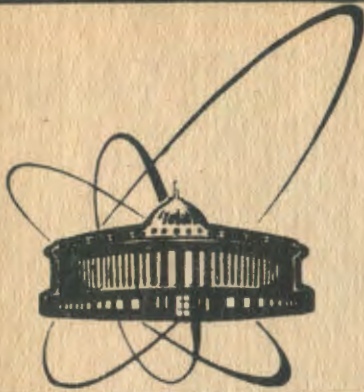


89-175



сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

♀

C 844

P2-89-175

В. Н. Стрельцов

ПОЛЕ ДВИЖУЩЕЙСЯ ЧАСТИЦЫ

1989

В соответствии с решением волнового уравнения для потенциалов электромагнитного поля /запаздывающих потенциалов/ поле в точке наблюдения (Р) в момент времени  $t$  определяется зарядом /расположенным, например, в начале координат  $O$ / в предшествующий момент  $t - r_{PO}/c$ . Здесь  $r_{PO}/c$  - время распространения электромагнитной волны от источника к месту наблюдения /для простоты будем также полагать, что  $t_p = r_{PO}/c$ /. Иначе говоря, поле в точке Р в момент времени  $t$  представляет собой сферическую волну, испущенную в момент  $t - r_{PO}/c$  зарядом, расположенным в точке  $O$ .

Конечно, в случае покоящегося заряда влияние запаздывания фактически не сказывается. На рис.1  $S'$  с помощью стрелок представлено электростатическое поле такого заряда  $q$  на расстоянии  $r'$  от него. При этом, строго говоря, поле, скажем, в точке  $P'$ , отвечает моменту  $t' = r'/c$ . Но коль скоро заряд покоится, он будет занимать то же положение  $O'$  и в момент наблюдения  $t'_p$ .

Однако картина существенно изменится, если мы будем рассматривать тот же самый процесс распространения поля с точки зрения  $S$ -системы, где заряд движется со скоростью  $v$ . Характер-

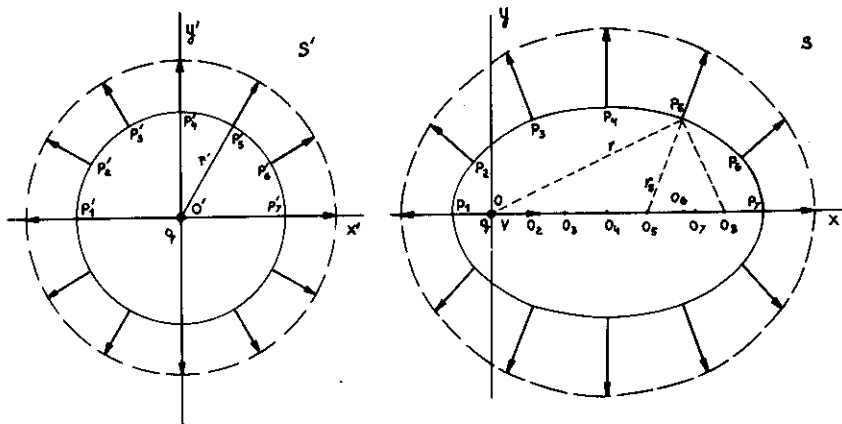


Рис.1. Электрическое поле заряда: в его системе покоя  $S'$  и в  $S$ -системе, где он движется со скоростью  $v=0,75 c$ .

ные особенности этой картины иллюстрирует рис.1 S. Точка O показывает "запаздывающее" положение заряда / $x = 0, t = 0$ /. Упомянутая сферическая волна, по наблюдениям из S-системы, принимает форму эллипсоида вращения. Стрелки по-прежнему изображают величину и направление поля в соответствующих точках. Большая ось эллипса /главного сечения эллипсоида/  $2a = P_1 P_7 = 2\gamma r'$ , где  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ ,  $\beta = v/c$ ; малая ось  $2b = P_4 O_4 = 2r'$ ,  $O_4$  - центр эллипса; O и  $O_8$  - его фокусы, фокусное расстояние  $2f = 2\beta\gamma r'$ , эксцентриситет эллипса  $e = f/a = \beta$  ( $\beta = 0,75, \gamma = 1,5$ ). Как видно, электрическое поле направлено по нормальям к эллипсу. Пунктиром показано "запаздывающее" расстояние  $r = OP_5$  /соответствующее  $O'P'_5$ / и "теперешнее" расстояние  $r_s = O_5 P_5$ , то есть расстояние от точки  $P_5$  до "одновременного" положения заряда. Очевидно, что для движущегося заряда уже  $r_s \neq r$ , а векторы напряженности поля являются попросту продолжениями векторов  $\vec{r}_s$ . Точки  $O_2 - O_4, O_6, O_7$  представляют другие одновременные положения заряда.

Как можно заключить из рис.1 S, для движущегося заряда электрическое поле в направлении его движения по мере распространения электромагнитной волны уменьшается значительно слабее, чем для покоящегося заряда. Например, уменьшение поля на оси x у движущегося заряда до заданной величины  $E_7^x = E_7^x$  происходит после прохождения электромагнитной волной большего расстояния  $OP_7 = (1 + \beta)\gamma r'$  /в данном примере  $OP_7 = 2,6 O'P'_7$ /. Иными словами, по мере роста скорости заряда действие электрического поля в направлении его движения все возрастает.

В этой связи может возникнуть вопрос: чему равно электрическое поле в электромагнитной волне на расстоянии  $r = r'$  /на сферической поверхности/ от движущегося заряда? Ответом на него служит рис.2. При этом следует подчеркнуть, что с ростом скорости поле в направлении "вперед" растет  $\sim (1 + \beta)^2 \gamma^2$  с учетом того, что  $\beta \approx 1, E_{\perp} \sim 4\gamma^2$ . С другой стороны, за зарядом поле, напротив, уменьшается до величины  $E_{\parallel} \sim (1 - \beta)^2 \gamma^2$ . Поэтому среднее поле, действующее на пробный заряд, расположенный вблизи оси x, составит

$$\bar{E}_{\parallel} \sim 2\gamma^2.$$

/1/

По нашему мнению, именно этот эффект служит основой объяснения того, что многие электромагнитные процессы, происходящие при взаимодействии быстрых заряженных частиц с веществом, такие как упругое рассеяние, излучение и образование электрон-позитронных пар, разыгрываются в большой пространственной области вдоль импульсов частиц. Длина этой области, она называется длиной когерентности /1/, быстро растет с ростом энергии частиц именно в соответствии с формулой /1/.

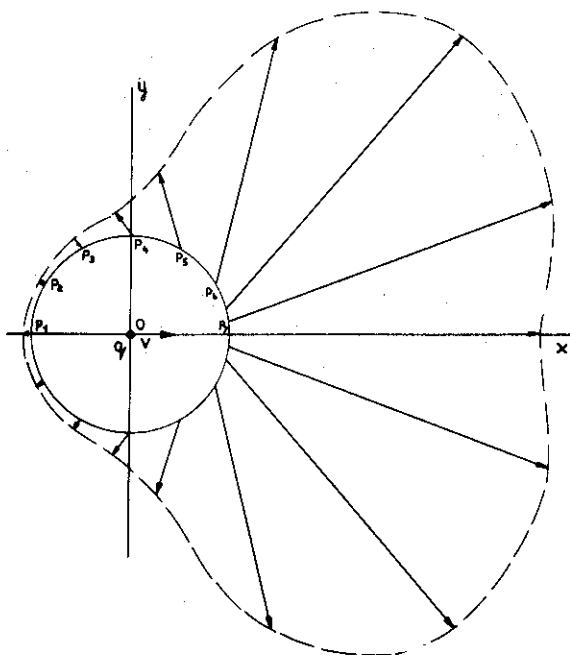


Рис.2. Эквидистантное электрическое поле движущегося заряда  $v = 0,75 c$ .

С другой стороны, по существующим представлениям поле перед движущейся частицей, наоборот, сильно уменьшается. Считается, что на языке силовых линий электрическое поле летящего заряда можно получить исходя из силовых линий покоящегося заряда, привлекая лоренцево сокращение. Его действие сблизит линии по бокам, раздвинет перед зарядом и позади него как раз настолько, чтобы получить нужную плотность /см., например,  $^{2/}$  /. Если же перевести на язык силовых линий рис.2, то очевидно, что наибольшая их плотность будет наблюдаться в передней полусфере, уменьшаясь практически до нуля при переходе к задней полусфере.

Что касается /скалярного/ потенциала движущегося заряда, то формула, соответствующая /1/, будет иметь вид

$$\phi_{||} \sim \gamma \quad /2/$$

Следует также отметить, что сильные взаимодействия на малых расстояниях описываются потенциалом, близким к кулоновскому. Поэтому указанный эффект должен проявляться и в сильных взаимодействиях, по крайней мере в центральных соударениях адронов\*. Его следствием должен быть рост длины формирования адронов с увеличением энергии. Очевидно, что при этом соответственно должно расти и само время взаимодействия /длительность ядерной реакции/.

\*С ростом  $\gamma$  влияние юкавовской экспоненты все более уменьшается, и потенциал становится близким к кулоновскому на все больших расстояниях, а поэтому и "радиус его действия" возрастает.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Франк И.М. - Изв.АН СССР, сер.физ., 1942, т.6, с.3.
2. Фейнман Р. и др. Фейнмановские лекции по физике, вып.6.  
М.: Мир, 1977, с.268.

Рукопись поступила в издательский отдел  
16 марта 1989 года.