Письма в ЖЭТФ, том 39, вып. 12, стр. 571 – 573 *25 июня 1984 г.*

О КОНФАЙНМЕНТЕ В МАКРОСКОПИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ

Д.А.Киржниц, М.А.Микаэлян

Показано, что, несмотря на полную экранировку зарядов, в изотропном сегнетоэлектрике между двумя разноименными зарядами действует сила притяжения, не зависящая от расстояния. Механизм конфайнмента – поверхностное натяжение на границе 180°-ного домена, связывающего заряды.

Появление компактных конфигураций поля (КК) типа "струн" и "мешков" и не убывающих с расстоянием сил притяжения (конфайнмента) в физике сильного взаимодействия часто связывают со "сверхдиамагнетизмом" $\mu = 0$ ("сверхдиаэлектричеством" $\epsilon = 0$) упорядоченного КХД-вакуума. Здесь $\mu(\epsilon)$ – его статическая длинноволновая магнитная (диэлектрическая) проницаемость.

Возможны ли КК и конфайнмент в упорядоченной электродинамической (абелевой) среде ? Не проявляются ли в ней иные механизмы этих явлений ? Эти вопросы, представляю -

щие интерес и для макрофизики и для самой хромодинамики, обсуждаются в настоящей статье.

1. Известный пример КК в электродинамике – вихревые нити в сверхпроводнике (сверхдиамагнетике). Однако, только включение магнитных монополей ведет к конфайнменту – для монополей в обычном сверхпроводнике (механизм Намбу), для зарядов в дуальной системе с монопольным конденсатом (механизм Тофта).

Сверхдиэлектрической равновесная электродинамическая среда быть не может ($\epsilon \geqslant 1$, см. [1]). Исчезновение ϵ возможно в *неравновесном* сегнетоэлектрике (СЭ) в отсутствии внешних зарядов (индукция $\mathbf{D} = 0$, напряженность $E \neq 0$), где и появляются КК. Однако, разноименные заряды, хотя и соединены струной, испытывают антиконфайнмент – отталкиваются с постоянной силой (подробности см. в отдельной статье). Отметим, что рассмотренная ранее одним из авторов [2] среда типа СЭ, где есть и КК и конфайнмент, имеет "неправильные" с точки зрения электродинамики свойства, моделирующие асимптотическую свободу.

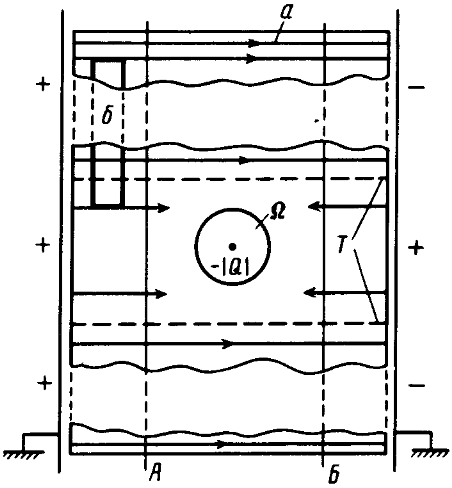

Рис. 1

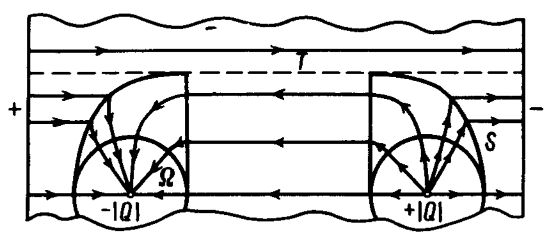

Рис. 2

2. Другой механизм появления КК и конфайнмента, отвечающий $\epsilon \to \infty$, действует в *равновесном* СЭ ($E = 0$, спонтанная индукция $D = D_0$), заключенном между заземленными обкладками конденсатора, см. рис. 1. Материальное уравнение изотропного СЭ [1)]

$$\mathbf{D} = D_0 \mathbf{E}/E + \epsilon \mathbf{E}, \qquad D \geqslant D_0 \tag{1}$$

дополняет уравнения Максвелла (ρ_e – плотность внешних зарядов характерной величины Q)

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = 0 \quad \text{(а)}, \qquad \operatorname{div} \mathbf{D} = 4\pi \rho_e \quad \text{(б)} \tag{2}$$

В (1), (2) содержится характерный параметр размерности длины $r_0 = (|Q|/D_0)^{1/2}$.

Помещенный в СЭ заряд создает КК поля E, локализованную в конечной области Ω объемом $\sim r_0^3$ ($E = 0$, $D = D_0$ вне Ω). В самом деле, согласно теореме Гаусса, (2б) и неравенству (1) исходящие из заряда силовые линии не заполняют всего пространства, а заключены в трубке T радиуса $\sim r_0$. За ее пределами интеграл $\int d\mathbf{s}\mathbf{E}$ по силовой линии, соединяющей обкладки с нулевой разностью потенциалов, рис. 1, *а*, равен нулю, а, значит, и $E = 0$. То же относится к областям внутри трубки, удаленных от заряда на расстояние, большее r_0, что видно из применения теоремы Стокса и (2а) к контуру рис. 1, *б*, образованному двумя силовыми линиями и двумя эквипотенциалями. Полная экранировка заря-

[1)] Этот случай намного проще случая реального анизотропного СЭ (хотя есть и ряд общих для них качественных черт). Быть может, изотропным будет СЭ, подобный дисперсному ферромагнетику ("жидкому магниту").

да в непроводящем (!) СЭ связана с уравнением (1): уменьшение D до значения D_0 при удалении от заряда отвечает уменьшению E до нуля.

3. Сказанное , казалось бы, полностью исключает возможность конфайнмента: на расстоянии, бóльшем r_0, заряды вообще не взаимодействуют друг с другом. Однако, на самом деле разноименные заряды связывает не зависящая от расстояния сила притяжения. В этом убеждает теорема Гаусса применительно к эквипотенциальным поверхностям A и $Б$ рис.1, которые имеют одинаковую площадь и на которых $D = D_0$. Ввиду неравенства (1) нужный дефицит потока $4\pi |Q|$ нельзя получить без изменения направления силовых линий внутри трубки T на обратное. В итоге возникает 180°-ный домен площадью сечения $2\pi r_0^2$, соединяющий заряд с одноименной ему обкладкой.

Но в реальном СЭ имеется поверхностное натяжение на границе домена $\sigma \sim D_0^2$, связанное с градиентом индукции. Соответствующая сила $f \sim \sigma r_0$ стремится вытолкнуть заряд к одноименной ему обкладке или же стянуть друг к другу разноименные заряды (см. ниже).

4. На рис. 2 изображена картина силовых линий для простейшей конфигурации зарядов, расстояние между которыми больше r_0 (иначе возникнет не струна, а мешок). Область Ω – сфера радиуса r_0; внутри нее $D = |Q|/r^2$, $E = (D/\epsilon)(1 - r^2/r_0^2)$. На границе Ω и на поверхности S излома силовых линий выполнено граничное условие равенства D_n. Радиус домена $\sqrt{2} r_0$, сила конфайнмента $f = 2\pi\sqrt{2}\, r_0 \sigma$.

Из-за недостатка места мы не приводим соответствующих аналитических выражений. Это будет сделано в подробной статье, где также будут рассмотрены общая конфигурация зарядов, спектр их возбуждений, случай анизотропного СЭ и во многом близкая задача о магнитных монополях в магнетике.

Литература

1. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982; *Долгов О.В., Киржниц Д.А., Лосяков В.В.* ЖЭТФ, 1982, **83**, 1894.
2. *Киржниц Д.А.* Письма в ЖЭТФ, 1979, **30**, 624.

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

Поступила в редакцию
22 марта 1984 г.