2.7.2. Инертная инертность «электрона»

Пусть в некоторый начальный момент времени t_1 «электрон» движется в направлении оси z с постоянной скоростью V_{z1}. В этом случае, согласно представлениям Алсигны, метрико-динамическое состояние его внешней оболочки описывается метриками (2.5.11) и (2.5.12):

- для *субконта*:

$$ds_1^{(-a)2} = \left(1 - \frac{r_e r}{r^2 + a^2\cos^2\theta}\right)c^2dt^2 - \frac{r^2 + a^2\cos^2\theta}{r^2 + a^2 - rr_e}dr^2 - \left(r^2 + a^2\cos^2\theta\right)d\theta^2 -$$

$$-\left(r^2 + a^2 + \frac{r_e ra^2\sin^2\theta}{r^2 + a^2\cos^2\theta}\right)\sin^2\theta\, d\varphi^2 + \frac{2r_e ra}{r^2 + a^2\cos^2\theta}\sin^2\theta\; d\varphi\; cdt; \tag{2.7.5}$$

- для *антисубконта*:

$$ds_1^{(-b)2} = \left(1 + \frac{r_e r}{r^2 + a^2\cos^2\theta}\right)c^2dt^2 - \frac{r^2 + a^2\cos^2\theta}{r^2 + a^2 + rr_e}dr^2 - \left(r^2 + a^2\cos^2\theta\right)d\theta^2 -$$

$$-\left(r^2 + a^2 - \frac{r_e ra^2\sin^2\theta}{r^2 + a^2\cos^2\theta}\right)\sin^2\theta\, d\varphi^2 + \frac{2r_e ra}{r^2 + a^2\cos^2\theta}\sin^2\theta\; d\varphi\; cdt, \tag{2.7.6}$$

где

$$a_1{}^2 = \frac{r_e^2 V_{z1}^2}{4c^2}, \tag{2.7.7}$$

Пусть теперь, по некоторым причинам, в следующий момент времени t_2 тот же «электрон» стал двигаться вдоль той же оси z, но с другой постоянной скоростью V_{z2}. В этом случае приближенно можно полагать, что его внешняя оболочка вновь описывается теми же метриками (2.7.5) и (2.7.6), но с другим квадратом параметра эллиптичности

$$a_2{}^2 = \frac{r_e^2 V_{z2}^2}{4c^2}. \tag{2.7.8}$$

Данная ситуация означает, что исследуемый «электрон» получил «актуальное» ускорение

$$a_z = \frac{V_{z2} - V_{z2}}{t_2 - t_1} = \frac{\Delta V_z}{\Delta t}, \qquad (2.7.9)$$

т. е. такое ускорение, в котором учтены его инертные свойства. Тогда как, если бы этих инертных свойств у исследуемого «электрона» не было, то за тот же промежуток времени он приобрел бы «идеальное» ускорение

$$a'_z = \frac{V_{z2} - V'_{z2}}{t_2 - t_1} = \frac{\Delta V'_z}{\Delta t}. \qquad (2.7.10)$$

Согласно определению (2.7.4) связь между двумя ускорениями (2.7.9) и (2.7.10) следует искать в виде

$$a_z = \mu_{zz}\, a_z', \qquad (2.7.11)$$

где μ_{zz} – единственная, в данном случае, неравная нулю безразмерная компонента тензора «инертности» исследуемого «электрона».

В общем случае необходимо учитывать, что может меняться не только величина, но и направление скорости движения «электрона».

На наш взгляд, определение «актуального» ускорения «электрона» через его «идеальное» ускорение (2.7.11) совершенно очевидно и понятно. Но для того чтобы вычислить безразмерный коэффициент «инертности» μ_{zz} для рассматриваемого случая необходимо очень серьезно потрудиться.

Мы не будем здесь заниматься данной непростой задачей, поскольку она требует отдельного объемного исследования. Отметим только несколько очевидных обстоятельств.

1. Анализ метрик вида (2.7.5) и (2.7.6), проведенный в п. 2.5.5, показывает, что чем выше скорость V_z прямолинейного и равномерного движения «электрона» вдоль направления оси z, тем выше угловая скорость вращения вакуума $\mathbf{\Omega} = -\mathbf{B}_o/2$ вокруг его вытянутого ядра {см. выражение (1.9.84) в [8]}.

В свою очередь, повышение скорости вращения вакуума вокруг оси z приводит к увеличению момента инертности и к дополнительной деформации внешней оболочки «электрона» и, как следствие этого, к повышению сопротивляемости изменению состояния движения. Поэтому интуитивно понятно, что инертные свойства движущегося «электрона» связаны в основном с вращением и деформацией его внешней оболочки.

Однако это не совсем так. Во-первых, необходимо иметь ввиду, что при исследовании прямолинейного и равномерного движения «электрона» мы имели дело со стационарными (т. е. не зависящими от времени) метриками и, соответственно, полями инерции. Тогда как изменение скорости перемещения «электрона» V_z неминуемо приводит к изменению угловой скорости вращения его внешней оболочки, а это, в свою очередь, влечет за собой возникновение дополнительных полей инерции. То есть в данном нестационарном случае уравнения (1.9.83) и (1. 9.84) в [8] приобретают более сложный вид

$$\mathbf{a} = \mathbf{a}_p - 2\frac{d}{dt}[\mathbf{r} \times \mathbf{\Omega}] = \mathbf{a}_p - 2[\mathbf{v}_r \times \mathbf{\Omega}] - 2[\mathbf{r} \times \frac{d}{dt}\mathbf{\Omega}], \qquad (2.7.12)$$

$$\mathbf{a} = \mathbf{E}_o + \frac{d}{dt}[\mathbf{r} \times \mathbf{B}_o] = \mathbf{E}_o + [\mathbf{v}_r \times \mathbf{B}_o] + [\mathbf{r} \times \frac{d}{dt}\mathbf{B}_o], \qquad (2.7.13)$$

при этом возникает дополнительная причина инертности, связанная с изменением угловой скорости вращения внешней оболочки «электрона»

$$\frac{d}{dt}\mathbf{B}_o = -2\frac{d}{dt}\mathbf{\Omega}. \qquad (2.7.14)$$

Во-вторых, существует еще одно важное обстоятельство, значительно влияющее на инертные свойства движущегося «электрона». Чтобы выявить данное обстоятельство, проведем следующий анализ на примере метрики (2.7.5). Напомним, что данная метрика описывает состояние субконта во внешней оболочке прямолинейно и равномерно движущегося «электрона».

Для начала выделим из метрики (2.7.5) только те слагаемые, которые относятся к описанию свойств метрического пространства

$$ds_n^{(-a)2} = -\frac{r^2 + a^2\cos^2\theta}{r^2 + a^2 - rr_e}dr^2 - \left(r^2 + a^2\cos^2\theta\right)d\theta^2 -$$

$$-\left(r^2 + a^2 + \frac{r_e r a^2 \sin^2\theta}{r^2 + a^2\cos^2\theta}\right)\sin^2\theta\, d\varphi^2 + \frac{2r_e ra}{r^2 + a^2\cos^2\theta}\sin^2\theta\, d\vartheta^2, \qquad (2.7.15)$$

где введено условное обозначение $d\vartheta^2 \equiv d\varphi\, cdt$.

«Расслоим» квадратичную форму (2.7.15) на два сомножителя (о расслоении квадратичных форм на два сомножителя см. п. 1.4.3 – 1.4.4 в [8]). В результате получим две линейные формы, описывающие соответственно «личину» и «изнанку» изучаемой области субконта. Например, «личина» субконта в данном случае описывается линейной формой (аффинором) вида

$$ds_n^{(-a)} =$$

$$= \begin{pmatrix} \sqrt{-\frac{r^2+a^2\cos^2\theta}{r^2+a^2-rr_e}}dr + \sqrt{\frac{2r_e ra}{r^2+a^2\cos^2\theta}}\sin\theta\ d\vartheta & \sqrt{-\left(r^2+a^2+\frac{r_e ra^2\sin^2\theta}{r^2+a^2\cos^2\theta}\right)}\sin\theta\ d\varphi + i\sqrt{-\left(r^2+a^2\cos^2\theta\right)}d\theta \\ \sqrt{-\left(r^2+a^2+\frac{r_e ra^2\sin^2\theta}{r^2+a^2\cos^2\theta}\right)}\sin\theta\ d\varphi - i\sqrt{-\left(r^2+a^2\cos^2\theta\right)}d\theta & \sqrt{-\frac{r^2+a^2\cos^2\theta}{r^2+a^2-rr_e}}dr - \sqrt{\frac{2r_e ra}{r^2+a^2\cos^2\theta}}\sin\theta\ d\vartheta \end{pmatrix} =$$

$$= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \sqrt{-\frac{r^2+a^2\cos^2\theta}{r^2+a^2-rr_e}}dr + \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \sqrt{-\left(r^2+a^2+\frac{r_e ra^2\sin^2\theta}{r^2+a^2\cos^2\theta}\right)}\sin\theta\ d\varphi +$$

$$+ \begin{pmatrix} 0 & i \\ -i & 0 \end{pmatrix} \sqrt{-\left(r^2+a^2\cos^2\theta\right)}d\theta + \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \sqrt{\frac{2r_e ra}{r^2+a^2\cos^2\theta}}\sin\theta\, d\vartheta, \tag{2.7.16}$$

где

$$a = \frac{r_e V_z}{2c}. \tag{2.7.17}$$

Далее определим вторую производную по времени от линейной формы (аффинора) (2.7.16)

$$a_n = \frac{d^2 s_n^{(-a)}}{dt^2} =$$

$$= \frac{d^2}{dt^2}\left[\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \sqrt{-\frac{r^2+a^2\cos^2\theta}{r^2+a^2-rr_e}}dr\right] + \frac{d^2}{dt^2}\left[\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \sqrt{-\left(r^2+a^2+\frac{r_e ra^2\sin^2\theta}{r^2+a^2\cos^2\theta}\right)}\sin\theta\, d\varphi\right] +$$

$$+ \frac{d^2}{dt^2}\left[\begin{pmatrix} 0 & i \\ -i & 0 \end{pmatrix} \sqrt{-\left(r^2+a^2\cos^2\theta\right)}d\theta\right] + \frac{d^2}{dt^2}\left[\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \sqrt{\frac{2r_e ra}{r^2+a^2\cos^2\theta}}\sin\theta\, d\vartheta\right]. \tag{2.7.18}$$

Ускорение (2.7.18) содержит информацию об инертных свойствах рассматриваемого состояния субконта.

Мы не станем здесь производить вычисления компонент данного ускорения. Отметим только, что в рамках приближений, принятых Алсигной, в рассматриваемом модельном представлении об ускоренном движении «электрона» изменению подвержены следующие основные факторы:

а) форма и радиус ядра «электрона» $r_e(t)$;

б) скорость «электрона» $V_z(t)$;

в) спинорное состояние, описываемое наборами матриц Паули – Кэли

$$\left[\begin{pmatrix}1&0\\0&1\end{pmatrix}, \begin{pmatrix}0&1\\1&0\end{pmatrix}, \begin{pmatrix}0&i\\-i&0\end{pmatrix}, \begin{pmatrix}1&0\\0&-1\end{pmatrix}\right]$$

(о вырожденности и комбинаторике спиновых состояний линейных форм см. пп. 1.4.4 – 1.4.8 в [8]).

Исходя из возможной изменчивости данных факторов, следует ожидать, что ускорение (2.7.18) имеет сложную функциональную зависимость

$$\frac{d^2 s_n^{(-a)}}{dt^2} = a_n\left[\frac{d^2 r_e}{dt^2}, \frac{d^2 V_z}{dt^2}, \frac{d^2}{dt^2}\begin{pmatrix}0&1\\1&0\end{pmatrix}, \dots\right]. \qquad (2.7.19)$$

При этом выясняется, что к фактору, связанному с изменением скорости «электрона» $\dfrac{d^2 V_z}{dt^2}$, прибавляется еще два немаловажных фактора:

а) «твердость» ядра «электрона» $\dfrac{d^2 r_e}{dt^2}$. Чем «тверже» ядро вакуумного образования, тем трудней его деформировать приведением его внешней оболочки во вращение, и, следовательно, тем сложнее сдвинуть все это вакуумное образование с места.

б) «податливость» к внутренним спиновым переориентациям, связанным с «перемешиванием» наборов матриц Паули-Кэли при изменении состояния движения (эффекты «гироскопного» типа), например:

$$\frac{d^2}{dt^2}\left[\overset{\mathrm{H}'}{\begin{pmatrix}1&0\\0&1\end{pmatrix}}, \overset{\mathrm{V}}{\begin{pmatrix}0&1\\1&0\end{pmatrix}}, \overset{\mathrm{H}}{\begin{pmatrix}0&i\\-i&0\end{pmatrix}}, \overset{\mathrm{I}}{\begin{pmatrix}1&0\\0&-1\end{pmatrix}}\right] \to \left[\overset{\mathrm{I}}{\begin{pmatrix}1&0\\0&-1\end{pmatrix}}, \overset{\mathrm{H}'}{\begin{pmatrix}1&0\\0&1\end{pmatrix}}, \overset{\mathrm{V}}{\begin{pmatrix}0&1\\1&0\end{pmatrix}}, \overset{\mathrm{H}}{\begin{pmatrix}0&i\\-i&0\end{pmatrix}}\right].$$

Таким образом, любое изменение состояния движения локального вакуумного образования (в частности «электрона») оказывается сопряженным с возникновением дополнительных очагов вращения, внутренней спиновой переориентацией и сложной деформацией его ядра и внешней оболочки. Все это в итоге влияет на сопротивляемость изменению состояния движения исследуемого объекта.

Все четыре фактора:

H′	V	H	I
движение	вращение	ориентация	деформация,

определяющих метрико-динамическое состояние локального участка вакуумной протяженности, сложно взаимосвязаны между собой. Изменение одного из них влечет за собой изменение и трех остальных.

«И будет, если в каком доме останется десять человек, то умрут и они, и возьмет их родственник или сожигатель, чтобы вынести кости их из дома, и скажет находящемуся при доме: «есть ли еще у тебя кто?» Тот ответит: «нет никого». И скажет сей: «Молчи! Ибо нельзя упоминать Имени ГОСПОДНЯ»» (Амос, 6: 9-10).

Выше рассматривалось только изменение состояния «личины» *субконта* во внешней оболочке ускоряемого «электрона». Но для получения более полной картины необходимо еще изучить и свойства его «изнанки», а также взаимодействие «личины» и «изнанки». Далее необходимо препарировать *антисубконт* той же области вакуума на основании аналогичной препарации метрики (2.7.6). И в конце концов, изучить взаимодействие «личины» и «изнанки» *субконта* с «личиной» и «изнанкой» *антисубконта* в околоядерной области изучаемого объекта.

Опыт, накопленный на основании экспериментальных проверок выводов специальной теории относительности в отношении изучения движения элементарных частиц, позволяет высказать предположение, что результаты вычислений должны привести к следующей функциональной зависимости искомой компоненты тензора «инертности» (см. п. 1.7.10 в [8])

$$\mu_{zz} \approx \frac{\mu_{0zz}}{\sqrt{1-\frac{V_z^2}{c^2}}}, \tag{2.7.20}$$

где

$$\mu_{0zz} = \mu_{0zz}\left[\frac{d^2 r_e}{dt^2}, \frac{d^2 V_z}{dt^2}, \frac{d^2}{dt^2}\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \ldots\right]$$

– инертность, зависящая от динамических и спиновых формфакторов исследуемого вакуумного образования. Это связано с вполне обоснованным ожиданием того, что инертные свойства элементарных «частиц» (т. е. узловых вакуумных образований) должны вытекать из инертных свойств самого вакуума, которые в свою очередь вытекают из конечности универсальной вакуумной постоянной *c*.

Уже сейчас понятно, что *инертная инертность* локальных вакуумных образований – это чрезвычайно сложное явление. Тем не менее, задача объяснения «спектра масс» элементарных «частиц», на наш взгляд, вполне может быть разрешена в рамках развиваемого здесь Алсигной третьего приближения теории «упругого» вакуума.