

Начала панории

А. Н. Пан

Аннотация

Предлагается описание строения материи и мира на основе изменения действие-длительность. Для его гармоник вводится понятие места и пространственные отношения. Показано как мир возникает из внепространственного шума и развивается до надшумного пространственного строения. Скрывающаяся за кажущимся пустым пространством среда имеет огромную плотность и является причиной электрического и гравитационного полей. Предполагается наличие бесконечной цепи взаимосвязанных и управляемых миров. Объясняется строение частиц. Показано, что из этого представления могут быть выведены теории современной физики.

Данный препринт является переизданием препринта [28], в который были внесены исправления, улучшения и дополнения.

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, которая связана со временем, как способность совершать работу — изменять состояние. 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 [2, 3] и квантовой [4, 5]. 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, 2]. 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 [6]. Притяжение, присущее всем телам, полям и энергиям, меняет "пустоту", которая теперь влияет на движение других материй [3]. "Пустота" представляется "физическим вакуумом" [7] с неустранимыми нулевыми колебаниями, виртуальными частицами и всплесками энергии.

Механики Эйнштейна и квантовая достаточно хороши для описания результатов опытов и наблюдений, но их основания до сих пор 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 (теорий) по мере расширения опытных знаний, сопровождающееся ростом их отвлечённости. Отвлечённые орудия познания (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, пространство.

Энергия содержится во всём. Являясь характеристикой 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 мерить изменение, нужны образцы и способ сравнения. Это даёт **меру**. Один образец изменения берётся за условно постоянный нуль. Другой — за условную единицу. Переход к другим образцам, возможно не постоянным относительно первых, меняет измеряемое изменение полностью, но оставляет его изменением.

Всеобщий мир изменений (**мен**, *men*) сам по себе не имеет каких-либо выделенных величин и длительностей. Но, выбрав любой образец изме-

нения в качестве нуля, можно утверждать, что относительно него мен состоит из стационарных повторов, т. к. только они дают постоянство перемен. Ноль, как средняя линия повторов, становится единственной сохраняющейся величиной, определяющей пустотность всего — **относительность пустоты**. Нестационарность (тоже относительная) возможна лишь временно, как частный случай. Но из этих частных случаев состоит всё существующее, что выражает всеобщее **постоянство перемен**.

Бесконечное разнообразие повторов мена удобно и привычно описывать **бесконечным набором гармоник** любых частот, амплитуд и фаз. Из-за отсутствия каких-либо выделенных величин или длительностей мен масштабно инвариантен. В нём нет особых гармоник со свойствами, отличными от других. Представление мена с помощью гармоник не есть разложение Фурье, которое применимо только к одной определённой периодической функции времени, возможно с бесконечным в пределах периодом. Мен есть бесконечное сочетание множества таких функций. Соответственно требуется не набор гармоник, в котором каждую частоту имеет только одна гармоника, а бесконечное множество гармоник каждой частоты.

В любой гармонике представлен весь мен: Частота и амплитуда задают её масштаб. Другие гармоники с меньшей частотой в сумме составляют её среднюю линию (уже принятую за нуль отсчёта), а с большей — шум колебаний, который в теории вероятности описывается произведением случайной амплитуды на определённое колебание.

Общие выводы о строении существующего

Относительно любых гармоник мен не пуст и переменен: Для каждой гармоники найдётся гармоника, которая колеблется с ней в противофазе и имеет такие же амплитуду и частоту. Поэтому сумма всех гармоник равна нулю. Тогда в целом мен пуст и тем постоянен. 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 ноль, который есть всё. Тогда **часть содержит целое** со всеми его частями, включая себя, вместе с их прошлым, настоящим и будущим.

В любой бесконечной абелевой группе по сложению/умножению с наличием нуля/единицы сумма/произведение всех элементов группы есть

нуль/единица, как их отсутствие (кроме нуля/единицы), содержащее все элементы. Вся бесконечная группа суммарно уместается в одном нулевом или единичном элементе. В частности таким свойством обладают разные множества чисел (целых, рациональных, вещественных, комплексных и др.), включающих в себя нуль и/или единицу с симметрией относительно них.

Множество гармоник одной частоты образует абелеву группу по сложению. Она двумерна — две амплитуды (множители перед $\cos \omega t$ и $\sin \omega t$, или амплитуда и начальная фаза). Этой группы достаточно для выражения указанных выше свойств мена, но недостаточно для его полного описания, требующего трёхмерного семейства групп гармоник всех частот, которое уже не составляет группу.

Бесконечность обуславливает ещё два свойства мена. Т. к. бесконечное множество можно разбить на любое, вплоть до бесконечного, число изоморфных ему подмножеств, то мен разложим на любое количество точно таких же независимых менов — **целое бесконечно делимо на повторы самого себя**. Мен в целом 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 энергией всего.**

Мен есть непроявленное состояние (неявь, хаос), из которого проявляются (рождаются) частные проявленные миры (явь, космос). 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 нём.

Гармоника действие-энергия

Во введении предложено повторы изменений представлять бесконечным множеством гармоник. Уравнение гармоник и его решение есть $\ddot{s} \equiv d^2s/dt^2 = -\Omega^2 s$, $s(t, \varphi) = S \cos(\Omega t + \varphi) = \text{Re} S e^{i(\Omega t + \varphi)}$.

Колебание $s(t)$ характеризуется частотой Ω (свойство поддерживающей его механической системы) 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 гармоник**. Движение гармоник в пространстве мест со скоростью $\dot{\varphi}$ соответствует изменению частоты на эту скорость.

Введение места возможно лишь при его медленном изменении $\dot{\varphi} \ll \Omega$. Если $\dot{\varphi} \sim \Omega$, то понятие места расплывается — в пределе гармоника за одно колебание успевает пройти всё пространство мест. Её период становится **квантом времени**, ограничивающем применение не только временных, но и пространственных отношений.

Из Ω и S составляются ещё две величины, характеризующие гармонику как целое. Это движущая её внутренняя энергия $\Omega^2 S^2$ (**внутэн**) и импульс ΩS , представляющий её вовне. Но $\Omega \hbar$ есть энергия кванта осциллятора, участвующая в обмене. Если так же для гармоник мена считать ΩS энергией, то S должна быть амплитудой действия, а s — отрицательным действием, чтобы его скорость $e = \dot{s}$ была колеблющейся энергией и соответствовала общепринятой связи энергии с действием. Т.о. импульс гармоник является её внешней энергией (**внешэн**), участвующей во внешних взаимодействиях. Образуется гармоника "действие-энергия", сокращённо **гдэн** (Γ , **gden**), а переменное действие становится основой всего существующего.

После выделения любой частоты гдэнов, её можно взять за единицу измерения $\Omega = 1$. 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 $S_c = S \cos \varphi$, $S_s = S \sin \varphi$.

Сдвинутый на поворот гдэн с местом $\varphi \pm \pi$ назовём **противогдэн** (Π , **contragden**). В месте φ он представлен как гдэн с отрицательной амплитудой ($-S$). С введением противогдэнов множество мест делится на собственно пространство $|\varphi| \leq \pi/2$ и зеркальное против-пространство $\pi/2 \leq |\varphi| \leq \pi$, в котором Γ и Π взаимно заменяются. Эти понятия относительны для каждого гдэна. Все гдэны с местами, отличными от его места менее, чем на $\pi/2$, входят в его пространство. Остальные — в против-пространство. Сумма $\Pi + \Gamma$ даёт нулевое колебание. Но сами Γ и Π при этом не исчезают, а скрываются, сохраняя свою энергию.

Шум и надшумные гдэны

О всеобщем мире изменений больше нечего сообщить, кроме уже написанного 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 среднюю линию, взятую за начало отсчёта, а с бóльшей — их модуляцию, которую надо учитывать особо.

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 Ляпунова [8], согласно которой бесконечная сумма слувел с любыми вероятностными распределениями сходится к распределению Гаусса. Модуляция становится равновесными флуктуациями (**шумом**) на выбранной частоте.

Величина модуляции может быть любой. Но распределение Гаусса бесконечно делимо [9, 10] и представимо как сумма любого числа независимых равновесных слувел. Теперь бесконечная неопределённость величины модуляции заменяется бесконечным множеством шумов с любыми конечными дисперсиями. Один из них является носителем нашего мира. Дисперсия $\langle S^2 \rangle$ задаёт масштаб шума. Его не с чем сравнивать, но можно взять за единицу измерения амплитуд гдэнов $\langle S^2 \rangle^{1/2} = 1$. Т. о. из бесконечного всеобщего мира изменений берётся его бесконечно малая часть, которая для нас остаётся по-прежнему бесконечной.

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 единичности дисперсии шума 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 нём нет пространственных отношений кроме одномерности.

Однако распределение Гаусса бесконечно делимо на сумму любого числа независимых слувел с такими же распределениями. В случае трёхмерного шума, состоящего из одинаковых слувелов S_j , $j = 1, 2, 3$ с нулевыми средними $\langle S_j \rangle = 0$ и единичными дисперсиями $\langle S_j^2 \rangle = 1$, получим $P^e(\mathbf{S}, \varphi) = \prod_{j=1}^3 P_j^e(S_j, \varphi_j)$, $P_j^e(S_j, \varphi_j) = (S_j/\pi)e^{-S_j^2}$. Здесь введены векторы $\mathbf{S} = \{S_j\}$, $\varphi = \{\varphi_j\}$, $S_j \geq 0$, $|\varphi_j| \leq \pi$.

Одного шума недостаточно, чтобы образовался и существовал сложный и упорядоченный мир. **Мир — надшумное строение**, состоящее из надшумных гдэнов, которые должны быть способны к объединению в более сложные многоуровневые и развивающиеся структуры. Они могут появиться из шума, если его уровень понизится, а флуктуации не успеют к нему подстроиться и сохранятся как надшумные гдэны.

Если релаксация велика, то существует только шум, в котором не может быть мира. Если релаксация мала, то при уменьшении шума его большие флуктуации становятся надшумными гдэнами. Т. к. амплитуды гдэнов отсчитываются в единицах уровня шума, то это выглядит как их увеличение — выделение надшумной энергии, которая становится энергией мира. Это есть рождение (проявление) мира из шума (хаоса, неяви и т. п.). Постоянство шума обеспечивает развитие мира с сохранением в нём энергии. Увеличение шума выглядит как уменьшение амплитуд гдэнов и поглощение надшумной энергии мира. Мир погружается (возвращается) в хаос.

Пусть имеются трёхмерные определённый гдэн (1) и шум (2). Их совместное распределение, имеющее средние амплитуды гдэна $\bar{S}_{cj}$, $\bar{S}_{sj}$ и дисперсию шума, становится **распределением надшумного гдэна**

$$P^\Gamma(\mathbf{S}_c, \mathbf{S}_s) = \prod_{j=1}^3 P_j^\Gamma(S_{cj}, S_{sj}), \quad P_j^\Gamma(S_{cj}, S_{sj}) = (1/\pi)e^{-\dot{S}_j^2}. \quad (4)$$

Здесь $\mathbf{S}_c = \{S_{cj}\}$, $\mathbf{S}_s = \{S_{sj}\}$ — случайные векторы, $\dot{S}_j^2 = \dot{S}_{cj}^2 + \dot{S}_{sj}^2$, $\dot{S}_{cj} = S_{cj} - \bar{S}_{cj}$, $\dot{S}_{sj} = S_{sj} - \bar{S}_{sj}$ — центрированные слувелы (флуктуации). 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): $P_j^\Gamma(S_j, \varphi_j) = S_j P_j^\Gamma(S_{cj}, S_{sj})$, где

$S_{cj} = S_j \cos \varphi_j$, $S_{sj} = S_j \sin \varphi_j$, $\bar{S}_j^2 = \bar{S}_{cj}^2 + \bar{S}_{sj}^2$. Вводятся
 $\bar{\varphi}_j = \arctg(\bar{S}_{sj}/\bar{S}_{cj})$, $\dot{\varphi}_j = \varphi_j - \bar{\varphi}_j$, $\dot{S}_j = S_j - \bar{S}_j$, $\langle S_j \rangle = \bar{S}_j \cos \dot{\varphi}_j$.
 Показатель экспоненты, опуская значки j ,
 $-\{\dots\} = S^2 \cos^2 \varphi - 2S\bar{S}_c \cos \varphi + \bar{S}_c^2 + S^2 \sin^2 \varphi - 2S\bar{S}_s \sin \varphi + \bar{S}_s^2$
 $= S^2 + \bar{S}^2 - 2S(\bar{S}_c \cos \varphi + \bar{S}_s \sin \varphi)$
 $= S^2 + \bar{S}^2 - 2S\bar{S}(\cos \bar{\varphi} \cos \varphi + \sin \bar{\varphi} \sin \varphi) = S^2 + \bar{S}^2 - 2S\bar{S} \cos \dot{\varphi}$
 $= S^2 + \bar{S}^2 - 2S\bar{S} + 2S\bar{S}(1 - \cos \dot{\varphi}) = \dot{S}^2 + 4S\bar{S} \sin^2(\dot{\varphi}/2)$.
 или $-\{\dots\} = S^2 + \bar{S}^2 - 2S\bar{S} \cos \dot{\varphi} + \bar{S}^2 \cos^2 \dot{\varphi} - \bar{S}^2 \sin^2 \dot{\varphi}$
 $= (S - \langle S \rangle)^2 + \bar{S}^2 \sin^2 \dot{\varphi}$.

Пространственное распределение надшумных гдэнов

$$\begin{aligned}
 P^\Gamma(\mathbf{S}, \dot{\varphi}) &= \prod_{j=1}^3 P_j^\Gamma(S_j, \dot{\varphi}_j), \\
 P_j^\Gamma(S_j, \dot{\varphi}_j) &= (S_j/\pi) \exp\{-\dot{S}_j^2 - 4S_j\bar{S}_j \sin^2(\dot{\varphi}_j/2)\} \\
 &= (S_j/\pi) \exp\{-(S_j - \langle S_j \rangle)^2 - \bar{S}_j^2 \sin^2 \dot{\varphi}_j\},
 \end{aligned}$$

где $\mathbf{S} = \{S_j\}$, $S_j \geq 0$, $\dot{\varphi} = \{\dot{\varphi}_j\}$, $|\dot{\varphi}_j| \leq \pi$. Здесь выписаны два вида одно-
 го распределения с разными средними амплитудами $\bar{S}_j$, $\langle S_j \rangle$ и простран-
 ственными разбросами. Ширина распределения зависит от расстояния $\dot{\varphi}_j$
 до его центра. Вблизи него $|\dot{\varphi}_j| \ll 1$ и распределение гауссово с шириной
 $1/\bar{S}_j$. При удалении от центра ширина растёт. Распределение сливается
 с шумом при $\langle S_j \rangle \sim 1$.

При большой надшумности гдэнов $\bar{S}_j \gg 1$ это распределение
 узкое, т. к. $\bar{S}_j \sin \dot{\varphi}_j$ быстро растёт с $\dot{\varphi}_j$. Можно брать $|\dot{\varphi}_j| \ll 1$. Опуская
 значки j , получим в показателе экспоненты
 $\dot{S}^2 + 4S\bar{S} \sin^2(\dot{\varphi}/2) = \dot{S}^2 + S\bar{S}\dot{\varphi}^2$,
 $(S - \langle S \rangle)^2 + \bar{S}^2 \sin^2 \dot{\varphi} = S^2 - 2S\bar{S} \cos \dot{\varphi} + \bar{S}^2 \cos^2 \dot{\varphi} + \bar{S}^2 \sin^2 \dot{\varphi}$
 $= S^2 + \bar{S}^2 - 2S\bar{S} + 2S\bar{S}(1 - \cos \dot{\varphi}) = (S - \bar{S})^2 + 2S\bar{S}(1 - 1 + \dot{\varphi}^2/2) = \dot{S}^2 + S\bar{S}\dot{\varphi}^2$.
 Тогда

$$P^\Gamma(\mathbf{S}, \dot{\varphi}) = \prod_{j=1}^3 P_j^\Gamma(S_j, \dot{\varphi}_j), \quad P_j^\Gamma(S_j, \dot{\varphi}_j) = \frac{S_j}{\pi} \exp\{-\dot{S}_j^2 - S_j\bar{S}_j\dot{\varphi}_j^2\}. \quad (5)$$

Распределение надшумных гдэнов только по месту находится при-
 ближённым интегрированием (5) по амплитуде, при котором основной

вклад в интеграл дают $S_j \sim \bar{S}_j$:

$$P^\Gamma(\dot{\varphi}) = \prod_{j=1}^3 P_j^\Gamma(\dot{\varphi}_j), \quad P_j^\Gamma(\dot{\varphi}_j) = \frac{\bar{S}_j}{\pi^{1/2}} \exp\{-\bar{S}_j^2 \dot{\varphi}_j^2\}, \quad (6)$$

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 $\langle S^2 \rangle^{1/2} = 1$. 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 $\hbar = 2$. Однако неразличимость близких по амплитудам гдэнов лишь внешняя. Они вполне различимы по своим средним значениям.

Пространство и среда мира

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

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

$$\langle S_i^\Gamma S_j^\Gamma \rangle, \langle S_j^\Gamma S_j^\Pi \rangle, \langle S_i^\Gamma S_j^\Gamma S_k^\Gamma \rangle, \langle S_i^\Gamma S_i^\Pi S_j^\Gamma \rangle, \langle S_i^\Gamma S_i^\Pi S_j^\Pi \rangle, \dots, \quad (7)$$

где S_j^Γ и S_j^Π — амплитуды гдэнов и противогдэнов измера j . Набор корреляций зависит от того, как меняется равновесное распределение Гаусса

и имеет бесконечное множество вариантов, из которых надо выбрать соответствующий нашему миру.

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 (7). Амплитуды надшумных гдэнов не превышают начальный уровень шума, а их размерность определяется наличием неразрушаемых шумом корреляционных связей. **Мир не создаётся, а проявляется из первошума-хаоса.**

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 гдэнов 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 противогдэнов своего измера, где участвуют обе связи.

Случайные амплитуды S_j^Γ и S_j^Π измеров j из распределения (5) можно записать 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.

$$S_j^\Gamma = \bar{S}_j^\Gamma + \epsilon_j + g S_j^\Gamma \sum_{i=1}^3 \eta_{ji} S_i^\Gamma, \quad \eta_{ji} = -\eta_{ij}. \quad (8)$$

К ним добавляются уравнения для амплитуд одномерных гдэнов и противогдэнов одного измера, обеспечивающие сохранение суммы амплитуд при парных обмёнах и учитывающие парность связей

$$S_j^\Gamma = \bar{S}_j^\Gamma + \epsilon_j + g(\eta_j + \theta_j) S_j^\Gamma S_j^\Pi, \quad S_j^\Pi = \bar{S}_j^\Pi + \epsilon_j - g(\eta_j + \theta_j) S_j^\Gamma S_j^\Pi. \quad (9)$$

Здесь ϵ_j — общий для гдэнов и противогдэнов единичный шум измера j , η_{ji} — единичный шум обмёна амплитудами между гдэнами разных измеров, η_j и θ_j — единичные шумы обмёна амплитудами между гдэном

и противоположном одного измерения, g — коэффициенты связи между гдэнами разных измеров или между гдэном и противоположным одному измерения, которые берутся одинаковыми.

При ослабление шума первыми должны проявляться 1-местные слабо надшумные гдэны Γ^1 , создающие 1-мерное пространство гдэнов малой ёмкости. Затем на их основе проявляются 2-местные гдэны $\Gamma^2 = \Gamma_1^1 g \Gamma_2^1 g$, 1-местные пары $\nu_j = \Gamma_j^1 g \Pi_j^1 g$ измеров $j = 1, 2$ и их 2-местные суммы $\nu_1 \nu_2$. (Здесь и далее последняя g -связь соединяет последний и первый гдэны.) Они образуют 2-мерное пространство гдэнов и два 1-мерных пространства пар ν_j . Дальнейшее ослабление шума вызывает проявление 1-местных пар $\nu_j = \Gamma_j^1 g \Pi_j^1 g$ измеров $j = 1, 2, 3$, 2-местных $\nu_j \nu_k$, $\nu_{jk} = \Gamma_j^1 g \Pi_j^1 g \Gamma_k^1 g \Pi_k^1 g$, 3-местных $\nu_1 \nu_2 \nu_3$, $\nu_{123} = \Gamma_1^1 g \Pi_1^1 g \Gamma_2^1 g \Pi_2^1 g \Gamma_3^1 g \Pi_3^1 g$ и более длинных сочетаний. Этот процесс может продолжаться и дальше, образуя миры бóльших размерностей.

Пространство нашего мира имеет три измерения. Оно однородно, изотропно и замкнуто на себе — места $\varphi_j = \pm\pi$ совпадают. Гдэны образуют его материальные точки, измеры — абсолютные оси. Относительно любого места его можно представить, как состоящее из собственно пространства мира и зеркального ему пространства противомира, в котором гдэны и противоположны взаимно заменены. Мир только кажется бесконечным при наблюдении из его малой части за малое время.

Т. о. мир может возникнуть из начального внепространственного шума (2, 3) при его ослаблении с сохранением флуктуаций. Они выделяются из шума, когда их амплитуды более чем вдвое превышают его среднюю амплитуду. Возможно каждое уменьшение шума в ~ 2 раза сопровождается образованием новой ступени надшумных гдэнов из сохранённых флуктуаций предыдущей. Здесь, в отличие от первошума (2, 3), флуктуации шума имеют место и ширину $\sim 1/S$, где $S \sim 2^n$ — их амплитуда, суммарная по всем ступеням надшумности, n — число ступеней.

Пространственная неопределённость гдэнов $\Delta\phi = S\Delta\varphi \sim 2$. 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 ней. Это текущий шум с дисперсией, взятой за единицу действия, и надшумные гдэны, образующие строение мира.

Для грубой оценки числа ступеней ослабления шума возьмём ради-

ус вселенной $\sim 10^{27}$ метра. Размер гдэна не более радиуса электрона ($\lesssim 10^{-22}$ м [11], см. "Частицы"). Если вселенная занимает всё пространство мест, то вдоль каждой прямой в ней может поместиться не менее 10^{49} гдэнов. Это есть одномерная ёмкость пространства, которая пропорциональна амплитуде гдэна S в единицах шума (6). Тогда $S \gtrsim 10^{49} \sim 2^{163}$, или число ступеней надшумности $n \gtrsim 163$ при удвоении амплитуд от ступени к ступени. Если сейчас шум $\sim \hbar = 10^{-27}$ эргс, то плато имеет амплитуду $S_0 \gtrsim 10^{22}$ эргс.

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 пространственное расположение.

Взаимодействие гдэнов

Корреляционная g -связь (8, 9), объединяя одноместные гдэны в трёхместные создаёт основу нашего трёхмерного пространства. Однако этого недостаточно для существования сложного и развивающегося мира. Требуется взаимодействие между трёхместными гдэнами, позволяющее им образовывать всё более крупные соединения. Эту роль берёт на себя **взаимодействие гдэнов через шум**.

Гдэн есть часть мена, которой противостоит остальной мен, являющийся противогдэном. Характеристики колебания и их изменение у гдэна определяются характеристиками противогдэна (и обратно), т. е. всем остальным меном. Следовательно гдэн есть изменение, поддерживаемое извне. Появление другого гдэна $\Gamma 2$ возмущает эту поддержку. Из-за этого первый гдэн $\Gamma 1$ также должен меняться, но только для гдэнов в шуме.

Вне шума сумма определённых гдэна и противогдэна равна нулю $\Gamma 1 + \Pi 1 = 0$. Так же и для двух гдэнов $(\Gamma 1 + \Pi 1) + (\Gamma 2 + \Pi 2) = 0$. Здесь наличие второго гдэна не меняет первый гдэн. В шуме не так. В нём распределения гдэнов (5, 6), если их центры находятся в разных местах, различны. При их пересечении гдэн $\Gamma 2$ своим шумом возмущает среду, в которой находится $\Gamma 1$ и тем влияет на него.

Гдэн, как целое, определяется своими частотой Ω и амплитудой S , а его место φ выражает отношение к другим гдэнам. Их изменение описы-

вается производными $\dot{\Omega}$ и $\dot{S}$. Но сохранение гдэна требует постоянства Ω и S . Тогда, при слабом влиянии возмущения среды, их изменение можно перенести на перемещение $\dot{\Omega} = \ddot{\varphi}$. Т.е. **возмущение ускоряет гдэн**.

При заданной частоте гдэна $\Omega = 1$, его усреднённое влияние на среду определяется средней амплитудой $\bar{S}$ и выражается функцией $U(\bar{S})$. Если $\bar{S}$ постоянно, то среда постоянна и другой гдэн в ней не меняется. Ускоряет гдэн переменное влияние среды. Для воздействующего гдэна с постоянным во времени распределением, это сводится к влиянию градиента U : $\ddot{\varphi} = -\partial_{\varphi}U$, или $U + \dot{\varphi}^2/2$ постоянно. Т. о. функция $U(\bar{S})$ есть **потенциал воздействия гдэна на другой гдэн через шум**.

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 различимыми между собой частями гдэнов с амплитудами S_u : $S = S_0 + S_u$, $\bar{S} = S_0 + \bar{S}_u$. При $S_0 \gg \bar{S}_u$, $U(\bar{S})$ разлагается в ряд $U(\bar{S}) = U(S_0) + U_S \bar{S}_u + U_{SS} \bar{S}_u^2 + \dots$, где $U_S = d_S U(S = S_0)$, $U_{SS} = d_S^2 U(S = S_0)$ — производные. Выбор $U(S_0)$ за начало отсчёта $U(S_0) = 0$ даёт

$$U(\bar{S}) = U(\bar{S}_u) = U_S \bar{S}_u + U_{SS} \bar{S}_u^2/2 = U_{\gamma}(\bar{S}_u) + U_G(\bar{S}_u), \quad U_{\gamma} \gg U_G, \quad (10)$$

где малость U_G/U_{γ} связана с малостью $\bar{S}_u/S_0$.

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 (5), которое меняется на $P_j^{\Gamma}(S_j, \dot{\varphi}_j) = P_j^{\Gamma}(S_{uj}, \dot{\varphi}_j) = (S_0/\pi) \exp\{-\dot{S}_{uj}^2 - \dot{\phi}_j^2\}$, где $\dot{\phi}_j = S_0 \dot{\varphi}_j$. После замены $\dot{\varphi}_j$ на $\dot{\phi}_j$: $P_j^{\Gamma}(\dot{S}_{uj}, \dot{\phi}_j) = P_j^{\Gamma}(S_{uj}, \dot{\varphi}_j)/S_0$ или

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

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

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 $P^{\Gamma}(\dot{\mathbf{S}}_u, \dot{\boldsymbol{\phi}})$ меняется на распределение $P^{\Gamma}(S_u, \dot{\boldsymbol{\phi}})$ амплитуды $S_u \equiv S_{u1} + S_{u2} + S_{u3}$:

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

где $\dot{\phi}^2 = \dot{\phi}_1^2 + \dot{\phi}_2^2 + \dot{\phi}_3^2$. 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 $P^\Gamma(S_u, \dot{\phi}) \approx \pi^{-2} \exp\{-(S_u - S_\Gamma)^2 - \dot{\phi}^2\}$, где $S_\Gamma = 3\bar{S}_u$ — средняя амплитуда трёхместного гдэна, $\dot{\phi}$ — расстояние от его центра. Пространственное распределение

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

Теперь **распределение трёхместного гдэна**

$$P^\Gamma(S_u, \dot{\phi}) = \pi^{-2} \exp\{-(S_u - S_\Gamma)^2 - \dot{\phi}^2\}, \quad P^\Gamma(\dot{\phi}) = \pi^{-3/2} e^{-\dot{\phi}^2}. \quad (11)$$

Пространственное распределение потенциала воздействия через шум определяется пространственной зависимостью средней амплитуды гдэна, т. е. его условным средним для распределения (11)

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

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

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

Подставив разложение (10) получим **потенциал воздействия гдэнов через шум**

$$U(\dot{\phi}) = U_\gamma(\dot{\phi}) + U_G(\dot{\phi}), \quad U_\gamma(\dot{\phi}) = \gamma e^{-\dot{\phi}^2}, \quad U_G(\dot{\phi}) = G e^{-\dot{\phi}^2}, \quad \dot{\phi} = S_0 \dot{\varphi}, \quad (12)$$

где $\gamma = \gamma_u S_\Gamma$, $G = G_u S_\Gamma^2$, $\gamma_u = \pi^{-3/2} U_S$, $G_u = \pi^{-3/2} U_{SS}/2$, $|\dot{\varphi}| \leq \pi/2$.

Колебания гдэнов взаимодействуют только местно, при совпадении их фаз. Но сам гдэн состоит из определённых колебаний (1), размытых шумом (3) до распределения (11). Пространственное распределение потенциала (12) связано с этим размытием, т. е. определяется шумом. Следовательно **гдэны взаимодействуют посредством шума**. Действует

же потенциал не на шум, а на определённое колебание гдэна (центр распределения), и ускоряет его.

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

Рассмотрим одномерное **γ -взаимодействие трёхместных гдэнов** Γ^3 с равными по модулю амплитудами S_Γ . В дальнейшем описании взаимодействий используются следующие обозначения

$$U(r) = e^{-r^2}, \quad f(r) = rU, \quad f_r(r) = (1-2r^2)U, \quad f_{rr}(r) = (4r^3-6r)U. \quad (13)$$

Взаимодействие двух гдэнов Γ_1 и Γ_2 .

Для их описания выбрана система отсчёта, в которой движение симметрично. Места гдэнов ϕ_1 и $\phi_2 = -\phi_1$, $\phi = \phi_1 - \phi_2$. Потенциал взаимодействия (12), записанный в единицах γ , есть $\pm U$, где $U = e^{-\phi^2}$. Верхний (нижний) знак отмечает взаимодействие гдэн-гдэн (гдэн-противогдэн). Действующие на гдэны **удсилы** — удельные (на единицу амплитуды) силы $f_1 = -f_2 = \mp d_\phi U = \pm 2\phi U$. Уравнение движения (**урдвиг**) $\ddot{\phi} = 2f_1 = \mp 2d_\phi U = \pm 4\phi U$.

Т. к. $\dot{\phi} = d_\phi(\dot{\phi})^2/2$, то $(\dot{\phi})^2/2 \pm 2U = E$, $(\dot{\phi})^2 = 2(E \mp 2U)$,

где E — удельная полная энергия относительного движения гдэнов.

Отталкивание гдэн-гдэн. Если $0 < E < 2$, то при встречном движении имеется отражение 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 .

Притяжение гдэн-противогдэн (маятник ГП). Если $-2 < E < 0$, то в потенциале U существует нелинейный мягкий маятник. При $E + 2 \ll 1$ и $\phi^2 \ll 1$ он линеен $\ddot{\phi} = -4\phi$ с частотой $\omega_\gamma = 2$ или

$$\omega_\gamma = 2\gamma^{1/2}. \quad (14)$$

Маятник ГПГ

Два гдэна Γ_1, Γ_2 и противогдэн Π с равными по модулю амплитудами имеют места ϕ_1, ϕ_2 и ϕ_0 . Разности мест

$$\phi_{12} = \phi_1 - \phi_2, \quad \phi_{10} = \phi_1 - \phi_0, \quad \phi_{20} = \phi_2 - \phi_0.$$

Потенциалы воздействия на них (12), в единицах γ

$U_1 = e^{-\phi_{12}^2} - e^{-\phi_{10}^2}, \quad U_2 = e^{-\phi_{12}^2} - e^{-\phi_{20}^2}, \quad U_0 = -e^{-\phi_{10}^2} - e^{-\phi_{20}^2}.$
Сумма потенциалов $U = U_1 + U_2 + U_0 = 2(e^{-\phi_{12}^2} - e^{-\phi_{10}^2} - e^{-\phi_{20}^2})$.
Удсилы $f_j = -\partial_{\phi_j} U_j = -\partial_{\phi_j} U/2, \quad j = 1, 2, 0: \quad f_1 = 2\phi_{12}e^{-\phi_{12}^2} - 2\phi_{10}e^{-\phi_{10}^2},$
 $f_2 = -2\phi_{12}e^{-\phi_{12}^2} - 2\phi_{20}e^{-\phi_{20}^2}, \quad f_0 = 2\phi_{10}e^{-\phi_{10}^2} + 2\phi_{20}e^{-\phi_{20}^2}.$

Урдвиг с учётом $\phi_{12} = \phi_{10} - \phi_{20}$ есть
 $\ddot{\phi}_{10} = 2\phi_{12}e^{-\phi_{12}^2} - 4\phi_{10}e^{-\phi_{10}^2} - 2\phi_{20}e^{-\phi_{20}^2},$
 $\ddot{\phi}_{20} = -2\phi_{12}e^{-\phi_{12}^2} - 2\phi_{10}e^{-\phi_{10}^2} - 4\phi_{20}e^{-\phi_{20}^2}, \quad \ddot{\phi}_0 = 2\phi_{10}e^{-\phi_{10}^2} + 2\phi_{20}e^{-\phi_{20}^2}.$

Если $\phi_2 < \phi_0 < \phi_1$ (П между Γ_1 и Γ_2), то в полном потенциале U выполняется $\phi_{12} > \phi_{10}, \phi_{20}$ и $e^{-\phi_{12}^2} < e^{-\phi_{10}^2}, e^{-\phi_{20}^2}$. Возможно $U < 0$ и связанное состояние (маятник ГПГ) при достаточно малой полной энергии. В нём выделяются три части движения гдэнов:

При $|\phi_{10}| \ll 1$, П движется вблизи Γ_1 . Т. к. здесь нелинейные члены малы, то $\ddot{\phi}_{10} \approx -4\phi_{10}$, $\ddot{\phi}_0 \approx 2\phi_{10}$, $\ddot{\phi}_{20} \approx -2\phi_{10}$, $\phi_2 \approx 0$. П проходит вблизи Γ_1 в состоянии линейного маятника Γ_1 П с частотой $\omega_\gamma = 2$, а Γ_2 движется по инерции $f_2 \approx 0$.

При $|\phi_{20}| \ll 1$, — линейный маятник Γ_2 П, а Γ_2 движется по инерции.

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

Т. о. движение маятника ГПГ состоит из последовательных прохождений маятников Γ_1 П, Γ_2 П и перевала потенциала между ними. Его период оценивается временем прохождения двух точек поворота и перевала, что больше периода линейного маятника ГП.

Взаимодействие двух маятников ГП

Пусть имеется две пары гдэн-противогдэн Γ_1 П₁ и Γ_2 П₂ с равными по модулю амплитудами гдэнов. В рассматриваемом для них одномерном движении их места $\phi_1^\Gamma, \phi_1^\Pi, \phi_2^\Gamma, \phi_2^\Pi$. Вводятся разности мест в парах $\xi_1 = \phi_1^\Gamma - \phi_1^\Pi$, $\xi_2 = \phi_2^\Gamma - \phi_2^\Pi$ и расстояние r между центрами пар.

Действующие на гдэны удсилы в единицах 2γ (12) записываются в соответствии с обозначениями (13)

$$\begin{aligned} f_1^\Gamma &= -f(\phi_1^\Gamma - \phi_1^\Pi) + f(\phi_1^\Gamma - \phi_2^\Gamma) - f(\phi_1^\Gamma - \phi_2^\Pi), \\ f_1^\Pi &= f(\phi_1^\Gamma - \phi_1^\Pi) - f(\phi_1^\Pi - \phi_2^\Gamma) + f(\phi_1^\Pi - \phi_2^\Pi), \\ f_2^\Gamma &= -f(\phi_1^\Gamma - \phi_2^\Gamma) + f(\phi_1^\Pi - \phi_2^\Gamma) - f(\phi_2^\Gamma - \phi_2^\Pi), \\ f_2^\Pi &= f(\phi_1^\Gamma - \phi_2^\Pi) - f(\phi_1^\Pi - \phi_2^\Pi) + f(\phi_2^\Gamma - \phi_2^\Pi). \end{aligned}$$

Урдвиг в единицах $2\gamma = \omega_\gamma^2/2$ (14)

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

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

При $|\xi| \ll r$ удсилы разлагаются в ряд по степеням ξ до ξ^3 . Используя обозначения $f = f(r)$, $f_r = f_r(r)$, $f_{rr} = f_{rr}(r)$ из (13) и $f_{rrr} = d_r f_{rr}(r)$, урджик записываются как

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

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 урджик

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

В переменных $\xi_\pm = (\xi_1 \pm \xi_2)$ получаем собственные колебания

$$\begin{aligned}
\ddot{\xi}_\pm &= -2\xi_\pm - 2f_r\xi_\mp \mp (2\xi_\mp + 2f_r\xi_\pm) = -2(1 \pm f_r)(\xi_\pm \pm \xi_\mp) = -2(1 \pm f_r)\xi_\pm \\
&\text{с собственными частотами } \omega_\pm^2 = 2(1 \pm f_r) \text{ в единицах } \omega_\gamma^2/2, \text{ где } f_r \text{ описы-} \\
&\text{вает влияние соседней пары. Т. к. } f_r < 0, \text{ то } \omega_+ < \omega_-.
\end{aligned}$$

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 — пары притягиваются.

Если колебания противофазны $\xi_1 \approx -\xi_2$, то пары отталкиваются.

Второе приближение (нелинейное)

В нелинейном приближении находится изменение расстояния между парами ГП

$$\ddot{r} = -f_{rr}\xi_1\xi_2 = -f_{rr}(\xi_+^2 - \xi_-^2)/4, \quad (15)$$

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

$$\begin{aligned}
\xi_+^2 - \xi_-^2 &= a_+^2 \cos^2 \Phi_+ - a_-^2 \cos^2 \Phi_- = a_+^2(1 + \cos 2\Phi_+)/2 - a_-^2(1 + \cos 2\Phi_-)/2 \\
&= (a_+^2 - a_-^2 + a_+^2 \cos 2\Phi_+ - a_-^2 \cos 2\Phi_-)/2.
\end{aligned}$$

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

$$\bar{f} = -f_{rr}(a_+^2 - a_-^2)/8 \quad (16)$$

Из (13) $f_{rr} = 2r(2r^2 - 3)U$ меняет знак при $r^2 = r_0^2 = 3/2$.

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.

Материя мира, цепь миров

Гдэны и противогдэны γ -взаимодействием соединяются в ГП-пары $\Gamma^3\gamma\Pi^3$ (трёхмерные маятники ГП), которые при определённых условиях связываются в устойчивую ГП-среду. Относительный сдвиг гдэна и противогдэна в паре определяет поляризацию этой среды.

Кроме ГП-пар существует множество одноместных пар $\nu_j = \Gamma_j g \Pi_j g$ измеров j , связанных корреляционным взаимодействием (9). Это нейтрино (см. "Частицы"). Они имеют среднюю нулевую амплитуду и не участвуют в γ -взаимодействии.

Т. о. **материя нашего мира** в основном составлена из ГП-пар и нейтрино. Её плотность ρ не менее плотности ГП-среды. Она грубо оценивается через массу ГП-пары (порядка массы нейтрино 10^{-37} кг — см. "Частицы") и расстояние r между ними (не более размера электрона $\sim 10^{-22}$ м). Тогда $\rho \gtrsim 10^{29}$ кг/м³, что много больше плотности ядер атомов. Плотность вещества во вселенной оценивается в $\sim 10^{-26}$ кг/м³. Разница на 55 порядков или более. Но ГП-среда только возвышается над верхней ступенью основания, которая сама более чем на 49 порядков больше современного шума $\sim \hbar$. Тогда вся известная науке энергия-масса ничтожно мала по сравнению с энергией её основы — разница превышает 100 порядков.

Цепь миров. Представление мен гармониками не имеет выделенных частот. В каждом множестве гармоник любой частоты, взятой за единицу $\Omega = 1$, гармоника остальных частот представлены или шумом (при $\Omega > 1$) или медленным изменением (при $\Omega < 1$). И каждое такое множество гармоник других частот является основой для описания

какого-либо мира. Тогда имеется связь и взаимное влияние миров разных основных частот. Так в медленном изменении характеристик нашего мира есть вклад воздействий медленных миров с $\Omega < 1$, а в шуме скрыто влияние быстрых — с $\Omega > 1$. Подобным образом и наш мир действует на другие миры. Эта связь происходит на уровне одноместных гдэнов и через них распространяется на все остальные уровни, вплоть до тел.

Миры на разных основных частотах подобны, но не тождественны. У них может быть одинаковой скорость эволюции, измеряемая в периодах своих основных частот, но разная относительная скорость. Миры с большими частотами меняются быстрее миров меньших частот. Следует ожидать, что они более продвинуты в своём развитии. Тогда в кажущихся случайными изменениях скрывается влияние более развитых миров, а медленные изменения связывают с менее развитыми мирами. Случайность становится непознанной необходимостью.

Шум не есть беспорядок, хотя подчиняется распределению Гаусса, применяемому для описания случайных величин в низшем равновесном состоянии. Он только кажется беспорядочным из-за недостаточности временного разрешения, не позволяющего заметить быстрые влияния миров с большими основными частотами.

Мир есть надшумное строение, сохраняющее свою неравновесность. Однако, как известно, неравновесная замкнутая система со временем неизбежно переходит в равновесное состояние и остаётся в нём навсегда. Это происходит из-за того, что поддержание беспорядка равновесия и релаксация флуктуаций определяются одним механизмом. Чтобы надшумный мир существовал и не релаксировал к равновесному шуму, он должен быть открытой системой с внешним взаимодействием, поддерживающим его надшумность. Таким свойством обладают живые существа. Его даже можно взять за их определение: **Жизнь** есть способность постоянно поддерживать неравновесное состояние в равновесной среде. При этом понятие жизни расширяется и позволяет называть живыми не только молекулярные организмы. Исходя из этого определения и древних сказаний, где вселенная часто представляется в образе дерева, животного или даже человека (Пуруша и др.), можно считать, что **наш мир является живым**.

Если наш мир есть живое существо, то подобные ему миры на других основных частотах тоже живые. Они составляют последовательность связанных взаимодействием живых миров с разными уровнями и скоростями развития. Более быстрые и продвинутые миры могут восприни-

мать, отслеживать и управлять жизнью более медленных миров, не позволяя им погрузиться в беспорядочный шум. Т. о. должна существовать **бесконечная цепь живых управляемых миров**, в которой наш мир является одним из её звеньев. Только такая живая и управляемая цепь взаимосвязанных и подобных миров разного уровня развития способна постоянно поддерживать неравновесное упорядоченное состояние от погружения в равновесный хаос. Это **цепь вечной жизни**.

Поляризация

Трёхместные гдэны и противогдэны γ -взаимодействием соединяются в ГП-пары $\Gamma^3\gamma\Pi^3$, способные образовывать устойчивую ГП-среду. В ней γ -взаимодействие смещает гдэны пар и меняет расстояние между парами. Сдвиг гдэна и противогдэна в паре определяет поляризацию среды.

Каждый гдэн имеет определённое место только в среднем. Его распределение (5, 6) размыто по месту с дисперсией $\langle\phi^2\rangle = 1$. В этом шуме малое разделение Γ^3 и Π^3 внешне не выделяется, но оно есть как средняя величина. А большие и быстрые изменения шума при усреднении за относительно медленные времена перемещений гдэнов взаимно уничтожаются и становятся незаметными, не мешая составлять для средних вполне определённые соотношения. Бесконечная энергия шума является необходимым условием существования конечной поляризации среды.

Точное рассмотрение динамики возмущений в такой среде невозможно. Нужны упрощённые приближённые подходы, одним из которых является учёт взаимодействия только с ближайшими соседями и разложение по степени возмущения. Получить качественные результаты можно уже в линейном приближении с нужными нелинейными дополнениями.

Рассмотрим однородную ГП-среду, занимающую всё пространство мест гдэнов. Пусть она состоит из ГП-пар, содержащих гдэны с одинаковыми средними амплитудами. В невозмущённом состоянии гдэн и противогдэн в паре совмещены, а в возмущённом — разделены. За абсолютные координатные оси трёхмерного пространства возьмём измеры (8, 9), а полученное объединение связанных маятников ГП, образующее простую решётку куба, используем для описания ГП-среды.

В простой решётке куба ГП-пары занимают его вершины. Выделим ось l (продольную), вдоль которой гдэны пар смещаются при взаимодействии, и две поперечные оси j, k . Рассматриваемая пара $\Gamma\Pi_0$ помещается

в начало системы отсчёта. На неё воздействуют 6 соседних пар ГП_{jk} (по две на каждой оси), находящихся на расстоянии r от её центра. Их места j, k, l принимают значения ± 1 . На оси l места гдэнов ϕ_{jkl}^Γ и противогдэнов ϕ_{jkl}^Π в ГП-паре расположены симметрично относительно центра пары. Их разность (поляризация) $\xi_{jkl} = \phi_{jkl}^\Gamma - \phi_{jkl}^\Pi$ мала по сравнению с расстоянием r между ними. Изменение r , согласно (15) имеет 2-й порядок малости и будет учтено как нелинейная добавка.

Изменение поляризации определяется потенциалами γ -воздействия (12) на гдэн $U^\Gamma = U_0^\Gamma + U_{jkl}^\Gamma$ и противогдэн $U^\Pi = U_0^\Pi + U_{jkl}^\Pi$ в ГП₀. Они включают воздействия соседей по паре $U_0^\Gamma = U_0^\Pi$ и соседних пар $U_{jkl}^\Gamma = U_{jkl}^{\Gamma\Gamma} + U_{jkl}^{\Gamma\Pi}$, $U_{jkl}^\Pi = U_{jkl}^{\Pi\Gamma} + U_{jkl}^{\Pi\Pi}$. Здесь первый верхний значок отмечает гдэн, находящийся под воздействием, а второй — воздействующий.

Потенциал взаимодействия в ГП-паре $U_0^\Gamma = -\gamma e^{-\xi^2}$ определяет силы на гдэн $f_0^\Gamma = -\partial_\xi U_0^\Gamma = -2\gamma \xi e^{-\xi^2} \approx -2\gamma \xi (1 - \xi^2)$ и противогдэн $f_0^\Pi = -f_0^\Gamma$. Они разложены до ξ^3 . Остальные силы берутся линейными.

Потенциалы $U_{jkl}^{\Gamma\Gamma}$ и $U_{jkl}^{\Gamma\Pi}$ — близкие по величине и разные по знаку:
 $U_{jkl}^{\Gamma\Gamma} = U_{jkl}^{\Gamma\Gamma}(\xi - \xi_{jkl}) = U_{jkl}^{\Gamma\Gamma}(\xi) - \xi_{jkl} \partial_\xi U_{jkl}^{\Gamma\Gamma}(\xi, \xi_{jkl} = 0)$, $\partial_\xi = \partial/\partial\xi$,
 $U_{jkl}^{\Gamma\Pi} = U_{jkl}^{\Gamma\Pi}(\xi + \xi_{jkl}) = -U_{jkl}^{\Gamma\Gamma}(\xi) - \xi_{jkl} \partial_\xi U_{jkl}^{\Gamma\Gamma}(\xi, \xi_{jkl} = 0)$,
 $U_{jkl}^\Gamma = U_{jkl}^{\Gamma\Gamma} + U_{jkl}^{\Gamma\Pi} = -2\xi_{jkl} \partial_\xi U_{jkl}^{\Gamma\Gamma}(\xi, \xi_{jkl} = 0)$.

Т. к. место гдэна $\phi^\Gamma = \xi/2$, то на него действует сила $-\partial_{\phi^\Gamma} U_{jkl}^\Gamma = -2\partial_\xi U_{jkl}^\Gamma$. Из симметрии решётки и расположения гдэнов в ГП-паре следует, что в линейном приближении на противогдэн действует противоположная сила. Тогда действующая на смещение ξ сила воздействия пары ГП_{jk} есть $\xi_{jkl} F_{jkl}$, где

$$F_{jkl} = 8\partial_\xi^2 U_{jkl}^{\Gamma\Gamma}(\xi = \xi_{jkl} = 0) \quad (17)$$

является чётной по каждой оси: $F_{1kl} = F_{-1kl}, \dots$

Теперь меняющая поляризацию сила с учётом чётности F_{jkl} есть
 $f = -4\gamma \xi (1 - \xi^2) + \sum_{jkl} \xi_{jkl} F_{jkl}$,
 $\sum_{jkl} \xi_{jkl} F_{jkl} = [(\xi_{100} + \xi_{-100})F_{100} + (\xi_{010} + \xi_{0-10})F_{010} + (\xi_{001} + \xi_{00-1})F_{001}]$.
 Переходя к разностным производным вдоль каждой оси $i = j, k, l$
 $\delta_i \xi_{1/2} = \xi_1 - \xi$, $\delta_i^2 \xi = \delta_i \xi_{1/2} - \delta_i \xi_{-1/2} = (\xi_1 - \xi) - (\xi - \xi_{-1}) = \xi_1 + \xi_{-1} - 2\xi$,
 получим

$$f = -4\gamma \xi (1 - \xi^2) + [F_{100}(\delta_j^2 + 2) + F_{010}(\delta_k^2 + 2) + F_{001}(\delta_l^2 + 2)]\xi.$$

Чтобы найти F_{jkl} используем потенциалы (12). Для поперечных осей
 $U_{100}^{\Gamma\Gamma} = \gamma \exp\{-r^2 - (\xi_{100} - \xi)^2/4\}$,
 $\partial_\xi U_{100}^{\Gamma\Gamma} = \gamma(\xi_{100} - \xi) \exp\{-r^2 - (\xi_{100} - \xi)^2/4\}/2|_{\xi_{100}=0}$
 $= -\gamma \xi \exp\{-r^2 - \xi^2/4\}/2$, $F_{100} = -4\gamma \partial_\xi [\xi \exp\{-r^2 - \xi^2/4\}]_{\xi=0} = -4\gamma e^{-r^2}$.

Также $F_{010} = F_{100}$. Для продольной оси

$$\begin{aligned} U_{001}^{\Gamma\Gamma} &= \gamma \exp\{-[r + (\xi_{001} - \xi)/2]^2\}, \\ \partial_\xi U_{001}^{\Gamma\Gamma} &= \gamma[r + (\xi_{001} - \xi)/2] \exp\{-[r + (\xi_{001} - \xi)/2]^2\}|_{\xi_{001}=0} \\ &= \gamma(r - \xi/2) \exp\{-(r - \xi/2)^2\}, \quad F_{001} = 8\gamma \partial_\xi[(r - \xi/2) \exp\{-(r - \xi/2)^2\}]_{\xi=0} \\ &= 8\gamma[-1/2 + (r - \xi/2)^2] \exp\{-(r - \xi/2)^2\}_{\xi=0} = 4\gamma(2r^2 - 1)e^{-r^2}. \end{aligned}$$

Теперь $f = 4\gamma[-(1 - \xi^2) - e^{-r^2}(\delta_j^2 + \delta_k^2 + 4) + (2r^2 - 1)e^{-r^2}(\delta_l^2 + 2)]\xi$.

Меняя обозначения на $\omega_\gamma^2 = 4\gamma$, $U = e^{-r^2}$, $f_r = (1 - 2r^2)U$ из (13, 14) и вводя $c^2 = \omega_\gamma^2 U$, $c_l^2 = -\omega_\gamma^2 f_r = (2r^2 - 1)c^2$, получим

$$f = [-(\omega_\gamma^2 + 4c^2 - 2c_l^2) + \omega_\gamma^2 \xi^2 - c^2(\delta_j^2 + \delta_k^2) + c_l^2 \delta_l^2]\xi.$$

Найдём влияние изменения расстояния h между ГП-парами продольной оси на поляризацию. Для этого вместо равенства $F_{001} = F_{00-1} = c_l^2(r)$ надо взять $F_{00\pm 1} = c_l^2(r + h_{\pm 1/2}) \approx c_l^2(r) + d_r c_l^2(r) h_{\pm 1/2}$. Тогда в выражении для силы f слагаемое $(\xi_{001} + \xi_{00-1})F_{001}$ меняется на

$$\xi_{001}F_{001} + \xi_{00-1}F_{00-1} = (\xi_{001} + \xi_{00-1})c_l^2(r) + d_r c_l^2(r)(\xi_{001}h_{1/2} + \xi_{00-1}h_{-1/2}).$$

Здесь первая скобка приводит к полученной выше формуле $f = \dots$, а вторая, учитывая гладкость h , преобразуется в разностные производные:

$$\begin{aligned} \xi_{001}h_{1/2} + \xi_{00-1}h_{-1/2} &= [\xi_{001}(h_1 + h_0) + \xi_{00-1}(h_{-1} + h_0)]/2 \\ &= [\xi_{001}h_1 + \xi_{00-1}h_{-1} + h_0(\xi_{001} + \xi_{00-1})]/2 \\ &= [(\delta_l^2 + 2)(\xi h) + h(\delta_l^2 + 2)\xi]/2 = [\delta_l^2(\xi h) + h\delta_l^2\xi + 4\xi h]/2, \quad h \equiv h_0. \end{aligned}$$

Это выражение, умноженное на $d_r c_l^2(r)$ добавляется к силе f .

Влияние ξ -поля поляризации на расстояние между ГП-парами вычисляется из взаимодействия маятников ГП (15) $\ddot{r} = -f_{rr}\xi_1\xi_2$ (в единицах 2γ). Оно состоит из двух одинаковых, но противоположных ускорений пар. Следовательно смещение a выделенной пары ГП₀ при воздействии соседних пар находится из $\ddot{a} = f_{rr}\xi(\xi_{001} - \xi_{00-1})/2 = f_{rr}\xi\delta_l\xi = f_{rr}\delta_l\xi^2/2$, а изменение расстояния между ГП-парами $h = \delta_l a$ подчинено уравнению $\ddot{h} = f_{rr}\delta_l^2\xi^2/2$, или в обычных единицах: $\ddot{h} = \omega_\gamma^2 f_{rr}\delta_l\xi^2/4 = -d_r c_l^2(r)\delta_l\xi^2/4$.

Теперь уравнения поляризации и деформации ГП-среды

$$\begin{aligned} \ddot{\xi} &= [-\omega_0^2 - c^2(\delta_j^2 + \delta_k^2) + c_l^2\delta_l^2 + \omega_\gamma^2\xi^2]\xi + d_r c_l^2[\delta_l^2(\xi h) + h\delta_l^2\xi + 4\xi h]/2, \\ \ddot{h} &= -d_r c_l^2\delta_l^2\xi^2/4, \quad \omega_0^2 = \omega_\gamma^2 + 4c^2 - 2c_l^2, \quad c^2 = \omega_\gamma^2 U, \quad c_l^2 = (2r^2 - 1)c^2. \end{aligned}$$

Здесь ω_0^2 — квадрат частоты линейного колебания гдэна и противоэдэна в ГП-паре с учётом влияния соседних пар, или его удельная внутренняя энергия (внутэн). ω_γ^2 — то же для колебаний в свободной от воздействий паре — маятнике ГП (14). Минус перед c^2 означает обратный поперечный перенос возмущения, а плюс перед c_l^2 — прямой продольный.

Качественное различие поперечного и продольного переносов определяется особенностями взаимодействий гдэнов по этим направлениям.

Вдоль продольной оси соседние ГП-пары расположены достаточно далеко — на расстояние r между ними. Смещённый гдэн одной из них притягивает противогдэн и отталкивает гдэн другой пары, создавая в ней смещение, подобное своему, и передаёт туда часть своей энергии. Образуется прямой перенос. Вдоль поперечных осей проекции смещений гдэнов на ось поляризации совмещаются. Здесь смещённый гдэн также притягивает противогдэн и отталкивает гдэн другой пары, но вызывает при этом смещение, обратное своему. Направления поляризации у соседних по поперечным осям пар становятся противоположными, что даёт ГП-среде наименьшую энергию. Такое строение ГП-среды учитывается изменением знака перед c^2 :

$$\begin{aligned}\ddot{\xi} &= [-\omega_m^2 + c^2(\delta_j^2 + \delta_k^2) + c_l^2\delta_l^2 + \omega_\gamma^2\xi^2]\xi + d_rc_l^2[\delta_l^2(\xi h) + h\delta_l^2\xi + 4\xi h]/2, \\ \ddot{h} &= -d_rc_l^2\delta_l^2\xi^2/4, \quad \omega_m^2 = \omega_\gamma^2 - 4c^2 - 2c_l^2, \quad c^2 = \omega_\gamma^2 U, \quad c_l^2 = (2r^2 - 1)c^2. \quad (18)\end{aligned}$$

Приближение сплошной среды получается заменой разностных производных на частные для непрерывных функций ξ, h

$$\begin{aligned}\ddot{\xi} &= [-\omega_m^2 + \omega_\gamma^2\xi^2 + c^2(\partial_j^2 + \partial_k^2) + c_l^2\partial_l^2]\xi + d_rc_l^2[\partial_l^2(\xi h) + h\partial_l^2\xi + 4\xi h]/2, \\ \ddot{h} &= -d_rc_l^2\partial_l^2\xi^2, \quad \omega_m^2 = \omega_\gamma^2 - 4c^2 - 2c_l^2. \quad (19)\end{aligned}$$

Теперь строение ГП-среды проявляется только через различия в значениях скоростей переноса возмущений.

Чтобы найти **векторное уравнение поляризации** при $h = 0$, заменим абсолютные оси-измеры на совпадающие с ними условные оси координат, которые образуют систему отсчёта. От неё можно перейти к любой другой, ставшей теперь относительной, системе отсчёта. ГП-среда при этом остаётся абсолютной. Далее введём вектор $\xi = \{\xi_j, \xi_k, \xi_l\}$ и учтём различие поперечных ξ_t и продольных ξ_l полей: $\xi = \xi_t + \xi_l$, $\text{div } \xi_t = 0$, $\text{rot } \xi_l = 0$. Вторые производные $\partial_j^2 + \partial_k^2$ заменим на поперечную часть лапласиана $\Delta_t = -\text{rot rot}$, а ∂_l^2 — на продольную $\Delta_l = \text{grad div}$. Полный лапласиан есть их сумма $\Delta = \text{grad div} - \text{rot rot}$. Тогда из (19) следует

$$\ddot{\xi} + \omega_m^2\xi = c^2\Delta_t\xi + c_l^2\Delta_l\xi + \omega_\gamma^2\xi^2\xi. \quad (20)$$

Левая часть уравнения описывает колебания в ГП-паре, а правая — их перенос и влияние нелинейности. Разложим его на отдельные уравнения Клейна-Фока-Гордона (урКФГ) [13]–[15] для поперечных ξ_t и продольных ξ_l полей, связанных только нелинейностью

$$\ddot{\xi}_{t,l} + \omega_m^2\xi_{t,l} = c_{t,l}^2\Delta_{t,l}\xi_{t,l} + \omega_\gamma^2\xi^2\xi_{t,l}. \quad (21)$$

Волны поляризации

Дисперсионное уравнение (диспур) волн в решётке выводится из линейной части уравнения (18) после подстановки ξ в виде гармоники $\xi(\mathbf{x}, t) = \text{Re}[\psi \exp\{-i\omega t + i\mathbf{q}\mathbf{x}\}]$, где $\mathbf{q} = \{q_j, q_k, q_l\}$ — волновой вектор, $\mathbf{x} = \{j, k, l\}$ — координата в номерах ГП-пар. Тогда из $\ddot{\xi} = -\omega^2 \xi$, $\delta_{\mathbf{x}}^2 \xi = \xi_{\mathbf{x}+1} + \xi_{\mathbf{x}-1} - 2\xi = (e^{i\mathbf{q}} + e^{-i\mathbf{q}} - 2)\xi = 2(\cos \mathbf{q} - 1)\xi = -4\xi \sin^2(\mathbf{q}/2)$ следуют диспур ξ -волн и вектор групповой скорости $d_{\mathbf{q}}\omega \equiv \mathbf{V} = \{V_j, V_k, V_l\}$

$$\begin{aligned} \omega^2 &= \omega_m^2 + 4c^2[\sin^2(q_j/2) + \sin^2(q_k/2)] + 4c_l^2 \sin^2(q_l/2), \\ \omega_m^2 &= \omega_\gamma^2 - 4c^2 - 2c_l^2, \quad V_{j,k} = (c^2/\omega) \sin q_{j,k}, \quad V_l = (c_l^2/\omega) \sin q_l. \end{aligned} \quad (22)$$

Из него в **приближении сплошной среды** следует

$$\omega^2 = \omega_m^2 + c^2(q_j^2 + q_k^2) + c_l^2 q_l^2, \quad V_{j,k} = c^2 q_{j,k}/\omega, \quad V_l = c_l^2 q_l/\omega \quad (23)$$

где $\mathbf{x} = \{j, k, l\}$ теперь непрерывные координаты в единицах расстояния между ГП-парами. После разложения на отдельные уравнения для поперечных ξ_t и продольных ξ_l волн получим

$$\omega_{t,l}^2 = \omega_m^2 + c_{t,l}^2 q_{t,l}^2, \quad V_{t,l} = c_{t,l}^2 q_{t,l}/\omega_{t,l}, \quad c_t \equiv c. \quad (24)$$

Квадрат частоты колебаний в ГП-паре (внутэн кванта, или удельный) ω_m^2 определяет распространение волн и состояние ГП-среды:

Если $\omega_m^2 > 0$, то в волне притяжение гдэна Γ^3 и противоэдэна Π^3 ГП-пары преобладает над притяжением соседних пар. При этом часть энергии волны расходуется на колебания в паре, а остальное передаётся соседям. Волна затухает с расстоянием и называется массивной. Т. к. $\omega^2 > 0$, то постоянное ξ -поле отсутствует. ГП-среда ведёт себя подобно твёрдому телу — **ГП-твёрдь**.

Если $\omega_m^2 = 0$, то притяжение Γ^3 и Π^3 в паре уравнивается притяжением соседей. Образуется безразличное состояние — граница распада пары. Вся энергия волны заключена в переносе — волна становится безмассовой. Появляется возможность существования постоянного ξ -поля. Условие $\omega_m^2 = 0$ даёт **граничное расстояние** r_0 между ГП-парами.

Если $\omega_m^2 < 0$, но немного, то разрушение некоторых ГП-пар и последующая перестройка ГП-среды увеличивают r , делая границу распада устойчивой к малому уменьшению расстояния между парами. Образуется относительно небольшое количество свободных гдэнов и противо-

гдэнов, которые становятся основами элементарных частиц (см. "Частицы"). Отклонение $r_0 - r$ определяет плотность числа частиц во вселенной. Т. к. она много меньше плотности ГП-среды, то $r_0 - r \ll r_0$.

Если $\omega_m^2 < 0$, то преобладает притяжение соседних ГП-пар. Даже в отсутствие волн такая неполяризованная среда неустойчива. Любое малое возмущение разрушает ГП-пары. Из гдэнов и противогдэнов образуется подобная плазме среда — **ГП-плазма**. Она не годится для образования в ней упорядоченного мира.

Безмассовая волна описывается уравнениями, которые следуют из (22, 24) при $\omega_m^2 = 0$:

$$\begin{aligned}\ddot{\xi}_t &= [c^2(\delta_j^2 + \delta_k^2) + \omega_\gamma^2 \xi^2] \xi_t, & \omega_t^2 &= 4c^2[\sin^2(q_j/2) + \sin^2(q_k/2)], \\ \ddot{\xi}_l &= (c_l^2 \delta_l^2 + \omega_\gamma^2 \xi^2) \xi_l, & \omega_l^2 &= 4c_l^2 \sin^2(q_l/2), \\ V_{j,k} &= \sin(q_{j,k})/M_t, & V_l &= \sin(q_l)/M_l.\end{aligned}\tag{25}$$

Здесь $M_t = \omega_t/c^2$ и $M_l = \omega_l/c_l^2$ понимаются как массы движущихся квантов соответствующих волн, имеющих частоты ω_t , и ω_l . Они связывают скорости $\mathbf{V} = \{V_j, V_k, V_l\}$ и импульсы $\mathbf{q} = \{q_j, q_k, q_l\}$ квантов. Массы покоя $m_t = \omega_m/c^2$, $m_l = \omega_m/c_l^2$ равны нулю.

Скорости волн не постоянны

$$V_t^2 = V_j^2 + V_k^2 = \frac{c^2(\sin^2 q_j + \sin^2 q_k)}{4[\sin^2(q_j/2) + \sin^2(q_k/2)]}, \quad V_l = c_l \cos(q_l/2).\tag{26}$$

Они меняются от c или c_l при $q_j = q_k = 0$ или $q_l = 0$ до $c/\sqrt{2}$ или $c_l/\sqrt{2}$ при $q_j = q_k = \pm\pi/2$ или $q_l = \pm\pi/2$.

В приближении сплошной среды из (21, 25) следуют векторные уравнения с постоянными скоростями волн

$$\begin{aligned}\ddot{\xi}_t &= -c^2 \text{rot rot } \xi_t + \omega_\gamma^2 \xi^2 \xi_t, \quad \text{div } \xi_t = 0, \quad \omega_t = cq_t, \quad V_t = c, \\ \ddot{\xi}_l &= c_l^2 \text{grad div } \xi_l + \omega_\gamma^2 \xi^2 \xi_l, \quad \text{rot rot } \xi_l = 0, \quad \omega_l = c_l q_l, \quad V_l = c_l.\end{aligned}\tag{27}$$

Постоянное поле поляризации может существовать лишь вместе с безмассовой ξ -волной, т. к. только в ней достижима нулевая частота.

Электрическое поле

Поле поляризации вокруг гдэна при $\omega_m = 0$. Пусть в ГП-среде посередине между ГП-парами находится дополнительный гдэн Γ^3 . Его

потенциальное поле U_γ разложения (12) действует на ближние к нему пары и создаёт в среде возмущённую гдэном область. После переходных процессов вблизи Γ^3 образуется массивное ξ -поле (см. след. раздел), а вдали — постоянное радиальное поле $\xi(R)$, где R — расстояние от центра Γ^3 . В приближении сплошной среды $\xi(R)$ находится из уравнения (27): $\text{grad div } \xi_l = d_R[R^{-2}d_R(R^2\xi)] = 0$. Его убывающее с расстоянием R решение есть $\xi(R) = e/R^2$. Конечный внутренний радиус поля обуславливает его конечную энергию.

Уравнения Максвелла

В приближении сплошной среды для безмассового поперечного поля $\xi = \xi_t$ линейная часть уравнения (27) есть $\ddot{\xi} = -c^2 \text{rot rot } \xi$. Т. к. $\dot{\xi}$ тоже поперечный вектор, то его можно записать как ротор векторной функции $\dot{\xi} = c \text{rot } \mathbf{b}$. Тогда $\ddot{\xi} = c \text{rot } \dot{\mathbf{b}}$, $\dot{\mathbf{b}} = -c \text{rot } \xi$, $\text{div } \dot{\mathbf{b}} = 0$. Отсутствие причин для введения b -заряда позволяет записать $\text{div } \mathbf{b} = 0$. Полученная система уравнений

$$\dot{\xi} = c \text{rot } \mathbf{b}, \quad \dot{\mathbf{b}} = -c \text{rot } \xi, \quad \text{div } \xi = \text{div } \mathbf{b} = 0$$

совпадает с уравнениями Максвелла для электромагнитного поля в отсутствие зарядов и токов.

Зарядами в ГП-среде являются отдельные гдэны или противогдэны с полем $\xi(R) = e/R^2$. Это поле Кулона по теореме о дивергенции Гаусса-Остроградского приводит к закону Гаусса: Для малой сферы радиуса R интеграл по её объёму от $\text{div } \xi$ равен интегралу по её поверхности от $\xi \mathbf{n}$

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

где $\mathbf{n}$ — внешняя нормаль сферы, ρ объёмная плотность заряда в сфере. Отсюда $\text{div } \xi = 4\pi\rho$. Из уравнения непрерывности $\dot{\rho} + \text{div } \mathbf{j} = 0$, где введена плотность тока $\mathbf{j}$, 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

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

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** можно отождествить с частью поляризации ГП-пар, включающей постоянное ξ -поле гдэнов

и поперечную безмассовую волну. Магнитное поле характеризует изменение ξ -поля во времени и не является основополагающим, несмотря на своё удобство в применениях. Его можно без ущерба для смысла убрать из названия поля, оставив только прилагательное "электрический": электрическое поле (электрополе) и электрическая волна (электроволна). Вопрос о продольной части ξ -поля рассмотрен в следующем разделе.

Электроволна есть безмассовая поперечная ξ -волна. Её длина волны $\lambda > 4$ в единицах расстояний r_0 между парами. Если $r_0 \sim 10^{-22}$ м (опытный размер электрона [11]), то $\lambda > 4 \cdot 10^{-22}$ м, а частота волны менее 10^{30} Гц (для других r_0 граничные параметры волн соответственно изменяться). Её групповая скорость (26) меняется от скорости света c для длинных волн до $c/2$ при $\lambda = 4$. Но длинноволновой предел сплошной среды (26), в котором она постоянна, охватывает все наблюдаемые волны.

Надшумные гдэны имеют распределение (11) с пространственной дисперсией $\langle \phi^2 \rangle \sim 1$, которая даёт **шум поляризации** $\delta\xi \sim 1$, намного превышающий величину электрополя. Но этот шумный фон незаметен, поскольку противоположные флуктуации взаимно уничтожаются усреднением при наблюдении за времена много большие их длительностей.

Наш мир может существовать если расстояния между ГП-парами $r = r_0$ выдержаны с огромной точностью, обеспечивающей лишь геометрическое ослабление поляризации в пространстве. В ГП-тверди ($r > r_0$) волны становятся массивными и быстро затухают с удалением от источника, а постоянное поле отсутствует. В ГП-плазме ($r < r_0$) устойчивая поляризация не возможна. Тонкая граница между ними есть среда нашего мира. Она, как носитель электрополя, подобна гипотетическому эфиру Декарта. Для неё можно оставить это название **эфир** (aether) Э, а её элементы назвать **эфироны** (aetheron) $\varepsilon = \Gamma^3 \gamma \Pi^3$ при $r = r_0$.

Трудно представить, чтобы такие особые условия могли постоянно поддерживаться во всём пространстве нашей вселенной. Более естественно предположить, что **эфир есть 3-мерная поверхность в 4-мерной среде**, разделяющая ГП-плазму и ГП-твердь. Такая поверхность может возникать, изменяться, сохраняя своё качество, и пропадать. Сравнение с эволюцией нашей вселенной приводит к предположению о фазовом переходе 4-среды из плазмы в твердь, который начинается с точечного зародыша и продолжается увеличением граничной поверхности до смены состояния всей 4-среды или обратного её движения. Для поверхности перехода естественно иметь меняющуюся во времени кривизну, которая

может быть представлена космологической постоянной [12] в уравнениях гравитации Эйнштейна.

Массивные поля

Безмассовая волна существует, если расстояние r между эфирами обеспечивает нулевую частоту ω_m колебаний гдэнов в эфироне. Присутствие в эфире дополнительного гдэна Γ^3 (или Π^3) меняет r . В соседнем эфироне он притягивает противогдэн и отталкивает гдэн. Если сила их взаимодействия убывает с расстоянием, то притяжение сильнее отталкивания. Ближайшие эфиры сдвигаются к гдэну, растягивая за собой эфир и образуя область разрежения, в которой $\omega_m^2 > 0$.

В ней могут существовать поля стационарных поперечных и продольных (относительно радиуса) колебаний $\xi_{t,l}(R, t) = \text{Re}[\psi_{t,l}(R)e^{-i\omega_m(R)t}]$, где R — расстояние от гдэна. Постоянное радиальное поле в этой области существовать не может, т. к. ω_m определяет нижний порог частоты. На больших расстояниях, где $\omega_m = 0$ остаётся кулоново поле.

Величины полей вблизи гдэна Γ^3 зависят от их источников. Источником продольного поля является амплитуда S_u , возвышающейся над плато S_0 части Γ^3 : $\xi_l \sim S_u$ (см. "Среда мира"), а поперечного — "вращение" шума вокруг центра гдэна. Его скорость берётся равной единичной частоте $\Omega = 1$ основного колебания гдэна, радиус — $1/S$, где $S = S_0 + S_u \approx S_0$ — полная амплитуда. Это даёт момент импульса $1 \cdot S \cdot (1/S) = 1 = \hbar/2$, соответствующий спину $1/2$, и ток амплитуды, равный её погонной плотности $S_u/(2\pi/S_0)$, умноженной на скорость $\Omega = 1$: $j = S_u\Omega/(2\pi/S_0) = S_u S_0/2\pi$. Поперечное поле оценивается из уравнения (28) без магнитного поля $\dot{\xi}_t \sim \Omega \xi_t = \xi_t = 4\pi j \sim 2S_u S_0 \sim S_0 \xi_l \gg \xi_l$. Малость продольного поля ξ_l позволяет им пренебречь и **учитывать лишь поперечное поле** ξ_t как массивное вблизи гдэна, так и безмассовое вдали от него (поперечная электроволна). Продольным остаётся только кулоново поле электрозаряда.

Стационарность колебаний $\xi_t(R, t)$ означает отсутствие переноса $\ddot{\xi}_t(R, t) + \omega_m^2 \xi_t(R, t) = 0$, что приводит вблизи Γ^3 к уравнению $d_R[R^{-2}d_R(R^2\psi_t e^{-i\omega_m(R)t})] = 0$. Если пренебречь изменением частоты ω_m в пространстве, то $\psi_t \sim R^{-2}$.

Когда Γ^3 движется, ξ -поля перестают быть стационарными. Динамику поля ξ -колебаний в эфирах удобно рассматривать используя урав-

нение для медленно меняющихся во времени амплитуд, вводя

$\xi(\mathbf{x}, t) = \text{Re}[\psi(\mathbf{x}, t)e^{-i\omega_m t}]$. Тогда, пренебрегая $\ddot{\psi}$, получим

$$\xi = (\dot{\psi} - 2i\omega_m \psi - \omega_m^2 \psi)e^{-i\omega_m t} \approx -(2i\omega_m \dot{\psi} + \omega_m^2 \psi)e^{-i\omega_m t}.$$

В нелинейной части (21), без учёта вторых гармоник (усреднение по периоду колебаний), запишем $\xi^2 = |\psi|^2/2$. Не учитывая также пространственное дифференцирование ω_m , из (21) выведем уравнение для вектора амплитуды $-2i\omega_m \dot{\psi} = c^2 \Delta_t \psi + \omega_\gamma^2 |\psi|^2 \psi/2$, из которого в отсутствие продольного поля $\text{div } \psi = 0$ получим

$$-i\dot{\psi} = \Delta\psi/2m + \omega_\gamma^2 |\psi|^2 \psi/2, \quad m = \omega_m/c^2. \quad (29)$$

где m — масса поперечных колебаний. Она вместе с ω_m , хотя и медленно, но меняется в пространстве вблизи Γ^3 . Изменением скорости c здесь можно пренебречь.

Если заменить переменную в пространстве массу на характерную постоянную $\bar{m}$, то получим нелинейное уравнение Шрёдингера (**урШ**) [5] с векторной переменной. Заменяв её на скаляр, запишем урШ в обычном для нерелятивистской квантовой механике виде

$$-i\dot{\psi} = \Delta\psi/2\bar{m} + \omega_\gamma^2 |\psi|^2 \psi/2. \quad (30)$$

Вдали от Γ^3 , где $\omega_m = 0$, массивные колебания должны переходить в поперечные безмассовые ξ -волны.

В квантовой механике урШ описывает изменение волновой функции. Здесь это уравнение динамики амплитуды поперечных колебаний ξ -поля в ближайшей к гдэну области. Их тождественность возможна, если это поле составляет основу движения частицы. Тогда **волновую функцию** надо понимать как комплексную амплитуду массивных поперечных колебаний поляризации эфиронов вокруг гдэна, а массу частицы — как характерную массу $\bar{m}$ этих колебаний. В качестве неё можно например взять наибольшую массу поперечных ξ -колебаний $\bar{m} = \max \omega_m(R)/c^2$, достигаемую в ближайших к гдэну эфиронах.

Т. о. **внутри частиц** действие поля гдэна приводит к фазовому переходу эфира в состояние ГП-тверди и возбуждению там массивных поперечных колебаний поляризации, дающих частицам массу.

Похожее явление, когда масса частицы определяется влиянием окружающего её поля, имеет место в физике твёрдого тела. Электрон в кристалле своим полем поляризует решётку кристалла и возбуждает в ней

колебания. Образуется квазичастица — полярон Пекара [16], эффективная масса которого может значительно превышать массу электрона.

Потенциальная энергия входит в урШ через нелинейность. Пусть амплитуда ψ имеет две части $\psi = \psi_1 + \psi_2$. Тогда $\psi^2 = \psi_1^2 + 2\psi_1\psi_2 + \psi_2^2$. Нелинейность в урШ для ψ_1 разбивается на самодействие $\sim \psi_1^2$, взаимодействие $\sim 2\psi_1\psi_2$ и воздействие $\sim \psi_2^2$. Если $\psi_1 \ll \psi_2$, то остаётся только воздействие в виде потенциала внешнего поля $U\psi_1$, $U = -\omega_\gamma^2|\psi_2|^2/2$.

За **квант ξ -колебаний** берётся колебание с амплитудой $\psi = 2$ в единицах амплитуды шума, чтобы его внешняя энергия была $\psi\omega_m = \hbar\omega_m$ при $\hbar = 2$. Поскольку $|\psi| \ll 1$, то его энергия в одном эфироне не достигается, а распределена вокруг гдэна — квант коллективен.

При движении частицы переносится внутренняя энергия массивных ξ -колебаний. Её распределение пропорционально $|\psi|^2$ и подчинено уравнению непрерывности, которое следует из урШ (30). При нормировке на единицу образуется как-бы вероятностное распределение. Но частица неделима — её нельзя наблюдать по частям. Теперь $|\psi|^2$ представляется плотностью вероятности обнаружения частицы, как принято в квантовой механике, а не распределением внутренней энергии поперечных массивных ξ -колебаний внутри неё, как получено здесь.

В записи $\psi = |\psi|e^{iS}$ через модуль $|\psi|$ и фазу S видно, что $|\psi|$ есть вещественная амплитуда массивных ξ -колебаний, а фаза волновой функции (действие частицы) — их относительное место.

Движение частицы есть перемещение её гдэна вместе с окружающим ξ -полем. Отдельный гдэн, двигаясь между эфиронами, притягивает противоположный эфирон и отталкивает его гдэн. С противоположным он объединяется в новый эфирон, а освободившийся гдэн заменяет его в двигающейся частице и поддерживает условия для существования массивного ξ -поля. Т. о. **движение частицы есть перенос возмущения**.

Движение частицы с любой скоростью можно рассматривать как распространение волнового пакета (или кванта волны), который берётся как набор близких по спектру волн. Они записываются на основе (19) в виде направленного вдоль оси l колебания на средней частоте пакета $\omega(\mathbf{q})$ и его медленно меняющейся амплитуды

$$\xi(\mathbf{x}, t) = \text{Re}[\psi(\mathbf{x}, t)e^{i\Phi}] = \psi e^{i\Phi}/2 + kc,$$

$$\Phi = -\omega t + \mathbf{q}\mathbf{x}, \quad x = \{j, k, l\}, \quad \mathbf{q} = \{q_j, q_k, q_l\},$$

где kc означает комплексное сопряжение. Тогда, пренебрегая $\ddot{\psi}$,

$$2\ddot{\xi} = -(2i\omega\dot{\psi} + \omega^2\psi)e^{i\Phi} + kc, \quad 2\partial_j^2\xi = \partial_j^2\psi + 2iq_j\partial_j\psi - q_j^2\psi + kc.$$

Так же для осей k, l . В нелинейной части рассматривается только само-

действие и не учитываются гармоники $2\Phi, 3\Phi$.

$$8\xi^3 = \psi^3 e^{3i\Phi} + 3\psi^2 \dot{\psi}^* e^{i\Phi} + \dots = 3|\psi|^2 \dot{\psi} e^{i\Phi} + kc.$$

Теперь в (19) $-2i\omega\dot{\psi} - \omega^2\psi + \omega_m^2\psi =$

$$c^2[\partial_j^2 + \partial_k^2 + 2i(q_j\partial_j + q_k\partial_k) - q_j^2 - q_k^2]\psi + c_l^2(\partial_l^2 + 2iq_l\partial_l - q_l^2)\psi + 3\omega_\gamma^2|\psi|^2\psi/8.$$

После сокращения, вследствие диспур (23), остаётся

$$-2i\omega\dot{\psi} = [c^2(\partial_j^2 + \partial_k^2) + c_l^2\partial_l^2 + 2i\omega(V_j\partial_j + V_k\partial_k + V_l\partial_l)]\psi + 3\omega_\gamma^2|\psi|^2\psi/8,$$

где $\mathbf{V} = \{V_j, V_k, V_l\}$ — вектор групповой скорости. Отсюда в отсутствие продольного поля следует $\partial_l\psi = 0$ и

$$-id_t\psi = [(\partial_j^2 + \partial_k^2)/2M + 3\omega_\gamma^2|\psi|^2/8]\psi, \quad d_t\psi = \dot{\psi} + (V_j\partial_j + V_k\partial_k)\psi,$$

где $M = \omega/c^2$ — масса движущейся частицы.

Для перехода к векторной форме вводится $\xi(\mathbf{x}, t) = Re[\psi(\mathbf{x}, t)e^{i\Phi}]$ и пишется уравнение вектора амплитуды ψ

$$-id_t\psi = (\Delta/2M + 3\omega_\gamma^2|\psi|^2/8)\psi, \quad d_t\psi = \dot{\psi} + (\mathbf{V} \text{ grad})\psi, \quad (31)$$

где Δ — лапласиан. Здесь имеются два движения: пакета (частицы) как целого со скоростью (23) $\mathbf{V} = (c^2/\omega)\mathbf{q}$ и внутреннее. Это уравнение при $\omega_m = 0$, $M = q/c$, $\mathbf{V} = \mathbf{q}/M$ применимо к описанию движения фотонов. Если $Vq_\psi \ll \omega_\psi$, $q_\psi^2/2M$, то (31) переходит в урШ (29).

Вводя $\psi = Re(\Psi e^{i\Phi_\psi})$, где $\Phi_\psi = -\omega_\psi t + \mathbf{q}_\psi \mathbf{x}$, запишем для амплитуды ψ медленный диспур $\omega_\psi = \mathbf{V}\mathbf{q}_\psi + q_\psi^2/2M + U$, в который введена потенциальная энергия U во внешнем поле. Он описывает связь энергии, импульса и скорости частицы (кванта массивной волны). Φ_ψ — фаза амплитуды (действие), стационарность которой при варьировании (**принцип наименьшего действия**) определяет движение частицы. Она возникла как следствие полевой природы частиц, включая фотоны и исключая нейтрино. Т. о. основой для использования принципа наименьшего действия является ξ -поле поляризации эфира.

Масса движущихся квантов связана с их массой покоя дисперсионным уравнением

$$\omega^2 = \omega_m^2 + c^2q^2, \quad V = c^2q/\omega, \quad \omega^2 = \omega_m^2 + \omega^2 V^2/c^2, \quad \omega^2 = \omega_m^2/(1 - V^2/c^2),$$

или при $\omega_m \neq 0$: $M^2 = m^2/(1 - V^2/c^2)$. Это известное соотношение масс механики Эйнштейна [2] получено здесь из рассмотрения волн в эфире. Следовательно **масса и движение частиц** определяются окружающим их массивным ξ -полем, для которого гдэн является только затравкой.

Отсюда также следует известное замедление хода времени движущегося тела, если тело понимать как волновой пакет. Для введения времени надо иметь образец длительности, сравнение с которым и даёт время. В

волновом пакете таким образом является период колебаний $T = 2\pi/\omega$ для движущегося тела и $T_m = 2\pi/\omega_m$ для покоящегося. Для обоих тел времена в единицах своих периодов совпадают $t/T = t_m/T_m$. Но в общих для обоих тел единицах они различаются $t = t_m T/T_m = t_m \omega_m/\omega = t_m(1 - V^2/c^2)^{1/2}$ так же как в механике Эйнштейна.

Полученные результаты отличаются от принятого в современной квантовой механике толкования связи уравнений Шрёдингера и Клейна-Фока-Гордона, при котором УрКФГ является релятивистским обобщением нерелятивистского урШ, применяемым к волновой функции. УрКФГ (25) есть точное вещественное уравнение для вещественного вектора поляризации эфира. УрШ (30) есть упрощённое комплексное уравнение для скалярной комплексной амплитуды этой поляризации. Релятивистским обобщением УрШ является (31), отличающееся от него полной производной по времени и массой движущихся квантов.

Движение частицы есть перемещение её гдэна вместе с окружающим ξ -полем. Отдельный гдэн, двигаясь между эфирами, притягивает противоположный эфирон и отталкивает его гдэн. С противоположным он объединяется в новый эфирон, а освобождённый гдэн заменяет его в двигающейся частице и поддерживает условия для существования массивного ξ -поля. **Т. о. движение частицы есть перенос возмущения.**

Поле тяготения

Деформация эфира имеет две причины. Это поляризация эфира ξ , меняющая расстояние между эфирами согласно (19), и чётная часть U_G потенциала взаимодействия через шум (10). Если поляризация отсутствует, то при $U_G > 0$ имеется всеобщее отталкивание, создающее условия для деформации нейтрального эфира и распространения в нём волн. Эфироны являются точками пространства. Вектор расстояния между ними $\mathbf{r}$ — его метрика. Деформация, как изменение этого расстояния, меняет метрику, и её поле является метрическим.

Результатом действия потенциала отталкивания U_G является уменьшение расстояния r между эфирами. Покажем это на примере. Пусть в эфире расположен дополнительный эфирон ε_0 (или другой нейтральный объект) на расстоянии $r/2$ от соседей. Он является центром симметрии и неподвижен. В равновесии остальные эфироны ε_l , где l их номера, отсчитываемые от ε_0 вдоль радиуса, смещаются на расстояние a_l .

Ближайший к ε_0 эфирон ε_1 отталкивается до $r/2 + a_1 > r/2$, остальные — до $(l - 1/2)r + a_l$. Расстояние между эфиронами меняется на $h_{l+1/2} = a_{l+1} - a_l < 0$: $r_{l+1/2} = r + h_{l+1/2}$. Т. к. вдали от ε_0 эфир не возмущён, то $h_{1/2} = -\sum_{l>1} h_{l+1/2}$. При этом объём сжатия много больше объёма растяжения.

Изменение расстояния является вектором $\mathbf{h}$, направленным по радиусу от объекта влияния. Если в эфире имеется множество объектов, которые можно в приближении сплошной среды считать точечными и нарушающими его однородность, то поле деформации эфира определяется векторной суммой (интегралом) влияний объектов этого множества.

При $h < 0$ эфир сжимается. Таким же свойством обладает пространство с полем тяготения (**тягполе**) в теории гравитации Эйнштейна [3]. Их можно отождествить, если за вектор потенциала тягполя взять изменение расстояния между эфиронами $\mathbf{h}$ в некоторых единицах. Тогда **гравитация есть частный случай деформации эфира**, а именно его сжатие под действием чётной части потенциала взаимодействия гдэнов через шум. Это подтверждает метрический характер гравитации Эйнштейна и даёт ему обоснование.

Электроволны и частицы в поле тяготения. Их свободное движение относительно эфира есть перенос возмущения ξ -поля, зависящий от расстояний между эфиронами $r_i = r + h_i$ вдоль осей-измеров $i = j, k, l$. В сжатом эфире соседним эфиронам передаётся больше энергии, что увеличивает ставшие векторами скорости переноса $\mathbf{c}$ или $\mathbf{V}$.

Скорость электроволны $c_i = c_i(r + h_i) = c + d_r c \cdot h_i$, где $c = c_i(r)$. Вектор её ускорения вдоль пути $\dot{\mathbf{c}} = (\mathbf{c} \text{ grad})\mathbf{h} \cdot d_r c/c$.

Вместе со скоростью меняется частота электроволны. В одномерном случае $\omega(r + h) = c(r + h)q = (c + d_r c \cdot h)q = \omega(r)[1 + (d_r c/c)h]$.

Т. к. $d_r c < 0$, то скорость и частота электроволны в поле тяготения ($h < 0$) растут. Электроволна ускоряется в сторону большего тягполя.

Движение и свойства частицы, как пакета поперечных волн, определяются диспуrom (24), в котором частота колебаний в эфироне $\omega_m(r + h)$ и скорость света $c(r + h)$ зависят от потенциала поля тяготения. В нём ω_m и ω становятся меньше, а скорость частицы $V = c^2 q/\omega$ больше. Изменение скорости вдоль осей $V_i = V_i(r + h_i) = V_i + d_r V_i \cdot h_i$, где $V_i = V_i(r)$. Вектор ускорения вдоль пути $\dot{\mathbf{V}} = (\mathbf{V} \text{ grad})\mathbf{h} \cdot d_r V/V$. Вместе со скоростью света в поле тяготения растёт отношение $\omega^2(r + h)/\omega_m^2(r + h) = 1 + c^2(r + h)q^2/\omega_m^2(r + h)$, что ведёт к замедлению течения времени движущейся в поле тяготения частицы как при её быстром движении.

Т. к. ускорение электроволны или частицы пропорционально $\text{grad } h_i$, то h_i действует как вектор потенциала поля тяготения. Он определяет изменение метрики каждой оси и кривизну пространства. Метрику времени меняет частота ω волнового пакета. Теперь если не замечать эфира, то движение электроволны или частицы представляется как происходящее в кривом пустом пространстве. Для получения этого результата не требуется равенство инерционной и гравитационной масс.

Уравнения поля тяготения можно найти в используемой модели эфира. Однако из-за слабости взаимодействия скорости переноса полей тяготения (поперечная σ и продольная σ_l) крайне малы по сравнению со скоростями c и c_l переноса поля поляризации (18):

$$\sigma^2/c^2 \sim \sigma_l^2/c_l^2 \sim G/\gamma \sim S_u/S_0 \lesssim 10^{-50}.$$

Деформация эфира $\mathbf{h}$ имеет две части, обусловленные двумя причинами. Это $\mathbf{h}_G$, порождённая чётной частью U_G потенциала взаимодействия гдэнов через шум (10), и $\mathbf{h}_\xi$, нелинейно порождённая переменным электрополем ξ (19). Их соотношение для частиц (см. "Среда мира") $h_G \ll h_\xi \ll \xi$: $h_G/h_\xi \sim U_G/U_\gamma \sim S_u/S_0 \lesssim 10^{-50}$, $h_\xi/\xi \sim \xi/r$.

Малость h_G обуславливает известную слабость тяготения, которое только для огромного и электронейтрального множества частиц способно создавать заметные поля. Согласно уравнениям (19) h_G -поле влияет на электроволну и может переноситься вместе с ней. Но оно крайне мало. А нелинейность (19) приводит к зависимости переносимого тягополя от параметров переносящей его электроволны, что затрудняет предсказание итога этого переноса. Тогда наблюдавшаяся в опытах [17] "гравитационная волна, сопровождаемая электроволной," есть неотделимое от электроволны h_ξ -поле, которое будет очень непросто связать с гравитационными возмущениями, которые сопровождает эта электроволна.

Вещество является электронейтральным лишь для пространственных разрешений много больше размера атомов. На меньших масштабах всегда существуют сильные переменные электрополя. А там где нет частиц обязательно присутствует реликтовое излучение. Они вполне способны перестраивать со скоростью света поля тяготения движущихся масс, что является необходимым условием при выводе теории гравитации Эйнштейна. Гравитоны, как переносчики только поля тяготения, настолько слабы, что их можно не учитывать. В итоге остаётся квази-постоянное поле тяготения массивных тел, которое при их движении надо подправить на нелинейную перестройку электрополем.

Очень сильное поле тяготения вызывает значительное уменьшение

расстояния между эфирами, ведущее к фазовому переходу эфира в ГП-плазму. В ней нет поля поляризации, следовательно отсутствуют электроволны и частицы. Эта область выглядит как чёрная дыра. Тогда можно предположить, что **чёрные дыры** есть области ГП-плазмы, образовавшиеся в эфире под действием сильного поля тяготения.

Частицы

Основными 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 (8, 9). Места гармоник Γ_j^1 и Π_j^1 составляют их пространственные координаты.

Свойства, совпадающие со свойствами одноместных гдэнов, имеют нижние кварки [18, 19], если их цвета [20, 21] 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 [22] кварки связаны глюонами [21] также, как Γ_j^1 и Π_j^1 связаны обменными g-связями (8, 9) в Γ^3 , Π^3 и ν_j . Следовательно **глюоны** есть g-связи. Но, в общем случае, 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 волн. Трёхмерные гдэны являются исключением. В них все Γ_j^1 оказываются соседями, что позволяет ввести представление о глюонах как квантах волн в "цветовом пространстве".

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 (8, 9) 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 заряды частиц связать с амплитудами гдэнов, то напрашивается утверждение: **Электрон** e^- в своей основе O_e^- имеет противогдэн $O_e^- = \Pi^3$, а позитрон e^+ — гдэн

$O_e^+ = \Gamma^3$. Следовательно они содержат кварки (нижние), которые дают им лишь точку пребывания, а не пространственное строение. Только в этом смысле электрон и позитрон можно считать бесструктурными, как сейчас принято. Структура этих частиц определяется окружающими их дворами D_e^- и D_e^+ из ξ -полей, которые наделяют частицы массой.

Одноместные 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 с внутренней энергией колебаний. К ним надо добавить 2-местные $\nu_j \nu_k$, $\nu_{jk} = \Gamma_j^1 g \Pi_j^1 g \Gamma_k^1 g \Pi_k^1 g$, 3-местные $\nu_1 \nu_2 \nu_3$, $\nu_{123} = \Gamma_1^1 g \Pi_1^1 g \Gamma_2^1 g \Pi_2^1 g \Gamma_3^1 g \Pi_3^1 g$ и более длинные сочетания. Между ними должны быть переходы на основе реакций обмена g -связями, ведущие к установлению детального равновесия. Т. к. с ростом длины цепей растёт вероятность их распада, то наиболее устойчивы одноместные ν_j и их сочетания $\nu_j \nu_k$, $\nu_1 \nu_2 \nu_3$. Единственными частицами, на которые они похожи, являются **нейтрино** [23]. Тогда переходам между ними соответствуют нейтринные осцилляции [24].

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 (25–27), образуют **первое поколение частиц**:

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

Они самые лёгкие и не распадаются.

Нейтрино и основы 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 (8, 9) это представлено парными корреляциями, дающими линейные g -связи. Но в КХД глюонные взаимодействия нелинейны и требуют учёта корреляций (7) более высокого порядка.

Следующими по порядку идут **обмены между g -связями (глюонами)**. В (8, 9) добавляются произведения шумов, учитывающие эти обмены.

$$\begin{aligned} S_j^\Gamma &= \bar{S}_j^\Gamma + \epsilon_j + g S_j^\Gamma \sum_{i=1}^3 \eta_{ji} (1 + g_1 \sum_{k,l=1}^3 \tau_{ij,kl} \eta_{kl}) S_i^\Gamma, \quad \tau_{ij,kl} = -\tau_{kl,ij}. \\ S_j^\Gamma &= \bar{S}_j^\Gamma + \epsilon_j + g [\eta_j (1 + g_1 \tau_j \theta_j) + \theta_j (1 - g_1 \tau_j \eta_j)] S_j^\Gamma S_j^\Pi, \\ S_j^\Pi &= \bar{S}_j^\Pi + \epsilon_j - g [\eta_j (1 + g_1 \tau_j \theta_j) + \theta_j (1 - g_1 \tau_j \eta_j)] S_j^\Gamma S_j^\Pi. \end{aligned} \quad (32)$$

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 данным о строении частиц [25], все они включают в себя кварки, но имеют намного большие, чем у них, массы. Следовательно кварки составляют только их основу O , которую необходимо дополнить их окружением (D , **двор**, dvor).

Кварк-глюонные основы могут быть любой длины. Но с её ростом растёт вероятность разрыва одной из внутренних g -связей и распада основы. В первом поколении представлены частицы с наименьшими замкнутыми основами, в которых случайные разрывы связей восстанавливаются в той же основе. Другие основы, имеющие бóльшие длины, распадаются. Из них наименьшую длину имеют **двуместные нейтрино** $\nu_{ij} = \Pi_i^1 g \Gamma_i^1 g \Gamma_j^1 g \Pi_j^1 = u\bar{u}$, 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 основу $O_\pi^0 = u\bar{u} + d\bar{d}$, сводящуюся к паре Γ^3, Π^3 и дворы, содержащие нейтрино $\nu_j = d_j \bar{d}_j, \nu_{jk}$ и ν_{jkl} . Его существование поддерживается реакциями обмена (32) 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 (29), дающий пиону массу. Такую же основа имеет долгоживущий и более тяжёлый нейтрон $O_n = udd = \nu_{ij}$.

Он отличается от пиона только бóльшим двором. Можно считать, что все **нейтральные частицы** имеет одинаковые основы из связанных полей поляризации гдэна и противогдэна $\Gamma^3\xi\Pi^3$ (они расположены на расстоянии больше расстояния между эфиронами), и разные дворы, с которыми связаны их различия. Положительный пион π^+ имеет основу $O_\pi^+ = u\bar{d} = O_e^+$, совпадающую с основой позитрона. Такие же основы имеют все **положительные частицы**. И они разнятся только дворами. **Отрицательные частицы** имеют основу электрона O_e^- и разные дворы.

Среди частиц выделяется вечный **протон**. Его основа $O_p^+ = uud = \Gamma_1 g \Gamma_2 g \Gamma_3 g \Gamma_1 g \Pi_1 g = O_e^+ \nu$ сводится к основе позитрона, связанной с нейтринным двором реакциями обмена. Это отражается в реакциях с участием протона, которые обязательно содержат нейтрино: $p\nu = e^+ 2\nu, p\nu = ne^+, pe^- = n\nu, n = re^-\nu$. Протон не статичен, а динамичен. Причину его устойчивости надо искать в строении двора и реакциях внутри него.

Имеются два взаимодействия гдэна с окружающей средой: γ -потенциал (12), приводящий к ξ -полю и дающий массу частицам, а также связывающий гдэны g -обмен (32). Влияние первого преобладает в эфире, а второго — в нейтре. При g -обмене гдэна Γ^3 с нейтрино $\nu^3 = \Gamma^3 g g \Pi^3$ (32) появляется возможность смены их мест, что вызывает случайные перемещения гдэна в нейтре.

Глюонный g -обмен происходит при достаточной для него плотности числа нейтрино в пространстве, когда дворы гдэнов пересекаются. Если эта плотность меньше, то ближайшая к гдэну и связанная с ним часть нейтра сохраняет g -связь и начальную плотность. Образуется единая система, которая может быть устойчивой. Блуждания гдэна становятся ограниченными в пространстве. Повторные прохождения одного и того же места могут увеличивать расстояния между эфиронами до некоторого равновесного значения и тем придавать частице бóльшую, чем у позитрона массу. Возможно так рождались протоны и нейтроны при уменьшении плотности числа нейтрино в расширяющейся вселенной.

Блуждания гдэна согласуются с опытами [26], из которых следует, что нуклоны имеют похожие 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 $\sim 10^{-22}$ м.

Все тяжёлые частицы описываются по схеме основа-двор. Их основы составлены из гдэнов и противогдэнов. Вводить тяжёлые кварки нет необходимости. Достаточно трёх кварков (нижних) и их антиквар-

ков. Различия частиц связаны со строениями дворов. Бозоны слабого взаимодействия и мезоны не выделяются из других частиц, кроме своего участия в образовании ядерной материи. Строение мюонов и таонов не имеет качественных отличий от строения адронов.

Дворы нуклонов существуют вместе с основами от их рождения в соответствующее время развития вселенной. Они должны нести в себе отпечаток среды того времени. Сейчас они являются переходной областью от основы через остаток среды их рождения к современной среде вселенной, скрывающийся за "пустым" пространством. Нейтринные дворы других тяжёлых частиц определяются условиями их рождения в соответствующих реакциях.

Гдэн и противогдэн лишь условно имеют одно место, а по сути они есть гдэны разнесенные на половину пространства (полоборота по фазе). Если среды в этих местах разные, то взаимодействие гдэнов с ними тоже будет разным. Тогда и частицы, основанные на таких гдэнах могут быть разными. Т. к. протон и антипротон основаны на гдэне и противогдэне, то полная симметрия между ними не является обязательной.

В частицах с дворами **различие фермионов и бозонов условно**. Строго фермионами являются только гдэны вследствие их γ -отталкивания (12), 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 только фермионами или бозонами, хотя возможно преобладание того или иного свойства.

Спин. Основное колебание с единичной частотой в размытом шумом двуместном или трёхместном гдэне (5, 6) можно представить как вращение шума со скоростью $\dot{\varphi} = 1$ в пространстве мест. С ним связан момент вращения J вокруг оси, проходящей через его центр. Если амплитуда гдэна S , то радиус вращения $\sim 1/S$ и $J \sim S\dot{\varphi} \cdot (1/S) \sim 1 = \hbar/2$. Тогда размытое шумом основное колебание гдэна является причиной спина $1/2$ во всех частицах, кроме кварков из-за их одноместности. Другие значения спина являются производными от него.

Наличие спина $1/2$ и свойство быть фермионом имеют разные причины. К присущей фермионам невозможности двум одинаковым частицам быть в одном состоянии приводит их γ -отталкивание (12), которое имеется и у нейтральных частиц. Не имея заряда в среднем, они обладают флуктуирующим зарядом вследствие обменов между образующими их гдэном и противогдэном (9, 32). Тогда все основы частиц — фермионы и

имеют спин $1/2$.

О бозонах Намбу-Голдстоуна и Хиггса. Для их существования требуется отрицательный квадрат массы $\omega_m^2 < 0$ и очень большой его нелинейный рост с увеличением "поля Хиггса". Однако при $\omega_m^2 < 0$ эфир переходит в ГП-плазму, в которой невозможны поляризация и массивные ξ -поля. Поэтому сомнительно существование указанных бозонов.

Более естественно предложить другой источник масс частиц. Энергия покоя массивной волны (29) $mc^2 = \omega_m$ есть импульс (внешэн) колебания гдэна и противогдэна в ГП-паре с учётом влияния соседних пар, а ω_m^2 — его внутэн (22). Он складывается из внутэна ω_γ^2 колебания свободного маятника ГП (14) и уменьшающего его влияния соседей, выраженного как внутэн переноса $4c^2 + 2c_l^2$. При большом переносе вся энергия маятника ГП может уноситься из ГП-пары, образуя 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 основы, то все они связаны с частотой ω_γ и выражаются через неё. Т. к. ω_γ есть наибольшая частота колебаний гдэнов в ГП-парах, то связанная с нею масса кванта массивных волн поляризации $m_\gamma = \omega_\gamma/c^2$ тоже наибольшая. Но она недостижима из-за отсутствия пар вне ГП-среды. Т. о. все массы частиц связаны с частотой ω_γ линейных колебаний маятника ГП.

Оценка величины основной частоты. За надшумную энергию гдэна берётся общепринятое значение энергии кварка $\sim 10^{-1}$ Эв, которое считается порядка энергии шума. Но шум возвышается над плато основания (см. "Среда мира"), которое на ~ 46 порядков его мощнее. Тогда энергия гдэна $\hbar\Omega = 7 \cdot 10^{-16}\Omega \sim 10^{45}$ Эв, что даёт оценку основной частоты $\omega \sim 10^{60}$ Гц.

Эфир абсолютен. Если он есть 3-мерная поверхность в 4-мерной среде, то через него должен проходить абсолютный поток гдэнов этой среды. Но наблюдатель или прибор могут двигаться только с составляющими тела частицами, которые являются возмущениями эфира. В сопровождающей их системе отсчёта групповая скорость массивной волны вместе с импульсом кванта (волновым вектором) становятся нулевыми, а частота и масса уменьшаются до значений состояния покоя. Скорости и импульсы квантов других частиц, включая фотоны и исключая нейтрино, отсчитываются от нуля. Т. е. скорость частицы всегда меньше предельной скорости переноса (света), а скорость фотона равна ей. Следовательно в любой движущейся с наблюдателем системе отсчёта ско-

рость света постоянна и все физические процессы протекают одинаково — **движение относительно**. Абсолютность эфира скрыта за относительностью физических систем отсчёта.

Поле тяготения относительно. Массивные тела являются возмущениями абсолютного эфира, а поля тяготения подстраиваются под их движение с помощью электрополя. Весь этот процесс относителен, что позволяет использовать теорию гравитации Эйнштейна.

Нейтрино абсолютно, т. к. состоит лишь из гдэна и противогдэна без участия ξ -поля и не является возмущением эфира. **Эфней абсолютно** как сумма абсолютных нейтра и эфира. Т. о. нейтрино является представителем абсолютной среды в нашем относительном мире.

Стихии и уровни материи

Состояние среды нашего мира (эфира) зависит от расстояний между эфиронами и их поляризации. В невозмущённом состоянии, когда поляризация эфиронов отсутствует, гдэны и противогдэны в них находятся в одном месте. Их сумма, при равных средних амплитудах, является шумом с удвоенной дисперсией, который расположен месте эфиронов, имеет их пространственный размер и возвышается над общим шумом мира. Это состояние не имеет структуры кроме размера. Из общепринятых стихий (огонь, вода, воздух, земля) ему больше всего соответствует бесструктурная стихия огня. В возмущённом состоянии эфир является промежуточной средой между ГП-плазмой, как ионизованным газом, и ГП-твердью. Тогда ему соответствует стихия воды. Остаётся ГП-плазму и ГП-твердь отождествить со стихиями воздуха и земли.

Окончательное **соответствие состояний эфира и стихий**:

Шум ГП-пар (невозмущённый эфир без полей и частиц) есть огонь, поляризованный эфир — вода, ГП-плазма — воздух, ГП-твердь — земля.

Но шумы бывают разными. Это неопределённой величины шум на основной единичной частоте (сумма колебаний больших частот), его бесконечное разбиение на независимые шумы конечных дисперсий, их изменение во времени до современного шума и шум суммы гдэна и противогдэна в эфиронах. Каждому из них можно поставить в соответствие свою особую стихию огня. Так утверждается **разнообразие огня**.

Учтём, что шум не беспорядочен, а является проводником влияний на наш мир более развитых миров и влияния нашего мира на менее

развитые миры. Это переносится на стихию огня. Через огонь верхних ступеней поддерживается надшумное строение нашего и других миров, связанных в единую цепь существования и жизни. Через огонь нижних ступеней осуществляется взаимодействие внутри каждого мира. Шум является основой из которой рождаются миры и в которую они возвращаются. Тогда **стихия огня есть основа и необходимое условие существования и развития миров.**

Проведённое исследование строения нашего мира позволяет выделить семь уровне материи, из которых каждый следующий является основой и причиной предыдущего:

1. Плотная материя: Звёзды, планеты, предметы и тела построены из молекул, молекулы — из атомов, атомы — из частиц. Это ближайший к нам и наиболее известный уровень материи.
2. Поле поляризации эфира. Оно состоит из массивной части, дающей массу и движение частицам, и безмассового электрополя.
3. Поле метрики эфира: Свойства полей поляризации определяются расстоянием между эфирами — полем деформации эфира, включая поле тяготения.
4. Эфиры: Расстояние между эфирами обусловлено взаимодействием их гдэнов через шум.
5. Трёхместные гдэны: Эфиры есть пара взаимодействующих и колеблющихся один около другого трёхместных гдэнов и противогдэнов, с которых начинается наше трёхмерное пространство.
6. Одноместные гдэны: Трёхместные гдэны собраны из одноместных гдэнов, связанных корреляционными g -связями.
7. Мен — всё, которое ничто (Пустота, Абсолют, Единое, Невыразимое, ...), объединяющее бытие и небытие. В нём все миры, включая наш, связаны в единую самоуправляемую цепь вечной жизни.

Похожие уровни приняты в эзотерике и теософии для описания строения человека [27]:

1. Физическое тело (Стхула шарира).
2. Эфирный двойник (Линга шарира).
3. Астральное тело (Кама-лока. животная душа).
4. Ментальное тело (низший ум, рассудок).
5. Причинное тело (кармическое, высший ум).
6. Тело блаженства (Буддхи, просветление, духовная душа).
7. Атма (Атман есть Брахман — вечная, неизменная духовная сущность, осознающий абсолют, который отождествляется здесь с абсолютным бытием — Брахманом).

Тогда:

1. Плотное тело строится из частиц.
2. Эфирное тело есть поле поляризации эфиронов. Оно обеспечивает и определяет плотные тела.
3. Астральное тело (желаний) есть поле метрики эфира. Желания притягивают. Также действует поле тяготения.
4. Ментальное тело построено из эфиронов. Эфироны задают схему (матрицу) для построения следующих уровней.
5. Причинное тело соответствует трёхместным гдэнам, взаимодействие которых определяет строение и движение мира.
6. Тело блаженства состоит из одноместных гдэнов — основных строительных кирпичиков мира.
7. Атма есть мен — всё, которое ничто.

Итоги

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 предлагаются **основы панории** с надеждой на их дальнейшую более полную разработку.

Начало работе полагает 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 — **мир изменений (мен)**.

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 — **противогдэн**. В гдэне имеется **две энергии**. Внешняя энергия, которая есть импульс колебания, способна передаваться другим гармоникам при обмене. Внутренняя энергия поддерживает колебание. Гармоника становится основным элементом, с помощью которого строится описание материи. Она заменяет в этой роли материальную точку.

После выделения гармоник одной частоты, остальные гармоники с меньшими частотами задают её переменную среднюю линию, а с большими — модуляцию колебаний, или шум на этой частоте. Теперь в гармониках любой частоты представлен весь мен. **Шум** берётся за основное состояние нашего мира. Он вне пространства, но содержит в себе его зачатки, включая число измерений.

Устойчивая структура, необходимая для существования мира, образуется из надшумных гдэнов. 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 одностных гдэнов Γ_j^1 и противогдэнов Π_j^1 разных измерений $j=1,2,3$ а также одностные пары $\Gamma_j^1 \Pi_j^1$ каждого измерения. Гдэны Γ_j^1 тождественны нижним кваркам d_j — это единственные кварки, из которых составлены все частицы. Связи между измерениями известны как глюоны.

Кроме взаимодействия между одностными гдэнами существует **взаимодействие гдэнов через шум**. Его потенциал состоит из нечётной и чётной по амплитудам гдэнов частей. Нечётная часть (γ -взаимодействие) обуславливает появление поля поляризации, 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. **Среда нашего мира** состоит из ослабленного шума, надшумного основания и возвышающихся над ним частей надшумных гдэнов.

Надшумные части одностных гдэнов (кварки) собраны в элементы

среды и отдельные частицы. Связанные γ -взаимодействием **ГП-пары** составили твёрдую среду **ГП-твёрдь**, а несвязанные — плазмообразную **ГП-плазма**. Переходная между ними среда есть основа нашего мира. Как носитель электрополей она получила давно предложенное для такой среды название — **эфир** ($\mathcal{E}$). Он состоит из эфиронов (ГП-пар) с определённым расстоянием между ними. Другая часть среды составлена из нейтрино и названа **нейтр** (N). Их совокупность — **эфней** ($\mathcal{EN}$). Возможно **эфир есть 3-мерная поверхность в 4-мерной среде**, разделяющая 4-мерные ГП-плазму и ГП-твёрдь.

Трёхмерные состояния ГП-плазмы и ГП-твёрди представлены в эфире редкими вкраплениями. Чёрные дыры состоят из ГП-плазмы, а внутри частиц присутствует ГП-твёрдь.

Предложена модель среды нашего мира. Найдены уравнения динамики её поляризации и дисперсионное. Волны имеют поперечную и продольную составляющие. Но продольная волна намного слабее поперечной из-за более слабого источника внутри частиц и ей можно пренебречь.

Безмассовая поперечная волна поляризации описывается уравнениями Максвелла для электромагнитных волн в пустоте. Вместе с уравнением кулоновой части постоянного поля поляризации вокруг частиц образуется система уравнений Максвелла. Это позволяет сделать вывод, что **электрическое поле** есть поляризация эфиронов, а магнитное поле — его изменение. **Электромагнитная волна** есть поперечная волна поляризации эфира.

Вокруг гдэнов в эфире существует ξ -поле поляризации эфиронов, которое входит в состав частиц. Вблизи них расположены стационарное поперечное **массивное ξ -поле**, дающее частицам массу. Далее расположено кулоново электрополе.

Для движущейся частицы динамика ξ -поля описывается уравнением Клейна-Фока-Гордона. После перехода к амплитудному описанию оно заменяется на нелинейное уравнение Шрёдингера. Показано, что **волновая функция** есть амплитуда колебаний гдэнов в эфире. Уравнение для волнового пакета массивной волны поляризации даёт его движение и строение, учитывающее самодействие волны. Делается вывод о полевой природе массы и движения тел.

Поле тяготения (тягполе) обусловлено чётной по амплитуде частью потенциала взаимодействия гдэнов через шум и является одной из частей поля деформации (метрики) эфира. Потенциал тягполя описывается изменением расстояния между эфиронами. Показано, как тягполе

влияет на распространение электроволны и частиц.

Волны тяготения существуют, но из-за своих ничтожно малых величины и скорости их влияние пренебрежимо мало. Остаётся только **векторное поле притяжения Ньютона**, которое при движении тел надо подправить на его нелинейную перестройку с помощью электрополя.

Трёхместные гдэны Γ^3 и противогдэны Π^3 составляют основу позитрона и электрона. Пары одностепенных гдэнов $\Gamma_j\Pi_j$ есть электронные нейтрино. Верхние кварки u_j составлены из пар гдэнов или противогдэнов $u_j = \bar{d}_{j+1}\bar{d}_{j-1}$, $\bar{u}_j = d_{j+1}d_{j-1}$. Все, кроме фотона, **частицы первого поколения построены из кварков**. В строение позитрона и электрона надо включить двory из полей поляризации эфиронов.

Все имеющие массу частицы, кроме нейтрино, содержат лёгкие **основы** и окружающие их массивные **дворы**, которые состоят из полей поляризации эфиронов и нейтринной части. Дворы долгоживущих протонов сохраняют отпечаток среды вселенной, бывшей при их рождении.

На уровне гдэнов мир абсолютен. Относительность начинается на уровне частиц. Они, кроме нейтрино, вместе с окружающими их полями являются переносимыми возбуждениями эфира — имеют постоянное строение и не обладают постоянным составом. Нейтрино абсолютно. Эфир абсолютен, но проявляется через относительность движения и строение мира, невозможное без его существования.

Наш мир, наша вселенная не могут существовать сами по себе, как надшумное строение, выделяющееся из всеобъемлющего хаоса. Необходимым условием их существования и развития является вхождение в **бесконечную цепь взаимодействующих живых миров**.

Таким образом показано, что теории современной физики могут быть выведены из представления всего существующего в виде одномерного изменения действие-длительность.

Пан А. Н. 2021. Начала панории.
Preprints.ru. <https://doi.org/10.24108/preprints-3112211>
Почта: panory@bk.ru

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] A. Einstein, Ann.phis., **17**, 891 (1905). А.Эйнштейн, Собрание научных трудов, **1**, 7. Наука, Москва. (1965).
- [3] A. Einstein, Ann.phis., **49**, 769 (1916). А.Эйнштейн, Собрание научных трудов, **1**, 452. Наука, Москва. (1965).
- [4] W. Heisenberg, Zs. phys., **33**, 879 (1925).
- [5] E. Schrödinger, Annalen der Physik, **79**, 361, 489 (1926).
- [6] A. Einstein, Ather und Relativitätstheorie. Verlag von Julius Springer. (1920). А.Эйнштейн, Собрание научных трудов, **1**, 682. Наука, Москва. (1965).
- [7] P. A. M. Dirac, Proc. R. Soc. Lond. A., **126**, 360 (1930).
- [8] А.М. Ляпунов, Записки Академии наук по физ.-мат. отделению, серия 8. **12**-5, 1-24. (1901). Собрание сочинений **1**, 161. Москва: Издательство АН СССР, (1954).
- [9] В.С. Пугачёв, *Теория случайных функций*. Госиздатфизматлит, Москва (1950).
- [10] Королук В.С. и др., *Справочник по теории вероятности и математической статистике*. Наука, Москва (1985).
- [11] Van Dyck R. S. Jr., Schwinberg P. B., Dehmelt H. G.,. Phys. Rev. Lett. **59**, 26. X. Демельт, УФН. **160**, 12, 129 (1990).
- [12] A. Einstein, Sitzungsber.preuss. Akad. Wiss., **1**, 142 (1917). А.Эйнштейн, Собрание научных трудов, **1**, 601. Наука, Москва. (1965).
- [13] O. Klein, Zeitschrift für physik **37**, 895 (1926).
- [14] V. Fock, Zeitschrift für physik **39**, 226 (1926). В. А. Фок, УФН, **180**, 874 (2010).

- [15] W. Gordon, Zeitschrift für physik. **40**, 117 (1926).
- [16] С. И. Пекар, ЖЭТФ **16**, 341 (1946).
- [17] B. P. Abbott et al. (LIGO and Virgo Scientific Collaborations), Phys. Rev. Lett. **116**, 061102 (2016).
- [18] M. A Gell-Mann, Physics Letters, **8**, 214 (1964).
- [19] Гн. Zweig, CERN Report № 8182/TH, 401 (1964).
- [20] N. Bogolubov, B. Struminsky, A. Tavkhelidze, JINR Preprint D-1968, Dubna (1965).
- [21] M. Y. Han, Y. Nambu, Phys. Rev. **139**, 1006 (1965).
- [22] L. B. Okun, in Proceedings of Intern. Conf. on High-energy Physics, CERN (1962), 845.
- [23] 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.
- [24] Б. Понтекорво, ЖЭТФ, **33**, 549 (1957).
- [25] Элементарные частицы. "Физ. энцикл. словарь". Сов. энциклопедия, Москва (1984), 896.
- [26] R.Hofstadter, Science, **136**, 1013 (1962). Р. Хофштадтер, УФН, **81**, 185 (1963).
- [27] A. Besant, Ancient Wisdom. Adyar, Madras, India: Theosophicall publishing house, (1897). А. Безант, Древняя мудрость. Москва: Свет, 2019. ISBN 978-5-413-01903-0.
- [28] А. Н. Пан, Вехи панории. Действие, как основа материи, пространства, мира. PREPRINTS.RU. (2020). <https://doi.org/10.24108/preprints-3111976>