

9.7. Связь с классической электродинамикой (*)

В рамках классической электродинамики электрон рассматривается как элементарный, точечный заряд, из которого исходят силовые линии электрического поля, а при его движении возникает вихревое магнитное поле. Согласно развизаемым здесь представлениям те же самые сущности описываются в терминах субконт-антисубконтных потоков. Естественно предположить, что между этими различными описаниями одного и того же объекта должна существовать однозначная связь.

Электродинамика – это значительная часть современной науки, поэтому для полного изложения этого раздела знаний в терминах субконт-антисубконтной динамики потребуется ряд отдельных объемных исследований, выходящих за рамки настоящей работы. Здесь мы затронем только вопросы, связанные с состояниями свободного «электрона».

Напомним, что только в отсутствии других элементарных частиц во внешней оболочке «электрона» все сбалансировано, т. е. количество оттекающего субконта равно количеству притекающего антисубконта. В присутствии других элементарных частиц потоки субконта и антисубконта оказываются очень сложными. Но все устроено так, что субконт вытекает из ракий частиц и втекает в ракии античастиц, а антисубконт вытекает из ракий античастиц и втекает в ракии частиц. Поэтому при взаимодействии, например, «частицы» с «частицей» играют роль только потоки субконта, вытекающего из их ракий, которые стремятся растащить частицы во взаимно противоположных направлениях (п. 9.2), а в случае «частично-античастичного» взаимодействия основную роль играет субконт-антисубконтный поток, замыкающийся на их ракиях (п. 9.1). Взаимодействие подвижных «частиц» между собой оказывается еще более сложным, но по-прежнему оно осуществляется только за счет обмена субконт-антисубконтными потоками. Псевдосила, с которой подвижная относительно исследуемого участка $\lambda_{-12 \div -16}$ -вакуума «частица» действует на другую, покоящуюся относительно $\lambda_{-12 \div -16}$ -вакуума «частицу» посредством субстанционального потока, в большинстве случаев сводится к выражению (9.1)

$$\vec{f} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \left\{ -\text{grad} \ln \sqrt{h} + \sqrt{h} \left[\frac{\vec{v}}{c} \times \text{rot} g \right] \right\} \quad (9.92)$$

или в компонентном виде

$$f_\alpha = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \left\{ -\frac{\partial \ln \sqrt{h}}{\partial x^\alpha} + \sqrt{h} \left(\frac{\partial g_\beta}{\partial x^\alpha} - \frac{\partial g_\alpha}{\partial x^\beta} \right) \frac{v^\beta}{c} \right\}, \quad (9.93)$$

где v – скорость движения ядра «частицы»;

$$m_p = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \text{ – масса ядра «частицы», движущейся как целое со скоростью } v;$$

m_0 – масса покоя «частицы», равная массе покоя «электрона»;

$h = \langle g_{00}^{(1)} \rangle$;

$g_\alpha = -\langle g_{0\alpha}^{(1)} \rangle / \langle g_{00}^{(1)} \rangle$.

Сравним теперь силу (9.92) с силой Лоренца [36], лежащей в основе классической электродинамики

$$\mathbf{f} = e \text{ grad } \varphi_e + e [\mathbf{v} \times \mathbf{B}], \quad (9.94)$$

где e – заряд электрона;

φ_e – скалярный потенциал электрического поля электрона;

\mathbf{B} – вектор магнитной индукции, возникающий в поле подвижного электрона;

$\mathbf{E} = \text{grad } \varphi_e$ – напряженность электрического поля электрона.

Сравним вначале первые слагаемые в левых частях выражений (9.93) и (9.94), при этом обнаруживаем, что

$$E^+ = \text{grad } \varphi_e = -\frac{m_0 c^2}{e \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \text{grad} \ln \sqrt{h}. \quad (9.95)$$

Подставляя $h = \langle g_{00}^{(1)} \rangle$ в (9.95) с учетом (9.86) и того, что согласно (9.21)

$$e^2 = 4\pi r_e \varepsilon_0 m_0 c^2, \quad (9.96)$$

получим

$$E_r^+ = -\chi c \frac{\partial \ln \sqrt{\langle g_{00}^{+(1)} \rangle}}{\partial r} = -\frac{e}{4\pi\varepsilon_0} \frac{(r^2 - a^2 \cos^2 \theta)}{2(r^2 + a^2 \cos^2 \theta - r_g r)(r^2 + a^2 \cos^2 \theta)}, \quad (9.97)$$

$$E_\theta^+ = -\chi c \frac{\partial \ln \sqrt{\langle g_{00}^{+(1)} \rangle}}{\partial \theta} = 0, \quad (9.98)$$

$$E_\varphi^+ = -\chi c \frac{\partial \ln \sqrt{\langle g_{00}^{+(1)} \rangle}}{\partial \varphi} = 0, \quad (9.99)$$

где

$$\chi = \frac{m_0 c}{e \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

При $a = 0$ (т. е. когда «электрон» покоится) выражения (9.97) – (9.99) соответствуют силе (9.14), если учесть что $\mathbf{f}_e = e\mathbf{E}$. Графики функции

$$L(\theta) = \frac{(r^2 - a^2 \cos^2 \theta)}{2(r^2 + a^2 \cos^2 \theta - r_g r)(r^2 + a^2 \cos^2 \theta)}, \quad (9.100)$$

входящие в состав (9.97), представлены на рис. 9.17. Откуда видно, что в направлении, перпендикулярном направлению движения «электрона», интенсивность течения субконта (т. е. напряженность электрического поля) увеличивается, а в направлении, совпадающем с направлением его движения, — уменьшается, что полностью соответствует выводам классической электродинамики движущихся зарядов (см. п. 9.4.1).

Сопоставим теперь вторые слагаемые из выражений (9.93) и (9.94):

$$\mathbf{f}_e = e [\mathbf{v} \times \mathbf{B}] \quad (9.101)$$

и

$$\vec{f}_e = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \sqrt{h} \left[\frac{\vec{v}}{c} \times \text{rot } g \right]. \quad (9.102)$$

Для более детального сопоставления представим эти выражения в развернутом виде. Выражение (9.101) можно расписать как

$$f_{re} = e (V_\theta B_\varphi - V_\varphi B_\theta); \quad (9.103)$$

$$f_{\theta e} = e (V_\varphi B_r - V_r B_\varphi); \quad (9.104)$$

$$f_{\varphi e} = e (V_r B_\theta - V_\theta B_r), \quad (9.105)$$

а выражение (9.102) как

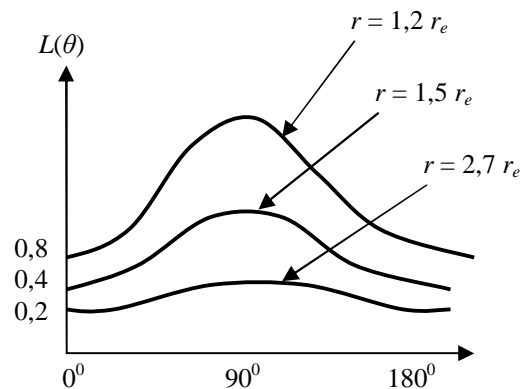


Рис. 9.17

$$f_{rs} = \frac{m_0 c}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \sqrt{h} \left\{ \left(\frac{\partial g_2}{\partial r} - \frac{\partial g_1}{\partial \theta} \right) v^\theta + \left(\frac{\partial g_3}{\partial r} - \frac{\partial g_1}{\partial \varphi} \right) v^\varphi \right\}; \quad (9.106)$$

$$f_{\theta s} = \frac{m_0 c}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \sqrt{h} \left\{ \left(\frac{\partial g_1}{\partial \theta} - \frac{\partial g_2}{\partial r} \right) v^r + \left(\frac{\partial g_3}{\partial \theta} - \frac{\partial g_2}{\partial \varphi} \right) v^\varphi \right\}; \quad (9.107)$$

$$f_{\varphi s} = \frac{m_0 c}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \sqrt{h} \left\{ \left(\frac{\partial g_1}{\partial \varphi} - \frac{\partial g_3}{\partial r} \right) v^r + \left(\frac{\partial g_2}{\partial \varphi} - \frac{\partial g_3}{\partial \theta} \right) v^\theta \right\}. \quad (9.108)$$

Сравнивая (9.103) – (9.105) с (9.106) – (9.108), соответственно обнаруживаем, что компоненты вектора магнитной индукции \mathbf{B} могут быть выражены через производные от усредненных компонент метрического тензора следующим образом:

$$B_r^+ = \chi \sqrt{h} \left(\frac{\partial g_3}{\partial \theta} - \frac{\partial g_2}{\partial \varphi} \right); \quad (9.109)$$

$$B_\theta^+ = \chi \sqrt{h} \left(\frac{\partial g_1}{\partial \varphi} - \frac{\partial g_3}{\partial r} \right); \quad (9.110)$$

$$B_\varphi^+ = \chi \sqrt{h} \left(\frac{\partial g_2}{\partial r} - \frac{\partial g_1}{\partial \theta} \right), \quad (9.111)$$

где

$$\chi = \frac{m_0 c}{e \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}; \quad h = \langle g_{00}^{+(1)} \rangle; \quad g_\alpha = -\frac{\langle g_{0\alpha}^{+(1)} \rangle}{\langle g_{00}^{+(1)} \rangle}.$$

В данном случае $\langle g_{00}^{+(1)} \rangle$ и $\langle g_{03}^{+(1)} \rangle$ заданы выражениями (9.86) и (9.87), а остальные $\langle g_{0\alpha}^{+(1)} \rangle = 0$.

Если мы проведем точно такой же анализ, используя компоненты метрического тензора, описывающие поведение антисубконтанта, то получили бы точно такие же выражения для антисубконтантного электрического поля:

$$E_r^- = -\chi c \frac{\partial \ln \sqrt{\langle g_{00}^{+(2)} \rangle}}{\partial r}; \quad (9.112)$$

$$E_\theta^- = -\chi c \frac{\partial \ln \sqrt{\langle g_{00}^{+(2)} \rangle}}{\partial \theta}; \quad (9.113)$$

$$E_\varphi^- = -\chi c \frac{\partial \ln \sqrt{\langle g_{00}^{+(2)} \rangle}}{\partial \varphi} \quad (9.114)$$

и антисубконтантного магнитного поля

$$B_r^- = \chi \sqrt{h} \left(\frac{\partial g_3}{\partial \theta} - \frac{\partial g_2}{\partial \varphi} \right); \quad (9.115)$$

$$B_\theta^- = \chi \sqrt{h} \left(\frac{\partial g_1}{\partial \varphi} - \frac{\partial g_3}{\partial r} \right); \quad (9.116)$$

$$B_\varphi^- = \chi \sqrt{h} \left(\frac{\partial g_2}{\partial r} - \frac{\partial g_1}{\partial \theta} \right), \quad (9.117)$$

где

$$\chi = \frac{m_0 c}{e \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}; \quad h = \langle g_{00}^{+(2)} \rangle; \quad g_\alpha = - \frac{\langle g_{0\alpha}^{+(2)} \rangle}{\langle g_{00}^{+(2)} \rangle}. \quad (9.117a)$$

$\langle g_{00}^{+(2)} \rangle$ и $\langle g_{03}^{+(2)} \rangle$ в данном случае заданы выражениями (9.88) и (9.89).

Таким образом, мы видим, что в отличие от классической электродинамики в субконт-антисубконтной динамике имеются два типа электромагнитных полей:

- субконтные силовые поля \mathbf{E}^+ и \mathbf{B}^+ , описывающие влияние подвижного субконта;
- антисубконтные силовые поля \mathbf{E}^- и \mathbf{B}^- , описывающие влияние подвижного антисубконта.

Причем электрические поля \mathbf{E}^+ и \mathbf{E}^- обусловлены ламинарными потоками субконта и антисубконта (т. е. силовые линии \mathbf{E}^+ начинаются в ракиях «частиц» и заканчиваются в ракиях «античастиц», и наоборот, силовые линии \mathbf{E}^- антисубконта начинаются в ракиях «античастиц» и заканчиваются в ракиях «частиц»). Магнитные поля \mathbf{B}^+ и \mathbf{B}^- обусловлены вращательным движением субконта и антисубконта, поэтому их силовые линии замкнуты и не имеют источников.

Реальны электрические и магнитные поля в духе Алсигны должны задаваться следующим образом:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}^+ + \mathbf{E}^-; \quad \mathbf{B} = \mathbf{B}^+ + \mathbf{B}^-.$$

Столь чудесное сходство математических описаний силовых полей в классической электродинамике и в субконт-антисубконт пневматике вселяет уверенность в правильность выбранного пути.

Субконт-антисубконтной пневматике необходимо посвятить отдельные обширные исследования до полного описания всех наблюдаемых электродинамических явлений, что, естественно невозможно уместить в рамках данного исследования, да и не по силам одному и даже группе исследователей.