3)/12, \\ \ddot{\xi}_2 &= -2(\xi_2 - \xi_2^3) - 2f_r\xi_1 - f_{rrr}(3\xi_2^2\xi_1 + \xi_1^3)/12, \quad \ddot{r} = -f_{rr}\xi_1\xi_2. \end{aligned}$$

Т. к. r меняется во втором приближении, то его изменением в уравнениях для ξ_1 и ξ_2 пренебрегалось с самого начала.

Первое приближение (линейное)

В линейном приближении урдвиг

$$\ddot{\xi}_1 = -2\xi_1 - 2f_r\xi_2, \quad \ddot{\xi}_2 = -2\xi_2 - 2f_r\xi_1, \quad \ddot{r} = 0.$$

Решение ищется в виде $\xi_j = a_j e^{-i\omega t}$.

$$-\omega^2 a_1 = -2a_1 - 2f_r a_2, \quad -\omega^2 a_2 = -2a_2 - 2f_r a_1.$$

Собственные частоты в единицах $\omega_\Lambda^2/2$ есть $\omega_\pm^2 = 2(1 \mp f_r)$, или

$\omega_{\pm}^2 = \omega_{\Lambda}^2(1 \mp f_r)$. f_r описывает влияние соседней пары: $f_r < 0$ при $r^2 > 1/2$. Собственные частоты $\omega_{\pm}$ соответствуют собственным колебаниям в переменных $\xi_{\pm} = (\xi_1 \pm \xi_2)$:

$$\ddot{\xi}_{\pm} = -2\xi_1 - 2f_r\xi_2 \mp (2\xi_2 + 2f_r\xi_1) = -2(1 \pm f_r)(\xi_1 \pm \xi_2).$$

ξ_+ колеблются с меньшей частотой ω_- , а ξ_- — с большей ω_+ .

Если пары колеблются в фазе $\xi_1 \approx \xi_2$ и $r^2 > 1/2$, то удсила меньшеет с расстоянием. Пара притягивает ближний к ней гдэн другой пары и отталкивает дальний, но слабее. Центры пар сближаются — пары притягиваются.

Если пары колеблются в противофазе $\xi_1 \approx -\xi_2$, то пары отталкиваются.

Второе приближение (нелинейное)

В нелинейном приближении находится изменение расстояния между парами ГП

$$\ddot{r} = -f_{rr}\xi_1\xi_2 = -f_{rr}(\xi_+^2 - \xi_-^2)/4, \quad (16)$$

где справа стоят решения первого приближения. Подставляя собственные гармоники в виде $\xi_{\pm} = a_{\pm} \cos \Phi_{\pm}$, $\Phi_{\pm} = \omega_{\pm}t + \phi_{\pm}$, получим

$$\xi_+^2 - \xi_-^2 = a_+^2 \cos^2 \Phi_+ - a_-^2 \cos^2 \Phi_- = a_+^2(1 + \cos 2\Phi_+)/2 - a_-^2(1 + \cos 2\Phi_-)/2 = (a_+^2 - a_-^2 + a_+^2 \cos 2\Phi_+ - a_-^2 \cos 2\Phi_-)/2.$$

Удсила взаимодействия пар $f = \ddot{r} = -f_{rr}(a_+^2 - a_-^2 + a_+^2 \cos 2\Phi_+ - a_-^2 \cos 2\Phi_-)/8$.

Без учёта вторых гармоник (усреднение за период колебаний) **удсила медленного взаимодействия пар ГП** есть

$$\bar{f} = f_{rr}(a_+^2 - a_-^2)/8$$

Из (14) f_{rr} меняет знак при $r_0^2 = 3/2$.

Если пары ГП колеблются противофазно $a_-^2 > a_+^2$, то $\bar{f} > 0$ при $r > r_0$ (отталкивание пар) и $\bar{f} < 0$ при $r < r_0$ (притяжение пар). r_0 — точка неустойчивого равновесия.

Если пары ГП колеблются софазно $a_-^2 < a_+^2$, то r_0 — точка устойчивого равновесия, около которой пары колеблются. Разлагая вблизи неё $f_{rr} = f_{rrr}(r_0)(r - r_0)$, получим уравнение колебаний

$$\ddot{r} = f_{rrr}(r_0)(a_-^2 - a_+^2)(r - r_0)/8 = -\Omega^2(r - r_0).$$

Ω — частота усреднённых колебаний пар ГП около r_0 :

$$\Omega^2 = f_{rrr}(r_0)(a_+^2 - a_-^2)/8 \approx (a_+^2 - a_-^2)/3,$$

где из (14) следует $f_{rrr}(r_0) = 2.7$. Т. к. $a_{\pm} \sim \xi \ll r \sim r_0$, то $a_+^2 - a_-^2 \ll 3/2$ и $\Omega^2 \ll 1/2 = \omega_{\Lambda}^2/8$.

6 Среда мира

Результаты, полученные по взаимодействию через двиг, позволяют продолжить исследование развития и строения среды нашего мира. Было показано, что мир может возникнуть из начального внепространственного шума (2, 3) при его ослаблении с сохранением флуктуаций. Мир не создаётся и не развивается, а проявляется из первошума-хаоса.

При ослаблении шума его сохранённые флуктуации выделяются из шума, когда их амплитуды более чем вдвое превышают среднюю амплитуду шума. Возможно, что каждое уменьшение шума в 2-4 раза сопровождается образованием новой ступени надшумных гдэнов из сохранённых флуктуаций предыдущей ступени. Здесь, в отличие от внепространственного первошума, флуктуации шума имеют место и ширину $\sim 1/S$, где S — их амплитуда, суммарная по всем ступеням надшумности, $S \sim 2^n$, где n — число ступеней.

Пространственная неопределённость гдэнов $\Delta\alpha = S\Delta\varphi \sim 2$. Гдэны внешне не различаются, если расстояние между их центрами $r < 2$. В этом случае вместо частотола гдэнов, ступень состоит из их плато, над которым флуктуирует текущий шум. Пространственное постоянство ступени ведёт к её незаметности, а энергия может отсчитываться от энергетического уровня ступени. Заметными остаются только возвышения над ступенью. Это текущий шум с дисперсией, взятой за единицу действия, и надшумные гдэны, образующие строение мира.

Можно сделать простую оценку числа ступеней ослабления шума. Сейчас размер вселенной оценивается в 10^{27} метра. Размер гдэна меньше размера сердцевин протона 10^{-16} м [11] и не больше размера электрона $10^{-17} - 10^{-20} \sim 10^{-19}$ м [12, 13] (см. "Частицы"). Если вселенная занимает всё пространство мест, то вдоль каждой прямой в ней может поместиться $\sim 10^{46}$ гдэнов, или $\sim 10^{138}$ гдэнов во вселенной. Для этого необходима амплитуда гдэна $\sim 10^{46} \sim 2^{153}$ в единицах шума, что даёт число ступеней надшумности $n \sim 153$ при удвоении амплитуд от ступени к ступени. Если сейчас шум $\sim \hbar = 10^{-27}$ эргс, то первошум имеет амплитуду $S_0 \sim 10^{19}$ эргс. Такая мощь скрывается за "пустотой" нашего пространства.

Наш мир расположен на мощной, но незаметной для нас основе. Флуктуации его шума дают нулевые колебания "физического вакуума", над которыми выделяются относительно редкие частицы. Эти флуктуации пространственно различимы, в отличие от первошума. Хотя частицы заметно размыты шумом (квантовая неопределённость), они имеют про-

странственное расположение.

Гдэны и противогдэны γ -взаимодействием соединяются в пары $\Gamma^3\gamma\Pi^3$, которые G-взаимодействием (13) связываются в устойчивую среду. Относительный сдвиг гдэна и противогдэна в паре определяет поляризацию этой среды. Далее будет показано, что она есть электрическое поле. Тогда среда, как носитель этого поля, есть гипотетический **эфир** Э. Элементы эфира можно назвать **эфироны** $\varepsilon = \Gamma^3\gamma\Pi^3$.

Составляющие нейтрино гдэны и противогдэны, колеблясь противофазно, в свободном состоянии имеют равные по величине и противоположные по знаку амплитуды. Нейтрино, в среднем, нейтральны и участвуют только во всеобщем G-взаимодействии (13), которое намного слабее γ -взаимодействия. В поляризованном эфире его можно не учитывать, но в отсутствии поляризации оно становится основным.

Т. о. **материя нашего мира** составлена основным образом из эфиронов и нейтрино, объединённых в эфней. Её плотность ρ не менее плотности эфира. Она грубо оценивается через массу эфирона (порядка массы нейтрино 10^{-37} кг — см. "Частицы") и расстояние r между ними (не более размера электрона $\sim 10^{-19}$ м [12, 13]). Тогда $\rho \sim 10^{20}$ кг/м³, что больше плотности ядерного вещества. Плотность вещества во вселенной оценивается в $\sim 10^{-26}$ кг/м³. Разница на 46 порядков. Но эфней только возвышается над верхней ступенью основания, которая сама на 40 порядков больше современного шума $\sim \hbar$. Тогда вся известная науке энергия-масса ничтожно мала по сравнению с энергией её основы.

7 Поляризация среды

Используется модель однородного эфира, занимающего всё пространство мест. Он состоит из эфиронов, гдэны которых имеют одинаковые средние амплитуды $\bar{S}_u$. Расстояния r между эфиронами считаются одинаковыми. За координатные оси трёхмерного пространства берутся измеры (10). Образуется решётка связанных маятников ГП.

Пусть смещение гдэнов в эфире направлено вдоль оси l , которая становится для него продольной. Для упрощения из двух оставшихся поперечных осей будет рассматриваться только одна ось j . Добавить к результатам другую ось k не трудно. Эфироны $\varepsilon(j, l)$ отмечаются на осях целыми числами j, l . α_{jl}^Γ и α_{jl}^Π — места (13) гдэнов и противогдэнов в $\varepsilon(j, l)$. $\xi_{jl} = \alpha_{jl}^\Gamma - \alpha_{jl}^\Pi$ — разности их мест вдоль оси l (поляризация).

Учитывается взаимодействие эфиронов только с ближайшими соседями — по два вдоль каждой оси. U^Γ и U^Π — потенциалы γ -воздействия (13) на гдэн и противогдэн в $\varepsilon(j, l)$. Они складываются из потенциалов воздействия соседа по эфирону и соседних эфиронов $\varepsilon(j \pm 1, l)$ и $\varepsilon(j, l \pm 1)$
 $U^\Gamma = U^{\Gamma\Pi} + U_{j-1}^{\Gamma\Gamma} + U_{j-1}^{\Gamma\Pi} + U_{j+1}^{\Gamma\Gamma} + U_{j+1}^{\Gamma\Pi} + U_{l-1}^{\Gamma\Gamma} + U_{l-1}^{\Gamma\Pi} + U_{l+1}^{\Gamma\Gamma} + U_{l+1}^{\Gamma\Pi}$,
 $U^\Pi = U^{\Pi\Gamma} + U_{j-1}^{\Pi\Gamma} + U_{j-1}^{\Pi\Pi} + U_{j+1}^{\Pi\Gamma} + U_{j+1}^{\Pi\Pi} + U_{l-1}^{\Pi\Gamma} + U_{l-1}^{\Pi\Pi} + U_{l+1}^{\Pi\Gamma} + U_{l+1}^{\Pi\Pi}$.

Здесь верхними значками отмечены гдэн, находящийся под воздействием и воздействующий гдэн. Снизу обозначены воздействующие эфироны. Номера эфиронов j и l , находящихся под воздействием, опускаются. Потенциалы γ -воздействия (13) записаны в единицах γ и обозначениях (14)

$$\begin{aligned} U &\equiv U(r), \quad f \equiv f(r), \quad f_r \equiv f_r(r), \quad f_{rr} \equiv f_{rr}(r), \quad f_{rrr} \equiv f_{rrr}(r), \\ U^{\Gamma\Pi} &= U^{\Pi\Gamma} = -U(\xi), \quad U_{j\pm 1}^{\Gamma\Gamma} = UU(\alpha_{j\pm 1}^\Gamma - \alpha^\Gamma), \quad U_{j\pm 1}^{\Gamma\Pi} = -UU(\alpha_{j\pm 1}^\Pi - \alpha^\Gamma), \\ U_{l\pm 1}^{\Gamma\Gamma} &= U(\alpha_{l\pm 1}^\Gamma - \alpha^\Gamma), \quad U_{l\pm 1}^{\Gamma\Pi} = -U(\alpha_{l\pm 1}^\Pi - \alpha^\Gamma), \quad U_{j\pm 1}^{\Pi\Gamma} = -UU(\alpha_{j\pm 1}^\Gamma - \alpha^\Pi), \\ U_{j\pm 1}^{\Pi\Pi} &= UU(\alpha_{j\pm 1}^\Pi - \alpha^\Pi), \quad U_{l\pm 1}^{\Pi\Gamma} = -U(\alpha_{l\pm 1}^\Gamma - \alpha^\Pi), \quad U_{l\pm 1}^{\Pi\Pi} = U(\alpha_{l\pm 1}^\Pi - \alpha^\Pi), \\ &\text{Вводятся } \xi_i^\pm = (\xi_i \pm \xi)/2, \quad \xi_i^+ + \xi_i^- = \xi_i, \quad i = j \pm 1, l \pm 1. \end{aligned}$$

Тогда разности мест

$$\begin{aligned} \alpha_{j\pm 1}^\Gamma - \alpha^\Gamma &= \xi_{j\pm 1}^-, \quad \alpha_{j\pm 1}^\Pi - \alpha^\Pi = -\xi_{j\pm 1}^+, \quad \alpha_{l\pm 1}^\Gamma - \alpha^\Gamma = \pm r + \xi_{l\pm 1}^-, \\ \alpha_{l\pm 1}^\Pi - \alpha^\Pi &= \pm r - \xi_{l\pm 1}^+, \quad \alpha_{j\pm 1}^\Gamma - \alpha^\Pi = \xi_{j\pm 1}^+, \quad \alpha_{j\pm 1}^\Pi - \alpha^\Gamma = -\xi_{j\pm 1}^-, \\ \alpha_{l\pm 1}^\Gamma - \alpha^\Pi &= \pm r + \xi_{l\pm 1}^+, \quad \alpha_{l\pm 1}^\Pi - \alpha^\Gamma = \pm r - \xi_{l\pm 1}^-. \end{aligned}$$

Удсилы $f^\Gamma = -\partial U^\Gamma / \partial \alpha^\Gamma$, $f^\Pi = -\partial U^\Pi / \partial \alpha^\Pi$ записаны в единицах 2γ .

$$\begin{aligned} f^\Gamma &= f^{\Gamma\Pi} + f_{j-1}^{\Gamma\Gamma} + f_{j-1}^{\Gamma\Pi} + f_{j+1}^{\Gamma\Gamma} + f_{j+1}^{\Gamma\Pi} + f_{l-1}^{\Gamma\Gamma} + f_{l-1}^{\Gamma\Pi} + f_{l+1}^{\Gamma\Gamma} + f_{l+1}^{\Gamma\Pi}, \\ f^\Pi &= f^{\Pi\Gamma} + f_{j-1}^{\Pi\Gamma} + f_{j-1}^{\Pi\Pi} + f_{j+1}^{\Pi\Gamma} + f_{j+1}^{\Pi\Pi} + f_{l-1}^{\Pi\Gamma} + f_{l-1}^{\Pi\Pi} + f_{l+1}^{\Pi\Gamma} + f_{l+1}^{\Pi\Pi}, \\ f^{\Gamma\Pi} &= -f^{\Pi\Gamma} \text{ разлагается по степеням } \xi \text{ при } |\xi| \ll r \text{ до } \xi^3. \text{ Остальные} \\ &\text{удсилы разлагаются до } \xi. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} f^{\Gamma\Pi} &= -f^{\Pi\Gamma} = -f(\alpha^\Gamma - \alpha^\Pi) = -f(\xi) = -\xi e^{-\xi^2} = -\xi(1 - \xi^2), \\ f_{j\pm 1}^{\Gamma\Gamma} &= -Uf(\alpha_{j\pm 1}^\Gamma - \alpha^\Gamma) = -U\xi_{j\pm 1}^-, \quad f_{j\pm 1}^{\Gamma\Pi} = Uf(\alpha_{j\pm 1}^\Pi - \alpha^\Gamma) = -U\xi_{j\pm 1}^+, \\ f_{l\pm 1}^{\Gamma\Gamma} &= -f(\alpha_{l\pm 1}^\Gamma - \alpha^\Gamma) = -f(\pm r + \xi_{l\pm 1}^-) = -f(\pm r) - f_r(\pm r)\xi_{l\pm 1}^- = \mp f - f_r\xi_{l\pm 1}^-, \\ f_{l\pm 1}^{\Gamma\Pi} &= f(\alpha_{l\pm 1}^\Pi - \alpha^\Gamma) = f(\pm r - \xi_{l\pm 1}^+) = \pm f - f_r\xi_{l\pm 1}^+, \\ f_{j\pm 1}^{\Pi\Gamma} &= Uf(\alpha_{j\pm 1}^\Gamma - \alpha^\Pi) = U\xi_{j\pm 1}^+, \quad f_{j\pm 1}^{\Pi\Pi} = -Uf(\alpha_{j\pm 1}^\Pi - \alpha^\Pi) = U\xi_{j\pm 1}^-, \\ f_{l\pm 1}^{\Pi\Gamma} &= f(\alpha_{l\pm 1}^\Gamma - \alpha^\Pi) = f(\pm r + \xi_{l\pm 1}^+) = \pm f + f_r\xi_{l\pm 1}^+, \\ f_{l\pm 1}^{\Pi\Pi} &= -f(\alpha_{l\pm 1}^\Pi - \alpha^\Pi) = -f(\pm r - \xi_{l\pm 1}^-) = \mp f + f_r\xi_{l\pm 1}^-. \end{aligned}$$

В урдвиг $\xi = f^\Gamma - f^\Pi$ входят разности сил

$$\begin{aligned} f^{\Gamma\Pi} - f^{\Pi\Gamma} &= 2f^{\Gamma\Pi} = -2\xi(1 - \xi^2), \\ (f^{\Gamma\Gamma} + f^{\Gamma\Pi} - f^{\Pi\Gamma} - f^{\Pi\Pi})_{j\pm 1} &= -U \cdot (\xi_{j\pm 1}^- + \xi_{j\pm 1}^+ + \xi_{j\pm 1}^+ + \xi_{j\pm 1}^-) = -2U\xi_{j\pm 1}, \\ (f^{\Gamma\Gamma} + f^{\Gamma\Pi} - f^{\Pi\Gamma} - f^{\Pi\Pi})_{l\pm 1} &= \mp f - f_r\xi_{l\pm 1}^\pm \pm f - f_r\xi_{l\pm 1}^\pm \mp f - f_r\xi_{l\pm 1}^\pm \pm f - f_r\xi_{l\pm 1}^\pm = \\ &= -2f_r(\xi_{l\pm 1}^- + \xi_{l\pm 1}^+) = -2f_r\xi_{l\pm 1}, \\ f^\Gamma - f^\Pi &= -2\xi(1 - \xi^2) - 2U\xi_{j+1} - 2U\xi_{j-1} - 2f_r\xi_{l+1} - 2f_r\xi_{l-1}. \end{aligned}$$

Уравнение поляризации

Уравнение относительного движения гдэнов в эфироне, записанное в единицах $2\gamma = \omega_\Lambda^2/2$ и обозначениях (14) есть

$$\ddot{\xi} = -\partial U^\Pi / \partial \alpha^\Pi = f^\Gamma - f^\Pi = -2[\xi(1-\xi^2) + U \cdot (\xi_{j+1} + \xi_{j-1}) + f_r \cdot (\xi_{l+1} + \xi_{l-1})].$$

Для перехода к решёточным производным пишется

$$\begin{aligned} \xi_{j+1} + \xi_{j-1} &= (\xi_{j+1} - \xi) - (\xi - \xi_{j-1}) + 2\xi = \\ &= (\Delta\xi/\Delta j)_{j+1/2} - (\Delta\xi/\Delta j)_{j-1/2} + 2\xi = \Delta^2\xi/\Delta j^2 + 2\xi, \\ \xi_{l+1} + \xi_{l-1} &= \Delta^2\xi/\Delta l^2 + 2\xi. \end{aligned}$$

Тогда

$$\ddot{\xi} = -2[\xi(1-\xi^2) + U(\Delta^2\xi/\Delta j^2 + 2\xi) + f_r(\Delta^2\xi/\Delta l^2 + 2\xi)].$$

Для перехода к обычным в этой работе переменным, правая часть умножается на $\omega_\Lambda^2/2$ и вводятся $c^2 = \omega_\Lambda^2 U$, $c_l^2 = -\omega_\Lambda^2 f_r$. $c_l^2 > 0$ при $r^2 > 1/2$.

$$\ddot{\xi} = -(\omega_\Lambda^2 + 2c^2 - 2c_l^2)\xi - c^2\Delta^2\xi/\Delta j^2 + c_l^2\Delta^2\xi/\Delta l^2 + \omega_\Lambda^2\xi^3,$$

Для перехода к трёхмерному пространству в полученное уравнение добавляется вторая поперечная ось k . Теперь

$$\begin{aligned} \ddot{\xi} &= (-\omega_0^2 + \Delta_c + \omega_\Lambda^2\xi^2)\xi, \quad \omega_0^2 = \omega_\Lambda^2 + 4c^2 - 2c_l^2, \\ \Delta_c &= -c^2\left(\frac{\Delta^2}{\Delta j^2} + \frac{\Delta^2}{\Delta k^2}\right) + c_l^2\frac{\Delta^2}{\Delta l^2}, \quad c^2 = \omega_\Lambda^2 U, \quad c_l^2 = -\omega_\Lambda^2 f_r. \end{aligned} \quad (17)$$

Здесь $\mathbf{x} = \{j, k, l, \}$ — целочисленный вектор координат (номеров) эфиронов, отмечающий их расположение на двух поперечных j, k и продольной l осях. В пространстве мест — это вектор $r\mathbf{x}$.

c и c_l — поперечная и продольная скорости переноса. Δ_c описывает перенос поляризации эфиронов по пространству. Минус перед c^2 означает обратный перенос вдоль поперечных осей. Плюс перед c_l^2 — прямой перенос вдоль продольной оси.

ω_0 — частота колебаний гдэнов в эфироне, на которую повлияло взаимодействие с соседними эфиронами. Она же есть удельный импульс этого колебания, или его удельная внешняя энергия — импульс, или внешн кванта, если использовать квантование колебаний в шуме.

ω_0^2 — удельная внутренняя энергия колебания гдэнов в эфироне, или внутэн кванта. Он состоит из внутэна ω_Λ^2 колебаний свободного от воздействий эфирона (маятника ГП) (15) и внутэнов переноса колебаний по решётке.

Влияние ξ -поля поляризации эфиронов на расстояние между ними можно найти, используя разложение действующих на гдэны сил по степеням ξ . Но проще исходить из взаимодействия маятников ГП (16), где

$\ddot{r} = -f_{rr}\xi_1\xi_2$. В этом ускорении участвуют смещения обоих маятников. Они одинаковые, но противоположные. Тогда ускорение левого маятника, который принят за эфирон в точке l есть $f_{rr}\xi\xi_{l+1}/2$. Такое же ускорение, но в обратную сторону, будет от воздействия эфирона в точке $l-1$: $-f_{rr}\xi\xi_{l-1}/2$. Теперь ускорение эфирона в точке l есть $f_{rr}\xi(\xi_{l+1} - \xi_{l-1})/2 = f_{rr}\xi(\Delta\xi/\Delta l)_l = f_{rr}(\Delta\xi^2/\Delta l)_l/2$.

Ускорение эфирона в точке $l+1$: $f_{rr}(\Delta\xi^2/\Delta l)_{l+1}/2$. Их разница $[f_{rr}(\Delta\xi^2/\Delta l)_{l+1} - f_{rr}(\Delta\xi^2/\Delta l)_l]/2 = f_{rr}(\Delta^2\xi^2/\Delta l^2)_{l+1/2}/2$.

После переноса в точку j, k, l

$$\ddot{r} = -f_{rr}(\Delta^2\xi^2/\Delta l^2)/2. \quad (18)$$

Влияние соседних эфиронов на поперечных осях не учитывается, т. к. оно имеет третий порядок малости по ξ/r .

8 Волны поляризации

Дисперсионное уравнение

Дисперсионное уравнение (**диспур**) выводится из линейной части (17) подстановкой ξ в виде гармоник $\xi(\mathbf{x}, t) = Re[\psi \exp\{-i\omega t + i\mathbf{q}\mathbf{x}\}]$, где $\mathbf{q} = \{q_j, q_k, q_l\}$ — волновой вектор, $\mathbf{x} = \{j, k, l\}$ — координата в номерах эфиронов. Тогда $\ddot{\xi} = -\omega^2\xi$, $\Delta^2\xi/\Delta\mathbf{x}^2 = \xi_{\mathbf{x}+1} + \xi_{\mathbf{x}-1} - 2\xi = (e^{i\mathbf{q}} + e^{-i\mathbf{q}} - 2)\xi = 2(\cos\mathbf{q} - 1)\xi = 4\xi \sin^2(\mathbf{q}/2)$, и **диспур ξ -волн в решётке эфира**

$$\begin{aligned} \omega^2 &= \omega_\Lambda^2 + 2[c^2(\cos q_j + \cos q_k) - c_l^2 \cos q_l] = \\ &= \omega_0^2 + 4c^2[\sin^2(q_j/2) + \sin^2(q_k/2)] - 4c_l^2 \sin^2(q_l/2), \quad (19) \\ V_{j,k} &= -(c^2/\omega) \sin q_{j,k}, \quad V_l = (c_l^2/\omega) \sin q_l, \end{aligned}$$

где $\mathbf{V} = d\omega/d\mathbf{q} = \{V_j, V_k, V_l\}$ — вектор групповой скорости.

$$\omega_0^2/\omega_\Lambda^2 = 1 + 4U + 2f_r = 1 + (6 - 4r^2)U = 1 + 2(3 - 2r^2)U.$$

Его минимум находится из $d[(3 - 2r^2)e^{-r^2}]/dr = (-5 + 2r^2)e^{-r^2} = 0$. Он достигается при $r^2 = 5/2$ и равен $\min(\omega_0^2/\omega_\Lambda^2) = 1 + 2(3 - 5)e^{-5/2} \approx 2/3 > 0$.

Внутэн кванта колебаний гдэнов в эфироне ω_0^2 всегда положительный.

Диспур есть баланс внутренних энергий колебаний и их переноса по решётке. Множитель 2 перед c^2 и c_l^2 в первой строке (19) отмечает симметричность переноса в обе стороны каждой оси.

Продольная волна — прямая, т. к. в ней групповая скорость направлена в одну сторону с импульсом кванта волны $q_l V_l > 0$, а поперечная — обратная $q_{j,k} V_{j,k} < 0$. Это определяется особенностями взаимодействия эфиронов с соседями. Используемое в этой работе приближение взаимодействия только с ближайшими соседями справедливо для убывающих с расстоянием межэфиронных сил $\sim r e^{-r^2}$ (14), или при $r^2 > 1/2$. Смена роста сил с расстоянием при $r^2 < 1/2$ на их убывание при $r^2 > 1/2$ обуславливает разный характер взаимодействия эфиронов с соседями по поперечным и продольной осям для длинных и коротких волн.

Для длинных волн $|q| < \pi/2$ гдэны соседних эфиронов колеблются софазно. Притяжению гдэнов и противоэдэнов в эфироне противостоит их притяжение к соседям по продольной оси. Оно уменьшает частоту колебаний гдэнов в эфироне и увеличивает перенос энергии к соседям по этой оси. Соседи по поперечной оси, в своей проекции на продольную ось, пересекаются. Их воздействие усиливает притяжение гдэнов в эфироне и переносит туда энергию от соседей по поперечной оси. В (17, 19) это отражается разными знаками перед c^2 и c_l^2 .

Для коротких волн $|q| > \pi/2$ колебания гдэнов соседних эфиронов противофазны. Притяжение к соседям, бывшее для длинных волн, сменяется отталкиванием (и обратно) вместе со сменой направлений переноса энергии и сменой знаков перед c^2 и c_l^2 в (17, 19).

Длинноволновое представление коротких волн

В (19) представлены все возможные в решётке эфиронов длины волн. Если необходимый в дальнейшем переход к приближению сплошной среды делать только устремляя волновой вектор к нулю, то короткие волны теряются вместе со свим вкладом в баланс энергии. Этой потери можно избежать введением представления коротких волн в области длинных волн.

Для коротких ξ -волн колебания в соседних эфирах, отличаясь по фазе на $\delta\Phi = q > \pi/2$, противофазны: $|\delta\xi/\xi| \sim |1 - e^{iq}| \sim 1 \div 2$. Но если следить за изменением их колебаний через эфирон, то они снова приблизительно софазны $|\delta\xi/\xi| < 1$, $\delta\Phi = 2q > \pi$. С учётом периода фазы $\delta\Phi = 2q - 2\pi < 0$ и $|\delta\Phi| < \pi/2$. Т. о. при слежении за короткой волной через эфирон, она видится как длинная, но уже не волна в обычном смысле, а псевдоволна. Чем короче волна, тем длиннее представляющая её псевдоволна. Они совпадают при $q = \pm\pi/2$.

Псевдоволна состоит из двух частей, расположенных через эфирон и колеблющихся, в основном, противофазно. В ней объединены волна

и противоволна (квант и антиквант). При возврате к описанию псевдоволны, как существующей как-бы в каждом эфироне, для неё получится волновое число $q - \pi$ и $\cos(q - \pi) = -\cos q$. После замены $q - \pi$ на q в объединённом для волн и псевдоволн диспуре, короткие волны представляются длинными псевдоволнами с изменением знака перед $\sin^2(q/2)$, а область волновых чисел сокращается до $|q| < \pi/2$. Вместо (19) будет

$$\omega^2 = \omega_0^2 + 4c^2[\mp \sin^2(q_j/2) \mp \sin^2(q_k/2)] \pm 4c_l^2 \sin^2(q_l/2),$$

$$\omega_0^2 = \omega_\Lambda^2 + 2c^2(\pm 1 \pm 1) \mp 2c_l^2, \quad |q| < \pi/2.$$

Для каждой оси имеется волна (верхний знак) и псевдоволна (нижний знак). Из этих шести волновых ветвей наименьшей энергией обладает **ветвь наименьшей частоты**. Её уравнение поляризации, заменяющее (17), и диспур

$$\omega^2 = \omega_0^2 + 4c^2(\sin^2 \frac{q_j}{2} + \sin^2 \frac{q_k}{2}) + 4c_l^2 \sin^2 \frac{q_l}{2}, \quad \omega_0^2 = \omega_\Lambda^2 - 4c^2 - 2c_l^2,$$

$$\ddot{\xi} = -\omega_0^2 \xi + c^2(\frac{\Delta^2 \xi}{\Delta j^2} + \frac{\Delta^2 \xi}{\Delta k^2}) + c_l^2 \frac{\Delta^2 \xi}{\Delta l^2} + \omega_\Lambda^2 \xi^3, \quad (20)$$

$$V_{j,k} = (c^2/\omega) \sin q_{j,k}, \quad V_l = (c_l^2/\omega) \sin q_l.$$

Это единственная устойчивая и прямая по всем осям волновая ветвь. Остальные ветви, даже будучи возбуждёнными, перейдут на неё.

К этому выводу можно прийти следующим рассуждением. Пусть имеется эфирон с колеблющимися в нём гдэнами. Его смещённый гдэн в соседнем невозбуждённом эфироне будет притягивать противогдэн и возбуждать там софазные колебания, передавая им свою энергию. Сосед точно также будет возбуждать следующий за ним эфирон. По эфиру пойдёт прямая волна, в которой энергия передаётся от большего колебания к меньшему. В обратной же волне энергия переносится от эфирона с меньшим колебанием к эфирону с большим. А тот, в свою очередь, будет возбуждать в первом эфироне софазные колебания и передавать им свою энергию. Так энергия будет перекачиваться из обратной волны в прямую до полного исчезновения обратной волны. Останется только прямая по всем осям волновая ветвь (20), имеющая наименьшую частоту.

В длинноволновом приближении (сплошной среды) из (20) следует

$$\ddot{\xi} = -\omega_0^2 \xi + c^2(\partial^2 \xi / \partial j^2 + \partial^2 \xi / \partial k^2) + c_l^2 \partial^2 \xi / \partial l^2 + \omega_\Lambda^2 \xi^3, \quad (21)$$

$$\omega^2 = \omega_0^2 + c^2(q_j^2 + q_k^2) + c_l^2 q_l^2, \quad V_{j,k} = (c^2/\omega) q_{j,k}, \quad V_l = (c_l^2/\omega) q_l,$$

где j, k, l теперь непрерывные координаты в единицах расстояния между эфирами.

При переходе к векторному представлению вводится вектор $\xi = \{\xi_j, \xi_k, \xi_l, \}$ и учитывается различие поперечных ξ_t и продольных ξ_l полей: $\xi = \xi_t + \xi_l$, $div \xi_t = 0$, $rot \xi_l = 0$. В лапласиане $\Delta = graddiv - rotrot$ выделяются продольная $\Delta_l = graddiv$ и поперечная $\Delta_t = -rotrot$ части. Тогда

$$\begin{aligned} \ddot{\xi} + \omega_0^2 \xi &= c^2 \Delta_t \xi + c_l^2 \Delta_l \xi + \omega_\Lambda^2 \xi^2 \xi, \\ \omega^2 &= \omega_0^2 + c^2 q_t^2 + c_l^2 q_l^2, \quad \mathbf{V}_t = c \mathbf{q}_t, \quad \mathbf{V}_l = c \mathbf{q}_l. \end{aligned} \quad (22)$$

Здесь введены векторы поперечной $\mathbf{V}_t$ и продольной $\mathbf{V}_l$ групповых скоростей, выраженные через поперечный $\mathbf{q}_t$ и продольный $\mathbf{q}_l$ волновые векторы. Левая часть уравнения поляризации описывает колебания в эфире, а правая — их перенос и влияние нелинейности. Эти уравнения обобщают уравнение Клейна-Фока-Гордона (урКФГ) [15]–[18] на случай присутствия продольных волн, если в нём заменить скаляр волновой функции на вектор поляризации эфиронов.

Уравнения (22) удобно разложить на отдельные урКФГ для ξ_t и ξ_l , которые связаны только нелинейностью

$$\begin{aligned} \ddot{\xi}_{t,l} + \omega_0^2 \xi_{t,l} &= c_{t,l}^2 \Delta_{t,l} \xi_{t,l} + \omega_\Lambda^2 \xi^2 \xi_{t,l}, \\ \omega_{t,l}^2 &= \omega_0^2 + c^2 q_{t,l}^2, \quad V_{t,l} = c_{t,l} q_{t,l} / \omega_{t,l}, \quad c_t = c. \end{aligned} \quad (23)$$

Безмассовая волна

Если в (20–23) имеется $\omega_0^2 = 0$, то притяжение гдэна и противоэдэна в эфире уравновешивается притяжением соседей. На продольной оси образуется безразличное состояние. В нём поле волны без сопротивления смещает Γ^3 и Π^3 эфирина, создавая экранирующее себя в этом направлении поле. Способность продольного распространения волны теряется. Волна сама себя делает поперечной.

Если $\omega_0^2 < 0$, то притяжение соседей при распространении волны разрушает эфирон, освобождая его гдэны. Граница распада эфирина в волне $\omega_0^2 = 0$, или из (20, 14) $\omega_\Lambda^2 = 4c^2 + 2c_l^2 = 4\omega_\Lambda^2 U + 2(2r^2 - 1)\omega_\Lambda^2 U$, $2(1 + 2r^2) = e^{r^2}$, $r^2 = r_0^2 \approx 5/2$. Если $r < r_0$, или $\omega_0^2 < 0$, то разрушение эфиронов и последующая перестройка эфира увеличивают r , делая границу распада устойчивой к уменьшению расстояния между эфирами. Отклонение $r_0 - r$ влияет

на плотность числа частиц во вселенной. Т. к. она много меньше плотности эфира, то $r_0 - r \ll r_0$.

При $\omega_0^2 = 0$ из (20) следуют **уравнения поперечной волны** ξ_t в решётке эфиронов.

$$\ddot{\xi}_t = c^2 \left(\frac{\Delta^2 \xi_t}{\Delta j^2} + \frac{\Delta^2 \xi_t}{\Delta k^2} \right) + \omega_\Lambda^2 \xi_t^3, \quad \omega^2 = 4c^2 \left(\sin^2 \frac{q_j}{2} + \sin^2 \frac{q_k}{2} \right), \quad V_{j,k} = \frac{\sin q_{j,k}}{M}. \quad (24)$$

Здесь $M = \omega/c^2$ понимается как масса движущегося кванта волны, которая связывает его скорость $V_{j,k}$ и импульс $q_{j,k}$. Масса покоя кванта $m = \omega_0/c^2 = 0$. Такую волну принято называть безмассовой.

Скорость кванта не постоянна

$$V^2 = V_j^2 + V_k^2 = \frac{c^2(\sin^2 q_j + \sin^2 q_k)}{4[\sin^2(q_j/2) + \sin^2(q_k/2)]}. \quad (25)$$

Она меняется от c при $q_j = q_k = 0$ до $c/2$ при $q_j = q_k = \pm\pi/2$. Т. о. **безмассовая волна** есть прямая поперечная псевдоволна с переменной скоростью.

В приближении сплошной среды из (23, 24) для поперечной волны следуют векторные уравнения

$$\ddot{\xi}_t = -c^2 \text{rotrot} \xi_t + \omega_\Lambda^2 \xi_t^3, \quad \text{div} \xi_t = 0, \quad \omega = cq_t, \quad V_t = c. \quad (26)$$

Скорость кванта становится постоянной.

9 Электрическое поле

Поле гдэна в эфире. Пусть в эфире посередине между эфиронами находится дополнительный гдэн Γ^3 . Его потенциальное поле (13) действует на ближайшие к нему эфироны и создаёт в эфире возмущённую гдэном область. При этом основным будет первый член U_γ разложения потенциала (13). Под его влиянием ближайшие к Γ^3 эфироны поляризуются, образуя граничные условия для поля поляризации эфира. . При $\omega_0 = 0$ это постоянное и радиальное поле $\xi(R)$, где R — расстояние от центра Γ^3 , находится в приближении сплошной среды из $\Delta_l \xi = 0$ уравнения (23):: $\Delta_l \xi = \text{graddiv} \xi_l = d[R^{-2}d(R^2\xi)/dR]dR = 0$. Его убывающее с расстоянием R решение $\xi(R) = \xi(r/2)r^2/4R^2$, где r — расстояние между эфиронами, записывается в виде

$$\xi(R) = e/R^2. \quad (27)$$

Конечный внутренний радиус поля гдэна обуславливает его конечную энергию в эфире.

Уравнения Максвелла

В приближении сплошной среды для безмассовой поперечной волны $\xi = \xi_t$ линейная часть уравнения (23) есть $\ddot{\xi} = -c^2 \text{rot} \text{rot} \xi$. Т. к. $\dot{\xi}$ тоже поперечный вектор, то его можно записать как ротор векторной функции $\dot{\xi} = \text{crot} \mathbf{b}$. Тогда $\ddot{\xi} = \text{crot} \dot{\mathbf{b}}$, $\dot{\mathbf{b}} = -\text{crot} \xi$, $\text{div} \dot{\mathbf{b}} = 0$. Т. к. нет причин для введения b -заряда, то $\text{div} \mathbf{b} = 0$. Полученная система уравнений $\dot{\xi} = \text{crot} \mathbf{b}$, $\dot{\mathbf{b}} = -\text{crot} \xi$, $\text{div} \xi = \text{div} \mathbf{b} = 0$ совпадает с уравнениями Максвелла для электромагнитного поля в отсутствие зарядов и токов.

Зарядами в эфире являются отдельные гдэны или противогдэны с полем (27). Это поле Кулона, которое по теореме Остроградского-Гаусса приводит к закону Гаусса: Для малой сферы радиуса R интеграл по её объёму от $\text{div} \xi$ равен интегралу по её поверхности от $\xi \mathbf{n}$, где $\mathbf{n}$ — внешняя нормаль сферы.

$$\frac{4}{3}\pi R^3 \text{div} \xi = \int \text{div} \xi d^3x = \oint \xi \mathbf{n} d^2x = 4\pi R^2 \xi(R) = 4\pi e = 4\pi \frac{4\pi}{3} \rho R^3,$$

где ρ объёмная плотность заряда в сфере. Отсюда $\text{div} \xi = 4\pi\rho$. Из уравнения непрерывности $\dot{\rho} + \text{div} \mathbf{j} = 0$, где $\mathbf{j}$ — объёмная плотность тока, следует $\text{div} \dot{\xi} = 4\pi\dot{\rho} = -4\pi \text{div} \mathbf{j}$ и $\dot{\xi} = -4\pi \mathbf{j}$.

В линейном приближении поля складываются и образуется система уравнений

$$\dot{\xi} = \text{crot} \mathbf{b} - 4\pi \mathbf{j}, \quad \text{div} \xi = 4\pi\rho, \quad \dot{\mathbf{b}} = -\text{crot} \xi, \quad \text{div} \mathbf{b} = 0. \quad (28)$$

Это уравнения Максвелла для напряжённости электрического поля ξ и индукции магнитного поля $\mathbf{b}$ в среде с электрическими зарядами и токами, имеющими объёмные плотности ρ и $\mathbf{j}$.

Итак **напряжённость электрического поля** есть поляризация эфиронов — разность мест гдэна Γ^3 и противогдэна Π^3 в эфирах. Магнитное поле характеризует её изменение во времени и не является основополагающим. Его можно без ущерба для смысла убрать из названия поля, оставив только прилагательное "электрический": электрическое поле (электрополе) и электрическая волна (электроволна). Введение магнитного поля, как отдельной сущности, уместно только в приложениях.

Электроволна есть безмассовая поперечная псевдоволна. Она содержит две противофазные составляющие (фотон и антифотон) в их

неразрывном единстве. Её длина волны $\lambda > 4$ в эфиронных единицах. Если взять расстояние между эфиронами порядка размера электрона $\sim 10^{-17} - 10^{-20}$ м [12, 13], то $\lambda > 4 \cdot 10^{-20}$ м, а частота волны менее 10^{28} Гц. Её групповая скорость (25) меняется от скорости света c для длинных волн до $c/2$ при $\lambda = 4$. Но длинноволновой предел сплошной среды (25), в котором она постоянна, охватывает все наблюдаемые волны.

10 Массивные поля

Электрополе существует, если расстояние r между эфиронами не превышает критического значения, обеспечивающего нулевую частоту ω_0 колебаний гдэнов в эфире. Присутствие в эфире дополнительного гдэна Γ^3 или Π^3 меняет r . Гдэн притягивает противогдэн и отталкивает гдэн соседнего эфирона. Если сила их взаимодействия убывает с расстоянием, то притяжение сильнее отталкивания. Ближайшие эфироны сдвигаются к гдэну, образуя вблизи него область разреженного эфира, в которой может существовать ξ -поле с $\omega_0^2 > 0$.

Пусть вблизи Γ^3 существует такая область с ξ -полем, подчиняющемся уравнениям (23). В ней постоянно может существовать продольное радиальное поле $\xi(R, t) = \xi_1(R) + \xi_2(R, t)$, где R — расстояние от гдэна. Оно состоит из постоянной части $\xi_1(R)$ и поля стационарных колебаний $\xi_2(R, t) = \text{Re}[\psi(R)e^{-i\omega_0(R)t}]$. Для $\xi_1(R)$ из $\ddot{\xi}_1 = 0$ следует $c_l^2 \Delta_l \xi_1 = \text{graddiv} \xi_1 = d[R^{-2}d(R^2 \xi_1)/dR]dR = \omega_0^2 \xi_1$.

Его решение, если не учитывать зависимости ω_0 от расстояния,

$$\xi_1(R) = A_1 R^{-2} (\omega_0 R / c_l + 1) e^{-\omega_0 R / c_l}.$$

Для $\xi_2(R, t)$ стационарность колебаний $\ddot{\xi} + \omega_0^2 \xi = 0$ означает отсутствие переноса, что приводит к уравнению

$$\Delta_l \xi_2 = d[R^{-2}d(R^2 \psi)/dR]dR e^{-i\omega_0 t} = 0$$

с убывающим решением $\psi(R) = A_2 / R^2$. Подставляя $\omega_0(R)$ как параметр, получим приближённое решение для поля гдэна

$$\xi(R, t) = A_1 \left(\frac{\omega_0}{R c_l} + \frac{1}{R^2} \right) e^{-\omega_0 R / c_l} + \frac{A_2}{R^2} e^{-i\omega_0 t}, \quad (29)$$

где A_1, A_2 — постоянные. В эфире наименьшим носителем заряда и тока является гдэн Γ^3 . В пространстве — это электрон или позитрон. Оставляя для Γ^3 положительный заряд, можно считать, что **гдэн есть основа позитрона**, а противогдэн — электрона. Тогда (29) качественно описы-

вает **поле позитрона и электрона**. Вдали от гдэна постоянное поле становится кулоновым (27), а стационарное отсутствует.

Из-за быстрого убывания напряжённости поля $\xi(R, t)$ с расстоянием, его энергия сосредоточена непосредственно вблизи гдэна $R \sim r$. Размер этой области не существен. В ней поле $\xi_2(R, t)$ медленнее убывает с расстоянием, чем $\xi_1(R)$, и ещё содержит энергию колебаний. Можно предположить, что именно в нём заключена наибольшая часть энергии поля частицы. Тогда энергию массивных стационарных ξ -колебаний вблизи гдэна можно считать параметром позитрона (электрона).

Когда гдэн начинает двигаться, вокруг него возникает поперечное поле ξ -колебаний, которое упрощённо можно считать замкнутым кольцом вокруг оси движения. Его стационарность в уравнении (23) обеспечивается условием $\Delta_t \xi = 0$, которое при осевой симметрии переходит в уравнение для амплитуды $d[R^{-1}d(R\psi)/dR]dR = 0$ с убывающим решением $\psi(R) \sim 1/R$. Т. к. характерный размер спада поля $\sim r$, то в переходной области энергия поперечных колебаний значительно медленнее убывает с удалением от гдэна, чем энергия продольных. Следует ожидать, что для движущихся частиц она будет основной.

Динамику поля ξ -колебаний удобно рассматривать используя уравнение для медленно меняющейся во времени амплитуды

$$\begin{aligned} \xi(\mathbf{x}, t) &= Re[\psi(\mathbf{x}, t)e^{-i\omega_0 t}]. \text{ Тогда, пренебрегая } \ddot{\psi}, \\ \ddot{\xi} &= (\ddot{\psi} - 2i\omega_0\dot{\psi} - \omega_0^2\psi)e^{-i\omega_0 t} \approx -(2i\omega_0\dot{\psi} + \omega_0^2\psi)e^{-i\omega_0 t}. \\ \text{Без нелинейности из (23) получается амплитудное уравнение} \\ -2i\omega_0\dot{\psi} &= c^2\Delta_t\psi + c_l^2\Delta_l\psi, \text{ или} \end{aligned}$$

$$-i\dot{\psi} = \frac{1}{2m_t}\Delta_t\psi + \frac{1}{2m_l}\Delta_l\psi, \quad m_t = \frac{\omega_0}{c^2}, \quad m_l = \frac{\omega_0}{c_l^2}. \quad (30)$$

где m_t и m_l — массы квантов поперечных и продольных колебаний, или **массы покоя** квантов соответствующих волн.

Это уравнение отличается от уравнения Шрёдингера (**урШ**) [6] векторной переменной и двумя видами полей. Если оставить только поперечное (или продольное) поле и круговую (или радиальную) компоненту вектора амплитуды, то по виду будет полное с ним совпадение

$$-i\dot{\psi} = \frac{1}{2m}\Delta\psi, \quad m = \{m_t, m_l\}, \quad \Delta = \{\Delta_t, \Delta_l\}. \quad (31)$$

В квантовой механике урШ описывает изменение волновой функции электрона. Здесь это уравнение динамики амплитуды колебаний ближайшего к гдэну ξ -поля. Их тождественность возможна, если это поле

составляет основу движения электрона. В большинстве случаев следует ожидать влияния поперечного поля. Тогда волновую функцию надо понимать как амплитуду колебаний поляризации эфирионов вокруг гдэна, а массу электрона, как массу кванта поперечного поля.

В (31) описывается изменение не величины ψ , а её относительного распределения в пространстве и времени. Если есть некоторое множество квантов, то $|\psi|^2$ даст их относительную плотность, что похоже на плотность вероятности.

Движение поперечного и продольного волновых пакетов (**квантов волн**), которые рассматриваются как набор близких по спектру волн, находится на основе (21). Они записываются в виде направленного вдоль оси l колебания на основной частоте $\omega(\mathbf{q})$ и его медленно меняющейся амплитуды

$$\begin{aligned}\xi(\mathbf{x}, t) &= \text{Re}\psi(\mathbf{x}, t)e^{i\Phi} = \psi e^{i\Phi}/2 + kc, \quad \Phi = -\omega t + \mathbf{q}\mathbf{x}, \quad \mathbf{q} = \{q_j, q_k, q_l\}, \\ \text{где } kc &\text{ означает комплексное сопряжение. Тогда, пренебрегая } \psi, \\ 2\ddot{\xi} &= -(2i\omega\dot{\psi} + \omega^2\psi)e^{i\Phi} + kc, \quad 2\partial^2\xi/\partial j^2 = \partial^2\psi/\partial j^2 - 2iq_j\partial\psi/\partial j - q_j^2\psi + kc. \\ \text{Так же и для оси } k. &\text{ В нелинейной части рассматривается только само-} \\ \text{действие и не учитываются гармоника } 2\Phi, 3\Phi. & \\ 8\xi^3 &= \psi^3 e^{3i\Phi} + 3\psi^2\psi^* e^{i\Phi} + \dots = 3|\psi|^2\psi e^{i\Phi} + kc.\end{aligned}$$

Теперь в (21)

$$\begin{aligned}-2i\omega\dot{\psi} - \omega^2\psi + \omega_0^2\psi &= c^2\partial^2\psi/\partial j^2 + c^2\partial^2\psi/\partial k^2 + c_l^2\partial^2\psi/\partial l^2 - \\ - 2i(c^2q_j\partial\psi/\partial j + c^2q_k\partial\psi/\partial k + c_l^2q_l\partial\psi/\partial l) &- (c^2q_j^2 + c_l^2q_l^2)\psi + 3\omega_\Lambda^2|\psi|^2\psi/8.\end{aligned}$$

После сокращения, вследствие диспур, остаётся

$$\begin{aligned}-2i\omega\dot{\psi} &= c^2\partial^2\psi/\partial j^2 + c^2\partial^2\psi/\partial k^2 + c_l^2\partial^2\psi/\partial l^2 - \\ - 2i\omega(V_j\partial\psi/\partial j + V_k\partial\psi/\partial k + V_l\partial\psi/\partial l) &+ 3\omega_\Lambda^2|\psi|^2\psi/8,\end{aligned}$$

где $\mathbf{V} = \{V_j, V_k, V_l\}$ — вектор групповой скорости. Подставляя в (21) получим векторное уравнение

$$-i\frac{d\psi}{dt} = \frac{1}{2M_t}\Delta_t\psi + \frac{1}{2M_l}\Delta_l\psi + \frac{3\omega_\Lambda^2|\psi|^2\psi}{8\omega}, \quad \frac{d\psi}{dt} = \frac{\partial\psi}{\partial t} + \mathbf{V}\frac{\partial\psi}{\partial\mathbf{x}}.$$

Здесь вектор $\psi = \{\psi_j, \psi_k, \psi_l\}$, d/dt производная по времени в системе отсчёта, движущейся со скоростью кванта; $M_t = \omega/c^2$, $M_l = \omega/c_l^2$ — поперечная и продольная массы движущихся квантов.

Теперь, как в (23), вводятся поперечная ψ_t и продольная ψ_l части вектора амплитуды $\psi = \psi_t + \psi_l$. Их уравнения

$$-i\frac{d\psi_{t,l}}{dt} = \frac{1}{2M_{t,l}}\Delta_{t,l}\psi_{t,l} + \frac{3\omega_\Lambda^2|\psi|^2\psi_{t,l}}{8\omega}, \quad (32)$$

где $\Delta_t/2M_t$ и $\Delta_l/2M_l$ описывают перенос колебаний. Если он и нелинейность отсутствуют, то строение квантов сохраняется.

Нелинейный член, в котором опущено взаимодействие волн, описывает только их самодействие $d\psi/dt = 3\omega_\Lambda^2|\psi|^2\psi/8\omega$. При этом $d|\psi|^2/dt = d(\psi\psi^*)/dt = \psi^*d\psi/dt + \psi d\psi^*/dt = 0$ и $|\psi|$ не меняется со временем. В кванте происходят колебания с частотой $\omega_k = 3\omega_\Lambda^2|\psi|^2/8\omega$, в которых имеется обмен энергией между $Im\psi$ и $Re\psi$. Они обусловлены нелинейностью колебаний гдэнов в эфирах.

Масса движущихся квантов связана с их массой покоя дисперсионным уравнением (значки t, l опущены)
 $\omega^2 = \omega_0^2 + c^2q^2$, $V = c^2q/\omega$, $\omega^2 = \omega_0^2 + \omega^2V^2/c^2$, $\omega^2 = \omega_0^2/(1 - V^2/c^2)$,
или

$$[M^2 = m^2/(1 - V^2/c^2)]_{t,l}, c_t = c. \quad (33)$$

Это известное соотношение масс механики Эйнштейна [3], полученное из рассмотрения волн в эфире, указывает на волновую природу движения тел. Использование в [3] только поперечной скорости (света) согласуется с тем, что основной вклад в их движение вносит поперечная часть массивного поля.

Если амплитуду ψ разложить по медленным гармоникам $\psi = \Psi \exp\{-i\Omega t + iQx\}$, то из (32) следует медленный дисперс $\Omega = Q^2/M$ с медленной групповой скоростью $v = d\Omega/dQ = Q/M$. Эти выражения совпадают с формулами связи кинетической энергии и скорости тела с импульсом Q и массой тела M . Амплитуда ξ -колебаний движется по законам механики тел. При $V \rightarrow 0$ имеем $\omega \rightarrow \omega_0$, $d\psi/dt = \partial\psi/\partial t$ и (32) переходит в урШ (31) для движения частиц (квантов волн) с массой (покоя) m .

Следовательно **масса и движение позитрона (электрона)** определяются окружающим их массивным ξ -полем (29-32), для которого гдэн является только затравкой.

11 Поле тяготения

Если поляризация эфиронов отсутствует, то остаётся чётная часть U_G потенциала взаимодействия через двиг (11). При $U_G > 0$ имеется всеобщее отталкивание эфиронов, которое обеспечивает устойчивую твёрдость электронейтрального эфира и создаёт условия для распространения в нём волн. Для их исследования берётся модель эфира как в "Поля-

ризация среды". Неполяризованные эфироны, расположенные на невозмущённом расстоянии r один от другого, образуют трёхмерную решётку, за координатные оси которой берутся измеры (10).

Поле эфилона. Признаком действия потенциала отталкивания U_G является изменение расстояния между эфирами. Это можно показать на модельном примере. Пусть в невозмущённом эфире с расстоянием между эфирами r расположен дополнительный эфирон $\varepsilon(0)$ на расстоянии $r/2$ от соседей. Он является центром симметрии и неподвижен. В равновесии остальные эфироны $\varepsilon(j)$, где j их номера вдоль радиуса от $\varepsilon(0)$, смещаются на расстояние a_j . Ближайший к $\varepsilon(0)$ эфирон $\varepsilon(1)$ отталкивается до $r/2 + a_1 > r/2$, остальные — до $(j - 1/2)r + a_j$. Расстояние между эфирами меняется на

$$r_{j+1/2} = r + h_{j+1/2}, \quad h_{j+1/2} = a_{j+1} - a_j < 0.$$

Т. к. вдали от $\varepsilon(0)$ эфир не возмущён, то $h_{1/2} = -\sum_{j>1} h_{j+1/2}$. Отрицательный сдвиг $u_j = -a_j$, характеризующий влияние $\varepsilon(0)$ на эфир, берётся за **потенциал поля деформации эфира**, а производная

$$h_{j+1/2} = -\Delta u / \Delta j = \Delta a / \Delta j \text{ — за его напряжённость.}$$

Вдали от $\varepsilon(0)$ условие неподвижности эфиронов есть постоянство $R^2 F(r+h)$, где $R = jr$ — расстояние от $\varepsilon(0)$, а $F(r+h)$ — сила взаимодействия соседних по радиусу эфиронов. Разлагая $F(r+h) = F(r) + F_r(r)h$ и учитывая постоянство $R^2 F(r)$ в невозмущённом эфире, получим $h(R) \sim 1/R^2$.

Эфироны являются точками (квантами) пространства. Расстояние r между ними есть невозмущённая полем метрика. Тогда изменение этого расстояния представляется как **изменение метрики** μ

$$r_{j+1/2}^2 = (r + h_{j+1/2})^2 = \mu r^2,$$

$$\mu = (1 + h/r)^2 \approx 1 + 2h/r. \quad (34)$$

Теперь напряжённость поля деформации определяет изменение метрики пространства. Т. к. $h < 0$, то пространство сжимается. Таким же свойством обладает поле тяготения (**тягполе**) в теории гравитации Эйнштейна [4]. Их можно отождествить: **потенциал тягполя** u есть отрицательная величина сдвига эфилона под действием потенциала U_G , а **напряжённость тягполя** h — изменение расстояния между эфирами.

Тягполе больших масс складывается из полей включений в эфир, подобных рассмотренным выше. Его напряжённость подчиняется геомет-

рическому ослаблению $\sim R^{-2}$, что соответствует закону тяготения Ньютона.

Чтобы привести тело в движение надо приложить к нему силу. В отсутствии поляризации эфионов остаётся только действие потенциала U_G , к которому сводится любая сила, действующая на тело. Следовательно движение тела обусловлено действием поля тяготения на уровне эфионов. Тогда **инертная масса совпадает с гравитационной**, т. к. у них один источник.

Электроволна в поле тяготения. В приближении сплошной среды с изменённым расстоянием между эфионами в направлении движения, диспур элволны (26) есть $\omega = c(r + h)q = c(r)q + hqdc/dr$. Из (14) следует $dc/dr = -rc$ и

$$\omega = (1 - hr)cq. \quad (35)$$

Напряжённость тягполя $h < 0$ увеличивает скорость и частоту электро-волны. Когда волна движется по полю, она ускоряется и "синееет", в обратном направлении — тормозится и "краснеет".

Волны тяготения

В деформированном эфире уравнение движения эфионов определяется силами со стороны ближайших соседей — по два на каждой оси. Рассматривается только одна поперечная ось j , а другая будет добавлена к полученным уравнениям. Эфионы $\varepsilon(j, l)$ отмечаются на осях целыми числами j, l . Расстояния r и смещения $a_{j\pm 1, l}$ и $a_{j, l\pm 1}$ эфионов $\varepsilon(j \pm 1, l)$ и $\varepsilon(j, l \pm 1)$ взяты в единицах $1/S_0$ (13).

Потенциал воздействия на $\varepsilon(j, l)$ есть $U = U_{j+1} + U_{j-1} + U_{l+1} + U_{l-1}$, Здесь значками обозначены воздействующие эфионы. Номера эфионов j, l , находящихся под воздействием, опускаются. Т. к. во взаимодействии участвуют гдэн и противогдэн эфиона, то потенциалы воздействия (13) удваиваются. Записанные в обозначениях (14) они есть $U_{j\pm 1} = 2GU(r)U(a_{j\pm 1, l} - a)$, $U_{l\pm 1} = 2GU(r \pm (a_{j, l\pm 1} - a))$.

Удсила на $\varepsilon(j, l)$ $f = -\partial U/\partial a$ при $|a| \ll r$ берётся в линейном приближении по a :

$$\begin{aligned} f/4G &= -U(r)(a_{j+1, l} + a_{j-1, l} - 2a) - f(r + a_{j, l+1} - a) + f(r - a_{j, l-1} + a) = \\ &= -U(r)(a_{j+1, l} + a_{j-1, l} - 2a) - f_r(r)(a_{j, l+1} + a_{j, l-1} - 2a) = \\ &= -U(r)\Delta^2 a/\Delta j^2 - f_r(r)\Delta^2 a/\Delta l^2, \quad U(r) = e^{-r^2}, \quad f_r(r) = (1 - 2r^2)U(r). \end{aligned}$$

Здесь использованы решёточные производные (18). Уравнение движения эфионов, в которое возвращена вторая поперечная ось k , и дисперсионное решёточное уравнение, подобное (19), есть

$$\ddot{u} = -\sigma^2(\Delta^2 u/\Delta j^2 + \Delta^2 u/\Delta k^2) + \sigma_l^2 \Delta^2 u/\Delta l^2, \quad \sigma^2 = 4GU(r), \quad \sigma_l^2 = -4Gf_r(r),$$

$$\omega^2 = 4\sigma^2[\sin^2(q_j/2) + \sin^2(q_k/2)] - 4\sigma_l^2 \sin^2(q_l/2).$$

Здесь $u = -a$ — потенциал тягполя, $\mathbf{q} = \{q_j, q_k, q_l\}$ — волновой вектор (импульс кванта волны), σ и σ_l скорости поперечного и продольного переноса, которые малы по сравнению со скоростями c и c_l переноса поля поляризации (18): $\sigma^2/c^2 = \sigma_l^2/c_l^2 = G/\gamma \ll 1$.

Для напряжённости $h = -\Delta u/\Delta l$ уравнение движения сохраняет свой вид

$$\ddot{h} = -\sigma^2(\Delta^2 h/\Delta j^2 + \Delta^2 h/\Delta k^2) + \sigma_l^2 \Delta^2 h/\Delta l^2.$$

После перехода к длинноволновому представлению коротких волн и введения псевдоволн, остаётся единственная устойчивая волновая ветвь наименьшей частоты, подобная (20),

$$\dot{h} = \sigma^2(\Delta^2 h/\Delta j^2 + \Delta^2 h/\Delta k^2) + \sigma_l^2 \Delta^2 h/\Delta l^2,$$

$$\omega^2 = 4\sigma^2[\sin^2(q_j/2) + \sin^2(q_k/2)] + 4\sigma_l^2 \sin^2(q_l/2).$$

Это безмассовая псевдоволна деформации эфира (поля тяготения) с групповой скоростью, зависящей от частоты.

В приближении сплошной среды и при переходе к векторной записи, смещение эфиронов вместе с потенциалом и напряжённостью тягполя становятся векторами, подчиняющимися уравнению

$$\ddot{\mathbf{h}} = -\sigma^2 \text{rot} \text{rot} \mathbf{h} + \sigma_l^2 \text{grad} \text{div} \mathbf{h}, \quad (36)$$

$$\omega^2 = \sigma^2(q_j^2 + q_k^2) + \sigma_l^2 q_l^2, \quad v_{j,k} = \sigma^2 q_{j,k}/\omega, \quad v_l = \sigma_l^2 q_l/\omega.$$

Здесь $\mathbf{x} = \{j, k, l\}$ — непрерывный вектор координат в единицах расстояния между эфиронами, $\mathbf{v} = \{v_j, v_k, v_l\}$ — вектор групповой скорости.

Поле тяготения складывается из трёх частей $\mathbf{h} = \mathbf{h}_t + \mathbf{h}_l + \mathbf{h}_m$, где $\mathbf{h}_t$ — поперечное поле, $\mathbf{h}_l$ — продольное, $\mathbf{h}_m$ — поле массивных тел. Их уравнения

$$\ddot{\mathbf{h}}_t = \sigma^2 \Delta \mathbf{h}_t, \quad \ddot{\mathbf{h}}_l = \sigma_l^2 \Delta \mathbf{h}_l, \quad \text{div} \mathbf{h}_m = 4\pi\rho,$$

$$\text{div} \mathbf{h}_t = 0, \quad \text{rot} \mathbf{h}_l = \text{rot} \mathbf{h}_m = 0, \quad (37)$$

где ρ — объёмная плотность массы. Поперечное и массивное поля можно объединить системой уравнений, подобных уравнениям Максвелла для электрополя (28),

$$\dot{\mathbf{H}} = \sigma \text{rot} \beta - 4\pi \mathbf{j}, \quad \text{div} \mathbf{H} = 4\pi\rho, \quad \dot{\beta} = -\sigma \text{rot} \mathbf{H}, \quad \text{div} \beta = 0, \quad (38)$$

где $\mathbf{H} = \mathbf{h}_t + \mathbf{h}_m$, β описывает изменение $\mathbf{H}$, j — объёмная плотность потока массы. Такая похожесть создаёт призрачную возможность выражения электрополя через тягполе, или наоборот.

12 Частицы

Элементами нашего трёхмерного мира являются трёхместные гдэны Γ^3 , Π^3 и одноместные пары ν_j , которые составлены из одноместных гдэнов Γ_j^1, Π_j^1 , соединённых обменными g-связями (9, 10). Места гармоник Γ_j^1 и Π_j^1 образуют их пространственные координаты.

Свойствами, совпадающими со свойствами одноместных гдэнов, обладают нижние кварки [19, 20], если их цвета [21, 22] отождествить с измерами. Тогда **нижние кварки** d_j есть противогдэны Π_j^1 , **нижние антикварки** - гдэны Γ_j^1 , **цвета кварков** - измеры $j = 1, 2, 3$, ответственные за размерности нашего пространства.

В адронах [23] кварки связаны глюонами [22] также, как Γ_j^1 и Π_j^1 связаны обменными g-связями (9, 10) в Γ^3 , Π^3 и ν_j . Следовательно **глюоны** есть g-связи. Но они не кванты волн. Волна есть перенос через соседние точки. А в шуме многомерных g-связей каждый Γ_j^1 связан сразу со всеми $\Gamma_{i \neq j}^1$. Здесь нет волны. Кажущимся исключением являются трёхмерные гдэны, в которых все Γ_j^1 оказываются соседями. Возникает иллюзия взаимодействия через соседей. Волновой характер переноса глюонами в трёхмерном цветовом пространстве есть видимость переноса, а не его суть. Тогда не имеет смысла представление о глюонах, как квантах цветовых волн, подобных фотону. А отсутствие у них массы отражает безинерционность шума g-связей.

Обмены между Γ_j^1 и Γ_i^1 разных измеров $i \neq j$ дают 6 двухцветных глюонов. Обмены между Γ_j^1 и Π_j^1 одного измера дают 3 бесцветных глюона. Однако в квантовой хромодинамике принимаются лишь два из них, чтобы общее число сортов глюонов совпало с размерностью присоединённого представления группы $SU(3)$, к которой их привязывают. Считается, что третий бесцветный глюон не должен наблюдаться на опыте. В уравнениях же (9, 10) три обмена η_j есть действующие в разных измерениях независимые шумы. Они все должны учитываться. Не видно причин, чтобы отказываться от третьего бесцветного глюона.

Амплитуды Γ^3 и Π^3 втрое больше амплитуд Γ^1 и Π^1 , что совпадает с соотношением зарядов электрона и кварков. Если электрические заряды частиц связать с амплитудами гдэнов (см. "Электрическое поле"), то напрашивается утверждение: Электрон e^- , в своей основе (**строй** C_e^-), есть противогдэн $C_e^- = \Pi^3$, а позитрон e^+ — гдэн $C_e^+ = \Gamma^3$. Их строи окружены **дворами** D_e^- и D_e^+ , состоящими из ξ -полей (29, 31), которые дают частицам массу. Следовательно **электрон и позитрон содержат**

кварки (нижние). Но кварки не дают им пространственного строения, т. к. места Γ_j^1 и Π_j^1 дают лишь точку пребывания. Только в этом смысле электрон и позитрон можно считать бесструктурными, как сейчас принято. Пространственное строение этих частиц определяется окружающим их ξ -полем.

Пары $\nu_j = \Gamma_j^1 g g \Pi_j^1$ измеров $j=1, 2, 3$, из-за их противофазных колебаний, представляют безамплитудные частицы (без заряда), но имеющие внутреннюю энергию колебаний. Единственными частицами, с которыми их можно отождествить, являются электронные нейтрино [24]. Итак три **нейтрино** есть ν_j . Одноместные нейтрино могут быть представлены в нашем пространстве своими пересечениями $\nu = \nu_1 + \nu_2 + \nu_3$.

Гдэн Γ_j^1 можно представить имеющим две свободные g -связи для взаимодействий с гдэнами других измеров. Если считать, что во взаимодействии с противоположным своего измера участвуют обе связи, то это будет соответствовать представлениям о взаимодействиях посредством глюонов. Пары гдэнов разных измеров, связанные одной g -связью, имеют удвоенные амплитуды и две свободные связи. Они похожи на антикварки $\bar{d}_j$ с двойным зарядом. Это **верхние кварки** $u_j = g\Gamma_{j+1}^1 g\Gamma_{j-1}^1 g = \bar{d}_{j+1}\bar{d}_{j-1}$ и их антикварки $\bar{u}_j = g\Pi_{j+1}^1 g\Pi_{j-1}^1 g = d_{j+1}d_{j-1}$.

Полученные сочетания одноместных гдэнов (кварков) вместе с фотонами γ , как квантами безмассовых ξ -волн (24–26), образуют **первое поколение частиц**:

$$d_j = \Pi_j^1, \bar{d}_j = \Gamma_j^1, u_j = g\Gamma_{j+1}^1 g\Gamma_{j-1}^1 g, \bar{u}_j = g\Pi_{j+1}^1 g\Pi_{j-1}^1 g, \nu_j = \Gamma_j^1 g g \Pi_j^1, \\ e^{+-} = C_e^{+-} + D_e^{+-}, C_e^+ = \Gamma_1^1 g \Gamma_2^1 g \Gamma_3^1 g, C_e^- = \Pi_1^1 g \Pi_2^1 g \Pi_3^1 g, \gamma.$$

Они самые лёгкие и не распадаются.

Строй нейтрино и электрона содержат наименьшее число связанных глюонами кварков. Эти g -связи первыми выделились из уменьшающегося шума. Их сила соответствует уровню шума при их рождении и является наибольшей среди остальных взаимодействий. Поэтому, как показано в квантовой хромодинамике (КХД), они практически не бывают свободными, объединяя кварки в замкнутые соединения. В (9, 10) это представлено только парными корреляциями, дающими линейные g -связи. Но в КХД глюонные взаимодействия нелинейны и требуют учёта корреляций (8) более высокого порядка.

Следующими по порядку идут **обмены между глюонами**. В (9, 10)

добавляются произведения шумов, учитывающие эти обмены.

$$S_j^\Gamma = \bar{S}_j^\Gamma + \epsilon_j + g S_j^\Gamma \sum_{i=1}^3 \eta_{ji} (1 + g_1 \sum_{k,l=1}^3 \tau_{ij,kl} \eta_{kl}) S_i^\Gamma, \quad \tau_{ij,kl} = -\tau_{kl,ij}.$$

$$S_j^\Gamma = \bar{S}_j^\Gamma + \epsilon_j + g[\eta_j(1 + g_1 \tau_j \theta_j) + \theta_j(1 - g_1 \tau_j \eta_j)] S_j^\Gamma S_j^\Pi, \quad (39)$$

$$S_j^\Pi = \bar{S}_j^\Pi + \epsilon_j - g[\eta_j(1 + g_1 \tau_j \theta_j) + \theta_j(1 - g_1 \tau_j \eta_j)] S_j^\Gamma S_j^\Pi.$$

Здесь $\tau_{ij,kl}$ и τ_j — единичные шумы обмена между глюонами. При сильной нелинейности $g_1 \sim g$ существует большая вероятность скоротечного разрыва g -связей с возможностью их переключения на другие кварки, имеющие в это время и в этом месте такие же временно разорванные g -связи.

Следующие поколения образуют более тяжёлые частицы с внутренним пространственным строением. Согласно имеющимся данным о строении частиц [26], все они включают в себя кварки, но имеют намного большие, чем у них, массы. Следовательно кварки составляют только их основу (**строй С**), которую необходимо дополнить их окружением (**двор Д**).

Кварк-глюонные строи могут быть любой длины. Но с её ростом растёт вероятность разрыва какой-либо из внутренних g -связей и распада строя. В первом поколении представлены частицы с наименьшими замкнутыми строениями, в которых случайные разрывы связей восстанавливаются в том же строе. Другие строи, имеющие бóльшие длины, распадаются. Из них наименьшую длину имеют **двуместные нейтрино** $\nu_{ij} = \Pi_i^1 g \Gamma_i^1 g \Gamma_j^1 g \Pi_j^1 g = u\bar{u}$, спонтанно распадающиеся на одноместные. Также возможно существование трёх- и более местных нейтрино $\nu_{ijk} \dots$ с поддержанием детального равновесия между ними. Примерами такого существования являются частицы без заряда, начиная с пиона π^0 и включая нейтрон.

Нейтральный пион имеет строй $C_\pi^0 = u\bar{u} + d\bar{d}$, сводящийся к строю из нейтрино $\nu_i = d_i \bar{d}_i, \nu_{jk}$ и ν_{ijk} . Его существование поддерживается реакциями обмена (39) между ними с перескоками g -связей. Он есть динамический и статистический объект в некотором нейтринном множестве, образующим нейтринную часть его двора, к которой ещё надо добавить ξ -двор (30), дающий пиону массу m_π^0 . Такой же строй имеет долгоживущий и более тяжёлый **нейтрон** $C_n = udd = \nu_{ij}$. Он отличается от

пиона только бóльшим двором, придающим ему бóльшую массу и устойчивость к распаду. Их нейтринные строи не выделяются из нейтринного двора — они отсутствуют. Также можно считать, что все **нейтральные частицы** состоят только из дворов, с которыми связаны их различия.

Положительный пион π^+ имеет строй $C_\pi^+ = u\bar{d} = C_e^+$, совпадающий со строем позитрона. Такие же строи имеют все **положительные частицы**. И они разнятся только дворами. **Отрицательные частицы** имеют строй электрона C_e^- с разными дворами. Среди них выделяется вечный протон. Его строй $C_p^+ = uud = \Gamma_1 g \Gamma_2 g \Gamma_3 g \Gamma_1 g \Pi_1 g = C_e^+ \nu$ сводится к строю позитрона, динамически связанному с нейтринным двором реакциями глюонных перескоков. Это отражается в реакциях с участием протона, которые обязательно содержат нейтрино:

$$p\nu = e^+ 2\nu, p\nu = ne^+, pe^- = n\nu, n = pe^-\nu.$$

Протон не статичен, а динамичен. Причину его бессмертия надо искать в строении двора и реакциях внутри него.

Из опытов [11] следует, что нуклоны имеют похожие пространственные распределения плотностей массы и заряда. Они убывают от центра размером $\sim 10^{-16}$ м до границы $\sim 10^{-15}$ м, что много больше расстояний между эфиронами $\sim 10^{-18} - 10^{-20}$ м. Предположительно это и есть двор нуклонов. В нём добавочная по сравнению с фоном плотность нейтрино G -отталкиванием (13) увеличивает расстояние между эфиронами и создаёт там условия для существования стационарных массивных ξ -колебаний с $\omega_0^2 > 0$. Эти условия, также как в случае с электроном, приводят к продольным колебаниям (29) для покоящегося нуклона и поперечным — для движущегося. Последние подчиняются уравнениям (31, 32), совпадающими с урIII движения частиц. Отсюда следует, что **масса нуклона** есть квант поперечных массивных ξ -колебаний, для которых нейтринная часть является лишь затравкой.

Дворы нуклонов существуют вместе со строениями от их рождения в соответствующих реакциях. Для вечных протонов — это время их образования в процессе развития вселенной. Они должны нести в себе отпечаток среды того времени. Сейчас двор протона является переходной областью от строя через остаток среды его рождения к современной среде вселенной, скрывающийся за "пустым" пространством.

Т. о. **все частицы описываются по схеме строй-двор**. Их строи составлены из одноместных гдэнов — (нижних) кварков. Они сводятся к строениям позитрона и электрона. Строй из нейтрино считается отсутствующим, т. к. он не отличается от нейтринной части двора. Вводить тяжёлые

кварки для объяснения тяжёлых частиц нет необходимости. Достаточно трёх кварков (нижних) и их антикварков. Различия частиц связаны со строениями дворов. Бозоны слабого взаимодействия и мезоны не выделяются из других частиц, кроме своего участия в образовании ядерной материи. Строение лептонов не имеет качественных отличий от строения адронов.

В частицах с дворами различие фермионов и бозонов условно. Фермионами являются только гдэны вследствие их γ -отталкивания, не позволяющего им быть в одном месте. Бозонами являются только кванты волн, т. к. они свободно проходят один сквозь другой. Частицы, имеющие в своём составе гдэны и ξ -поля, не могут быть чистыми фермионами или бозонами.

Спин: Колебания с единичной частотой в трёхместном гдэне (6, 7) можно представить как движение со скоростью $\dot{\varphi} = 1$ в пространстве мест. С ним связан момент вращения μ вокруг оси, проходящей через его центр. Если характерный радиус вращения $\sim 1/\bar{S}$, то $\mu \sim \bar{S}\dot{\varphi}(1/\bar{S}) \sim 1 = \hbar/2$.

Значит основное колебание гдэна может быть причиной спина $1/2$. Другие значения спина являются производными от него. Одноместный гдэн (кварк) не должен иметь спин, поскольку он не трёхмерный.

Бозон Хиггса. Энергия-масса покоя кванта (30) $mc^2 = \omega_0$ есть импульс (внешэн) кванта колебания гдэна и противогдэна в эфироне с учётом влияния соседних эфиронов. Его квадрат ω_0^2 (20) есть внутэн кванта. Он складывается из внутэна ω_Λ^2 кванта колебания свободного маятника ГП (15) и уменьшающего его внутэна переноса $4c^2 + 2c_l^2$. При большом переносе вся энергия маятника ГП может уноситься из эфирона, оставляя волну с нулевой массой покоя. При малом переносе расходуется только часть этой энергии, и волна остаётся массивной. Если массы частиц определяются массивным ξ -полем, окружающим их строи и нейтринные части дворов, то все они связаны с частотой ω_Λ , как своей основой и выражаются через неё. Таким же свойством обладает бозон Хиггса [27, 28]. Следовательно **бозон Хиггса есть квант колебания маятника ГП**.

Т. к. ω_Λ есть наибольшая частота колебаний гдэнов в эфирах, расположенных в эфире, то связанная с нею масса кванта тоже наибольшая. Отсюда следует **невозможность существования частиц с массами большими массы хиггсона 125 ГэВ**. Этой энергии соответствует частота $3 \cdot 10^{25}$ Гц и длина волны 10^{-17} м, которая должна быть вчетверо больше расстояния r между эфирами. Тогда $r < 10^{-18}$ м.

13 Заключение

В физике существует представление о "теории всего" как цели, к которой надо стремиться через обобщение и объединение уже известных теорий взаимодействий и строения материи. Предлагаемая здесь работа также сделана ради этой цели с надеждой на её достижение, но другим путём. Вместо дальнейшего отвлечения и усложнения математических орудий исследований, упор сделан на поиске относительно простого основания физики.

Такой выбор требует соответствующего ему названия предлагаемой здесь теории. Оно должно быть похоже на общепринятое название "теория всего" и отличаться от него. Такими свойствами обладает выражение **панория**. Оно составлено из двух древнегреческих слов: "пан" — всё и "теория" от которого взята вторая половина названия. В проведённом исследовании только начато вхождение в обширную область этой теории. На основе простейших доступных моделей ставятся **вехи панории** с надеждой на их дальнейшую более полную разработку.

Основу работы составляет утверждение о **всеобщности энергии**, понимаемой как способность совершать изменения (работу), т. е. быть изменением, которое передаётся при обмене (взаимодействии). Изменение представляется через переменные действие-длительность, что даёт наиболее общее его выражение. Энергия есть его скорость. Мерой длительности выступает время. Так понимаемое **изменение принимается за основу всего сущего**. Если всё состоит из изменений, то его постоянство есть стационарность — **постоянство перемен**.

Стационарные повторы выражаются через гармоники. **Гармоника**, кроме частоты и амплитуды, характеризуется "начальной фазой", которая есть её относительное **место**. Оно подобно месту тел и наделяет множество гармоник свойством одномерного пространства. Гармоника действие-энергия, с помощью которой строится теория, названа **гдэн**, а противофазная ей гармоника — **противогдэн**.

В гдэне имеется две "энергии". **Внешняя энергия** $S\omega$ (произведение амплитуды S на циклическую частоту ω), которая есть импульс колебания, способна передаваться другим гармоникам при обмене. **Внутренняя энергия** $S^2\omega^2$ поддерживает колебание. Её механизм выделяется особо, как двигатель колебания, и получает название **двиг**.

Первым ограничением, вводимым для стационарных повторов, становится выделение гармоник одной частоты. Относительно них остальные

гармоники с меньшими частотами задают переменную среднюю линию, а гармоники с большими частотами — модуляцию колебаний, или **шум двига** на выбранной частоте. Средняя амплитуда этого шума берётся за масштаб амплитуд, который вместе с выбранной частотой образует **масштаб изменений**. Т. о. предполагается, что **основное состояние нашего мира есть шум** с единичной дисперсией амплитуд колебаний на выбранной единичной частоте. Шум вне пространства, но содержит в себе его зачатки, включая число измерений.

Устойчивая структура, необходимая для существования мира, образуется из **надшумных гдэнов**. Их распределения внешне различаются при различии их средних амплитуд на удвоенную амплитуду шума $\Delta\bar{S} = 2$, что даёт **квант действия Планка** $\hbar = 2$. Неопределённость средних мест $\Delta\bar{\varphi} = 1/S$.

Предполагается, что надшумные гдэны возникали при ослаблении шума с сохранением его флуктуаций. Этот процесс сопровождался образованием корреляций между прежде независимыми шумами разных измерений и привёл к существованию многоместных гдэнов. Элементами мира стали трёхместные гдэны Γ^3 и противогдэны Π^3 , составленные из одноместных гдэнов Γ_j и противогдэнов Π_j разных измерений $j=1, 2, 3$ а также одноместные пары $\Gamma_j\Pi_j$ каждого измерения. Одноместные гдэны тождественны нижним кваркам d_j или просто **кваркам**. Из них составлены все частицы, включая другие кварки. Связи между измерениями известны как **глюоны**.

Кроме взаимодействия между одноместными гдэнами существует **взаимодействие гдэнов через двиг**. Потенциал такого взаимодействия состоит из нечётной и чётной по амплитудам гдэнов частей. Нечётная часть (γ -поле) обуславливает появление поля поляризации эфиронов, включая известное электрополе. Чётная часть становится причиной поля тяготения.

Трёхмерное **пространство нашего мира** есть пространство мест гдэнов. Оно ограничено, замкнуто на себе и имеет материальное основание (образуется переход от математической физики к физической математике). **Среда нашего мира** состоит из ослабленного шума, надшумного основания и возвышающихся над ним частей надшумных гдэнов. Общая надшумность оценивается в $\sim 10^{46}\hbar \sim 10^{19}$ эргс, что также даёт оценку амплитуд первошума, бывшего до начала его ослабления.

Надшумные части гдэнов (кварки) собраны в частицы. Большая часть гдэнов и противогдэнов объединилась в **эфирыны**, которые дипольным

γ -полем связаны в единую среду — **эфир**. Его плотность превышает плотность ядерного вещества. Другая часть среды составлена из нейтрино и названа **нейтр**. Их совокупность (**эфней**) есть среда нашего мира.

Предложена **модель эфира** в виде трёхмерной решётки эфиронов. Найдены решёточное уравнение динамики поляризации эфиронов и дисперсионное уравнение их волн. Введено представление коротких волн в область длинных волн, названное псевдоволной. Она состоит из противофазных колебаний в соседних по направлению распространения волны эфирах. Всего имеется шесть волновых ветвей, из которых самостоятельно устойчива только ветвь наименьшей частоты.

Безмассовая волна в эфире обязательно поперечная и сводится к уравнениям Максвелла для электромагнитных волн в пустоте. Вместе с уравнением кулоновой части поля поляризации вокруг частиц образуется полная система уравнений Максвелла. Делается вывод, что **электрическое поле** есть поляризация эфиронов, а магнитное поле представляет его изменение.

Волна электромагнитного поля есть псевдоволна поляризации эфиронов. Её групповая скорость зависит от длины волны. Она максимальна и почти постоянна в области длинных волн, охватывающей практически все наблюдаемые электроволны.

Показано, что вокруг гдэнов в эфире должно существовать ξ -поле поляризации эфиронов. Оно, вместе нейтринным двором, входит в состав частиц. Вблизи их строя, состоящего из одностенных гдэнов (кварков), расположено **массивное ξ -поле**. Оно имеет постоянную часть, переходящую вдали от частиц в кулоново электрополе, и поле стационарных колебаний, дающее частицам массу.

Для движущейся частицы динамика этого поля описывается уравнением, обобщающим уравнение Клейна-Фока-Гордона. Переходя к амплитудному описанию выводится уравнение, подобное уравнению Шрёдингера, которое при некоторых условиях совпадает с ним. Тогда **волновая функция** есть амплитуда колебаний гдэнов в эфире.

Уравнение для волнового пакета массивной волны поляризации даёт его движение и строение, учитывающее самодействие волны. Масса движущихся квантов волны связана с их массой покоя как в теории относительности. Делается вывод, что **масса и движение тел имеют полевую природу**.

Поле тяготения (тягполе) обусловлено чётной по амплитуде ча-

стью потенциала взаимодействия гдэнов через двиг и является полем деформации эфира. Потенциал тягполя описывается сдвигом эфиронов, а его напряжённость — изменением расстояния между эфиронами. Тягполе представляется метрическим полем. Оно и ускорение имеют один источник — силы в электронейтральном эфире. Если вводить массы как связь ускорения с силой, то **инертная и гравитационная масса совпадают**. Тягполе влияет на распространение электроволны. Если волна движется по полю, то она ускоряется с увеличением частоты. При обратном движении — наоборот.

Волны тяготения существуют. Они могут быть поперечными и продольными, но их скорость много меньше скорости света. Поперечное поле тяготения и продольное поле масс объединяются в единое поле, подчиняющееся уравнениям, совпадающим по форме с уравнениями Максвелла для электрического поля.

Трёхместные гдэны Γ^3 и противогдэны Π^3 составляют основу **позитрона и электрона**. Пары одностных гдэнов (кварки) $\Gamma_j \Pi_j$ есть электронные нейтрино, или просто **нейтрино**, т. к. других нейтрино нет. **Верхние кварки** u_j составлены из пар гдэнов или противогдэнов $u_j = \bar{d}_{j+1}\bar{d}_{j-1}, \bar{u}_j = d_{j+1}d_{j-1}$. Т. о. все **частицы первого поколения**, кроме фотона, построены из кварков. В строение позитрона и электрона надо включить дворы из полей поляризации эфиронов. Вблизи гдэна находятся массивные продольное (в покое) или поперечное (в движении) поля. Далее расположено кулоново электрополе.

Все частицы, кроме фотонов и нейтрино, содержат лёгкие **строи** и окружающие их **дворы**, которые состоят из нейтринной части и полей поляризации эфиронов. Дворы частиц образуются вместе с их рождением. Дворы долгоживущих протонов сохраняют отпечаток нейтринной среды вселенной, бывшей при их рождении. Бозон Хиггса есть квант колебания маятника гдэна и противогдэна, дающий верхний предел масс частиц.

Таким образом показано, что теории физики могут быть выведены из представления всего существующего через изменения действительность. Для начального описания основных свойств материи нашего мира оказалось достаточно использования гармоник только одной частоты. Это связано с полевой основой массы и её движения, когда перемещаются не сами гармоника, а их колебания. Описание материи через изменение похоже на описание звука. Образно выражаясь **мир есть звук**.

Список литературы

- [1] E. Whittaker, *A history of the theories of aether and electricity*. Thomas Nelson and sons Ltd. (1910, 1953). Э. Уиттекер, *История теории эфира и электричества*. РХД, ИКИ, Москва, Ижевск (2001, 2004).
- [2] J. R. Mayer, *Philosophical Magazine*, **24**, 371 (1862). Р. Майер. *Закон сохранения и превращения энергии*. Гостехтеориздат, Москва, Ленинград (1933).
- [3] A. Einstein, *Ann.phis.*, **17**, 891 (1905).
- [4] A. Einstein, *Ann.phis.*, **49**, 769 (1916).
- [5] W. Heisenberg, *Zs. phys.*, **33**, 879 (1925).
- [6] E. Schrödinger, *Annalen der Physik*, **79**, 361, 489 (1926).
- [7] A. Einstein, *Ather und Relativitätstheorie*. Verlag von Julius Springer. (1920). А.Эйнштейн, *Собрание научных трудов*, **1**, 682. Наука, Москва. (1965).
- [8] P. A. M. Dirac, *Proc. R. Soc. Lond. A.*, **126**, 360 (1930).
- [9] В.С. Пугачёв, *Теория случайных функций*. Госиздатфизматлит, Москва (1950).
- [10] Королюк В.С. и др., *Справочник по теории вероятности и математической статистике*. Наука, Москва (1985).
- [11] R.Hofstadter, *Science*, **136**, 1013 (1962). Р. Хофштадтер, *УФН*, **81**, 185 (1963).
- [12] Х. Демельт, *УФН*. **160**, 129 (1990).
- [13] R.Pohl et al., *Nature*, **466**, 8, 213 (2010).
- [14] S. A. Thomas, F. B. Abdalla, O. Lahav, *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 031301, (2010).
- [15] O. Klein, *Zeitschrift für physik* **37**, 895 (1926).
- [16] V. Fock, *Zeitschrift für physik* **38**, 242 (1926).

- [17] V. Fock, Zeitschrift für physik **39**, 226 (1926).
- [18] W. Gordon, Zeitschrift für physik. **40**, 117 (1926).
- [19] M. A Gell-Mann, Physics Letters, **8**, 214 (1964).
- [20] Гн. Zweig, CERN Report № 8182/TH, 401 (1964).
- [21] N. Bogolubov, B. Struminsky, A. Tavkhelidze, JINR Preprint D-1968, Dubna (1965).
- [22] M. Y. Han, Y. Nambu, Phys. Rev. **139**, 1006 (1965).
- [23] L. B. Okun, in Proceedings of Intern. Conf. on High-energy Physics, CERN (1962), 845.
- [24] W.E. Pauly, in *Theoretical physics in the twentieth century*. Ed. by M. Fierz and. V. F. Weisskopf, Interscience Publishers Inc., Ltd. New York, London (1960). *Теоретическая физика XX в..* Иностранная литература, Москва (1962), 386.
- [25] Б. Понтекорво, ЖЭТФ, **33**, 549 (1957).
- [26] Элементарные частицы. "Физ. энцикл. словарь". Сов. энциклопедия, Москва (1984), 896.
- [27] P. W. Higgs, Phys. Lett. **12**, 132 (1964).
- [28] P. W. Higgs, Phys. Lett. **13**, 508 (1964).