

## О СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОМ МЕХАНИЗМЕ УДЕРЖАНИЯ ЦВЕТА

*Д.А.Киржниц*

Предлагается простой механизм удержания цвета, основанный на представлении о физическом вакууме как о материальной среде со спонтанной поляризацией.

Хорошо известно, что проблема удержания цвета еще ждет своего решения (см. обзор [1], где имеется подробная библиография). Вместе с тем, есть основания для уверенности в том, что физической причиной удержания служит определенная форма упорядочения вакуума. В такой ситуации имеет смысл постановка обратной задачи — задачи отыскания тех типов упорядочения, которые ведут к картине удержания. Решение этой задачи не только привело бы к феноменологической теории удержания, но и подсказало бы, какие моды неустойчивости нужно искать в динамических уравнениях для микроскопического обоснования такой теории.

В этой статье показывается, что помимо обычно обсуждающегося сверхпроводящего (хиггсова) типа упорядочения вакуума к удержанию ведет и другой, еще более простой механизм. Он действует в том случае, если вакуум, подобно "мягкому" сегнетоэлектрику (пироэлектри-

ку), обладает спонтанной поляризацией, направление которой определяется направлением внешнего поля в данной точке пространства.

1. Физическую основу наиболее популярного "струнного" механизма удержания составляет специфическая реакция вакуума на поле цветового заряда, которая связывается с его свойствами идеального "диаэлектрика" — среды с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon \rightarrow 0$  (электрического аналога идеального диамагнетика, сверхпроводника). Из условия минимума энергии (ее плотность пропорциональна величине  $D^2/\epsilon$ ) следует, что при  $\epsilon \rightarrow 0$  произойдет выталкивание силовых линий индукции  $\mathbf{D}$  и, из-за постоянства ее потока, их концентрация в виде квазиодномерной струны. Соответственно, большим расстояниям между зарядами  $r$  будет отвечать линейная зависимость энергии их взаимодействия от  $r$ :  $U \rightarrow eE_0 r$  ( $e$  — положительный заряд частицы,  $E_0$  — константа), а это и означает удержание<sup>1)</sup>.

Исходя из этой зависимости, можно прямо искать материальное уравнение диаэлектрического вакуума, т. е. связь индукции и напряженности поля  $\mathbf{E}$ . Определяя из  $U$  силу, действующую на частицу, и связывая ее с  $\mathbf{E}$ , получим

$$\mathbf{E} = -E_0 \mathbf{r}/r, \quad (1)$$

после чего задача сводится к выражению правой части (1) через  $\mathbf{D}$ .

2. Предположим сначала, что материальное уравнение линейно, но пространственно нелокально  $\mathbf{D}(\mathbf{k}) = \epsilon(\mathbf{k})\mathbf{E}(\mathbf{k})$ . Тогда (1) и уравнение

$$\text{div} \mathbf{D} = 4\pi e (\delta(\mathbf{x}) - \delta(\mathbf{x} - \mathbf{r}))$$

дают выражение для диэлектрической проницаемости

$$\epsilon(\mathbf{k}) = ek^2/2E_0, \quad (2)$$

которое действительно исчезает при  $k \rightarrow 0$  ( $r \rightarrow \infty$ ). Ему отвечает сверхпроводящий (мейсснеровский) механизм: магнитная проницаемость сверхпроводника имеет аналогичный вид  $(1 + \text{const}/k^2)^{-1}$ .

Альтернативная возможность — нелинейное, но локальное материальное уравнение. Поскольку в стабильном изотропном вакууме направления векторов  $\mathbf{D}$  и  $\mathbf{E}$  совпадают [2], выражение (1) прямо дает

$$\mathbf{E} = E_0 \mathbf{D}/D. \quad (3)$$

Это материальное уравнение справедливо в пределе  $D \rightarrow 0$  ( $r \rightarrow \infty$ ). Ему отвечает тензор диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{ij} = \partial D_i / \partial E_j$ , поперечные (относительно направления  $\mathbf{D}$ ) собственные значения которого равны  $D/E_0$  и действительно исчезают при  $D \rightarrow 0$ . В том же пределе поляризация (плотность дипольного момента) отлична от нуля

$$\mathbf{P} = (\mathbf{D} - \mathbf{E})/4\pi \rightarrow -E_0 \mathbf{D}/4\pi D, \quad (4)$$

<sup>1)</sup>Для простоты мы ограничиваемся рассмотрением абелева электрического поля и системы "кварк — антикварк".

т. е. имеет спонтанный характер<sup>1)</sup>. Решение уравнений Максвелла совместно с материальным уравнением (3) действительно описывает идеальную струну

$$D(x) = 4\pi e r \int_0^1 dt \delta(x - tr). \quad (5)$$

3. Развитие изложенных выше предварительных соображений будет предметом последующих публикаций. Здесь же мы ограничимся несколькими общими замечаниями.<sup>1</sup>

Укажем прежде всего, что вывод соотношения типа (3) из динамической теории должен состоять, как и в теории сегнетоэлектричества (см. [3]), в представлении свободной энергии (эффективного лагранжиана) в виде разложения по степеням индукции или поляризации и в выявлении "неправильного" знака соответствующих коэффициентов.<sup>1</sup>

Отметим далее, что наличие однородного электрического поля (см. [3]) не означает, как можно было бы думать, нестабильности вакуума. В обычной электродинамике это действительно было бы так из-за рождения пар и неограниченного ускорения их компонент. В рассматриваемом же случае именно самый факт удержания препятствует протеканию этого процесса.<sup>1</sup>

Наконец, подчеркнем, что в обчном сегнетоэлектрике нет ни струн ни удержания заряда. Его диэлектрическая проницаемость больше единицы (параэлектрик). Между тем, в идеальном параэлектрике ( $\epsilon \rightarrow \infty$ ) выталкиваться и формировать струну должны были бы силовые линии напряженности поля (плотность энергии пропорциональна  $\epsilon E^2$ ), а это противоречит уравнению  $\text{rot } E = 0$ .<sup>1</sup>

Благодарю В.Л. Гинзбурга и А.Д. Линде за полезные дискуссии.

Физический институт им. П.Н. Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
20 сентября 1979 г.

## Литература

- [1] В. Sakita. Quantum chromodynamics and related problems. Proc. XIX Intern. Conf. on High Energy Physics, Tokyo, 1978.
- [2] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред, М., 1959.
- [3] В.Л. Гинзбург. ЖЭТФ, 15, 739, 1945; 19, 36, 1949; Ф. Иона, Д. Ширане. Сегнетоэлектрические кристаллы, М., 1965.

<sup>1)</sup> Отрицательный знак в (4) связан со специфичными для кваркового взаимодействия явлениями антиэкранировки (асимптотической свободы), что отвечает  $\epsilon < 1$ .