ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Ф-833

Р4 - 11777

И.М.Франк

4467/2-78

ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ДЛЯ МАГНИТНОГО ЗАРЯДА

1978

P4 - 11777

И.М.Франк

ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ДЛЯ МАГНИТНОГО ЗАРЯДА

Направлено в ЯФ

Франк И.М. P4 - 11777

Переходное излучение для магнитного заряда

Выполнено теоретическое исследование переходного излучения магнитного заряда. Обсуждается вопрос о возможности существования магнитного заряда. Высказывается предположение о том, что он мог бы иметь электрический дипольный момент. На основе аналогии с излучением электрического заряда, основанной на симметрии уравнений Максвелла относительно магнитных и электрических зарядов, получены формулы для спектральной интенсивности и поляризации переходного излучения магнитного заряда для двух случаев: перпендикулярного и наклонного падения частицы на границу раздела сред.

В среде с $\mu = 1$ излучение является существенно релятивистским эффектом. При релятивистских скоростях интенсивность излучения - того же порядка, что и для многозарядной частицы с Z~68, но отличается поворотом плоскости поляризации на 90°. При ультрарелятивистских скоростях переходное излучение распространяется в область рентгеновских и гамма-лучей и имеет интенсивность, в 68^2 раз большую, чем для электрического заряда.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Frank I.M. P4 - 11777

Transition Radiation of the Magnetic Charge

Theoretical investigation of the transition radiation of a magnetic charge is carried out similarly to that of an electric charge. Formulas obtained for the spectral intensity and polarization were analysed for the two cases: perpendicular and inclined incidence of a magnetic charge on the boundary surface.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

© 1978 Объединенный институт ядерных исследований Дубна

Среди проблем физики элементарных частиц одна из старейших, наиболее интересных и загадочных - проблема возможности существования частицы с магнитным зарядом, или, как ее часто называют, монополя Дирака.

Интерес к ней с годами возрастает, и помимо большого числа экспериментальных попыток обнаружения частицы с магнитным зарядом* и теоретических работ, появляются также книги, посвященные рассмотрению связанных с ней вопросов [3,4].

Поразительная симметрия уравнений Максвелла относительно магнитных и электрических сил известна со времени возникновения классической электродинамики.

История этого вопроса изложена в книге [3], причем авторы отмечают, что одними из первых, кто обратился к его рассмотрению, были О.Хевисайд (1883 г.) и Г.Герц (1884 г.). Уже тогда было очевидно, что неодинаковость свойств магнитного и электрического полей связана не с самими уравнениями Максвелла, а с тем, что в них мы считаем плотность магнитного заряда ρ_g и плотность магнитного тока j_g равными нулю. Если мы положим

$$\operatorname{div} \vec{B} = 4\pi \rho_g ,$$

$$-\operatorname{rot} \vec{E} = \frac{1}{c}\frac{dD}{dt} + \frac{4\pi}{c} j_g ,$$

* В качестве примера сошлюсь на работы [1] и [2].

то симметрия уравнений Максвелла относительно магнитных и электрических зарядов и полей будет полной. Поэтому сразу же возник вопрос: почему не наблюдаются частицы, несущие магнитный заряд g ? Известно, например, что еще П.Кюри искал магнитные заряды, и поиски их безуспешно продолжаются до сих пор.

Квантовое рассмотрение проблемы магнитного заряда привело к очень существенному выводу о квантовании величины магнитного заряда, который должен быть равен или кратен $g/e = 68{,}5$. Вместе с тем, теория столкнулась здесь с трудностями, которые были обсуждены Дираком (отсюда монополь Дирака). Модели Дирака в классике соответствует, как известно, бесконечно тонкий нитяной соленоид, один конец которого уходит в бесконечность, а второй ведет себя как магнитный заряд. При этом, однако, возникает трудность, состоящая в том, что пересечение с нитью такого соленоида должно считаться ненаблюдаемым .

В последнее время было показано, что трудности теории Дирака не являются принципиальными[5]. Если это так, то и квантовая теория не приводит к противоречиям, в результате которых возможность существования магнитного заряда может быть поставлена под сомнение.

Динамика магнитного заряда в присутствии электрических весьма своеобразна. В самом деле, отсутствуют центральные силы взаимодействия магнитного заряда с электрическим. На движущийся магнитный заряд действует сила, величина которой сразу получается из симметрии уравнений Максвелла:

$$\vec{F} = g\vec{H} - \frac{g}{c}[\vec{v},\vec{D}],$$

причем второй член, очевидно, является аналогом силы Лоренца[5] . В результате магнитный и электрический заряды будут двигаться относительно друг друга по сложной траектории (см., например, [3]). Поскольку, однако, мы ничего не знаем о частице с магнитным зарядом, то можем по аналогии с электроном допустить, что у него есть собственный электрический момент - "электон", аналогичный магнетону Бора:

$$\vec{p}_g = \frac{gh}{2m_g e}. \qquad (2)$$

Это определит и некоторую центральную силу взаимодействия магнитного заряда с электростатическим полем электрона, так же как и взаимодействие магнитного момента электрического заряда с магнитостатическим полем. Следует отметить, что в отличие от электрического заряда ниличие электрического дипольного момента здесь - не результат нарушения четности, как это всегда принимается, а естественное следствие его момента количества движения.

Вопрос о свойствах частицы, несущей магнитный заряд, - предмет гипотез, имеющих или не имеющих теоретического обоснования. Центральной и требующей ответа остается проблема: почему нарушается предусмотренная законами природы симметрия уравнений Максвелла? Не умеем ли мы обнаружить частицу с магнитным зарядом, или имеется какой-то фундаментальный принцип, запрещающий ее существование? Кроме дальнейшего развития теории, в первую очередь, следует продолжить экспериментальные поиски такой частицы. В них можно, очевидно, опираться на предсказания, вытекающие из уравнений Максвелла. В связи с этим актуален вопрос об излучении Вавилова-Черенкова для частицы с магнитным зарядом, а особенно о переходном излучении для таких частиц.

Теория излучения Вавилова-Черенкова для магнитного заряда была рассмотрена автором этой статьи в 1952 году[6] . Отмеченная в 1958 г. возможность обнаружения таких частиц по перпендикулярной, по сравнению с излучением электрического заряда, плоскости поляризации[7] излучения была использована при их экспериментальных поисках[1].

Переходное излучение магнитных зарядов, несомненно, также представляющее интерес с точки зрения возможности их обнаружения, было весьма кратко рассмотрено О.С.Мергеляном в 1963 г.[8]. Тот же вопрос обсуждается в книге[9] и работе[10]. Как отмечалось в этих работах, переходное излучение релятивистской частицы в $(g/e)^2$ более интенсивно, чем электрического заряда, и примерно такое же, как для многозарядной частицы с $Z \sim 68$. Отсюда следует, что детектирование частиц по переходному излучению может проводиться с достаточно большой вероятностью. В связи с этим заслуживает внимания более подробное исследование теории переходного излучения магнитного заряда.

Для получения необходимых соотношений, в принципе, не требуется проводить расчеты, дополнительные к существующей теории переходного излучения электрически заряженных частиц. Результаты могут быть получены сразу, если, пользуясь симметрией уравнений Максвелла, заменить e на g, вектор $\vec{E}$ – на $\vec{H}$ и ϵ, μ – на μ, ϵ. Однако при такой замене легко допустить ошибку, связанную с тем, что в формулах излучения электрического заряда в среде (для оптических и более высоких частот) обычно полагают $\mu = 1$. Поэтому они не содержат μ, которое в случае магнитного заряда следует заменить на ϵ. Далее, по этой же причине обычно принимают квадрат показателя преломления $n^2 = \epsilon$. Однако его не надо заменять на μ, т.к. в действительности $n^2 = \epsilon\mu$ и в формулы для магнитного и электрического зарядов n^2 входит одинаково. Поэтому требуется несколько более детальное рассмотрение.

Задачу об излучении движущейся частицы с зарядом e или g легко свести к задаче об излучении совокупности расположенных вдоль ее траектории неподвижных диполей, соответственно электрических или магнитных[11,12]. Создаваемые ими в вакууме в волновой зоне векторы $\vec{E}$ и $\vec{H}$ одинаковы по величине и только меняются местами при замене e на g. В среде они также меняются местами, но в отличие от вакуума вектор $\vec{E}$, возбуждаемый электрическим диполем, пропорционален μ, а $\vec{H}$ пропорционален $\sqrt{\epsilon\mu}$. Для магнитного диполя, соответственно, H пропорционально ϵ, а E – $\sqrt{\mu\epsilon}$. (В обоих случаях, как

и должно быть, $H = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}}\, E$). Что касается вектора Пойнтинга, то для электрического диполя он пропорционален μ, а для магнитного – ϵ*. Принимая это во внимание, легко получить спектральную плотность энергии излучения Вавилова-Черенкова для магнитного заряда (отнесенную к единице пути ℓ) равной [6]

$$\frac{\partial^2 W}{\partial\omega\,\partial\ell} = \frac{g^2\omega}{c^2}\,\epsilon\left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right). \qquad (3)$$

Формула (3) отличается от привычной формулы для излучения электрического заряда заменой e на g и наличием коэффициента ϵ. Аналогия здесь, в действительности, полная, т.к. в среде с $\mu \neq 1$ формула для излучения электрического заряда на самом деле вместо ϵ содержит коэффициент μ [13]. В силу сказанного необходимость ϵ в (3) легко может быть упущена, что, в частности, и произошло в работе[9].

Переходное излучение для магнитного заряда также легко найти, пользуясь аналогией с электрическим зарядом. Один из методов его определения для электрического заряда основан на использовании теоремы взаимности, примененной для этой цели еще в работе[12].

Для магнитного заряда можно поступать таким же образом, поскольку к магнитным диполям теорема взаимности применима[14]. Отсюда формулу для спектральной плотности переходного излучения, например для магнитного заряда, движущегося перпендикулярно границе раздела из среды в вакуум, найдем по аналогии с тем, что имеет место для электрического заряда. Надо только заменить e^2 на g^2 и коэффициенты Френеля для отраженной и преломленной волны r и f электрического вектора $\vec{E}$ – на соответствующие коэффициенты для магнитного вектора $\vec{H}$. Тогда для спектральной плотности излучения магнитного заряда в направлении θ к нормали к границе раздела

---

*Для простоты считаем ϵ и μ действительными величинами, а поле излучения рассматриваем в волновой зоне.

(отнесенной к единице телесного угла) получим (обозначения те же, что и для электрического заряда, и будут пояснены ниже):

$$\frac{\partial^2 W_\perp}{\partial\omega\partial\Omega} = \frac{g^2\beta^2\sin^2\theta}{4\pi^2 c}\left|\alpha_1^\circ + \alpha_2^\circ r_H^{\parallel} - \alpha_3^\circ f_H^{\parallel}\frac{1}{n}\right|^2. \tag{4}$$

Известно, что переходное излучение электрического заряда поляризовано так, что электрический вектор лежит в плоскости падения (плоскость, определяемая лучом и нормалью к границе раздела). В случае магнитного заряда в плоскости падения лежит магнитный вектор, а электрический – перпендикулярен к ней (отсюда $W_\perp$). Очевидно также, что коэффициенты Френеля $r_H^{\parallel}$ и $f_H^{\parallel}$ должны быть взяты для волны с $\vec{H}$ в плоскости падения, идущей из вакуума в среду. При этом по теореме взаимности, которая здесь используется, надо рассматривать луч, идущий из точки наблюдения к траектории частицы, следовательно, угол наблюдения θ – здесь угол падения волны из вакуума в среду:

$$r_H^{\parallel} = \frac{\mu\cos\theta - \sqrt{n^2-\sin^2\theta}}{\mu\cos\theta + \sqrt{n^2-\sin^2\theta}}, \tag{5}$$

$$f_H^{\parallel} = \frac{2n\cos\theta}{\mu\cos\theta + \sqrt{n^2-\sin^2\theta}}, \tag{6}$$

$$1 + r_H^{\parallel} = \frac{\mu}{n} f_H^{\parallel}\ ; \quad 1 - r_H^{\parallel} = \frac{\sqrt{n^2-\sin^2\theta}}{n\cos\theta} f_H^{\parallel}\ . \tag{7}$$

Эти формулы и соотношения между ними отличаются от коэффициентов Френеля для электрического вектора заменой ϵ на μ. Что касается α_1°, α_2° и α_3°, то это так называемые коэффициенты когерентности /15/. Их величина для частицы, движущейся по нормали к границе раздела:

$$\alpha_1^\circ = \frac{1}{1-\beta\cos\theta}, \tag{8}$$

$$\alpha_2^\circ = \frac{1}{1+\beta\cos\theta}, \tag{9}$$

$$\alpha_3^\circ = \frac{1}{1-\beta\cos\theta'} = \frac{1}{1-\beta\sqrt{n^2-\sin^2\theta}}. \tag{10}$$

Здесь θ' – угол преломления, соответствующий в среде углу падения θ.

Пользуясь формулами (4)-(10) для переходного излучения магнитного заряда, получим

$$\frac{\partial W_\perp}{\partial\omega\,\partial\Omega} = \frac{g^2\beta^2}{\pi^2 c}\,\frac{\sin^2\theta\cos^2\theta}{(1-\beta^2\cos^2\theta)^2}\times$$
$$\times\left|\frac{\beta^2(1-n^2)+(\mu-1)(1-\beta\sqrt{n^2-\sin^2\theta})}{(1-\beta\sqrt{n^2-\sin^2\theta})(\mu\cos\theta+\sqrt{n^2-\sin^2\theta})}\right|^2. \tag{11}$$

Формула для электрического заряда /18/ получится при замене μ на ϵ и g – на e:

$$\frac{\partial W_\parallel}{\partial\omega\,\partial\Omega} = \frac{e^2\beta^2}{\pi^2 c}\,\frac{\sin^2\theta\cos^2\theta}{(1-\beta^2\cos^2\theta)^2}\times$$
$$\times\left|\frac{\beta^2(1-n^2)+(\epsilon-1)(1-\beta\sqrt{n^2-\sin^2\theta})}{(1-\beta\sqrt{n^2-\sin^2\theta})(\epsilon\cos\theta+\sqrt{n^2-\sin^2\theta})}\right|^2. \tag{12}$$

Чтобы получить формулу переходного излучения в более привычном ее написании (см., например, формулу (10,1) работы /17/ или (5,7) работы /16/), следует дополнительно положить $\epsilon = n^2$. Тогда

$$\frac{\partial W_{\parallel}}{\partial\omega\,\partial\Omega} = \frac{e^2\beta^2}{\pi^2 c}\,\frac{\sin^2\theta\cos^2\theta}{(1-\beta^2\cos^2\theta)^2}\times$$

$$\times\left|\frac{(n^2-1)(1-\beta^2-\beta\sqrt{n^2-\sin^2\theta})}{(1-\beta\sqrt{n^2-\sin^2\theta})\,(n^2\cos\theta+\sqrt{n^2-\sin^2\theta})}\right|^2. \qquad (13)$$

Обращает внимание то, что формула для переходного излучения магнитного заряда не содержит в явном виде ϵ, а соответственно электрического заряда – μ. В силу этого наиболее естественный случай ($\mu = 1$ и $\epsilon \neq 1$) для магнитного и электрического зарядов приводит к существенно разным результатам. В самом деле, в этом случае ($\mu = 1$) для магнитного заряда из (11) получаем

$$\frac{\partial^2 W_{\perp}}{\partial\omega\,\partial\Omega} = \frac{g^2\beta^6}{\pi^2 c}\,\frac{\sin^2\theta\cos^2\theta}{(1-\beta^2\cos^2\theta)^2}\times$$

$$\times\left|\frac{n^2-1}{(1-\beta\sqrt{n^2-\sin^2\theta})(\cos\theta+\sqrt{n^2-\sin^2\theta})}\right|^2. \qquad (14)$$

В таком виде формула приведена в /9/, и этот результат казался неожиданным: при $\beta^2 \ll 1$ интенсивность переходного излучения пропорциональна не β^2, как для электрического заряда (см. формулы 12 или 13), а β^6. Таким образом, при $\mu = 1$ переходное излучение магнитного заряда – существенно релятивистский эффект. В действительности (см. формулы 11 и 12), здесь полная аналогия с электрическим зарядом, но движущимся в необычной среде, где $\epsilon = 1$, а $n^2 = \epsilon\mu \neq 1$.

В релятивистской области ($\beta \to 1$) переходное излучение магнитного заряда ведет себя как переходное излучение многозарядной частицы с $Z = g/e$, но отличается от него поворотом плоскости поляризации на $90°$ и отсутствием (см. формулы 14 и 13) коэффициента $(1-\beta^2-\beta\sqrt{n^2-\sin^2\theta})$ в числителе.

До сих пор рассматривалось излучение частицы, пересекающей границу раздела по нормали. В случае косого пересечения электрическим зарядом границы раздела сред излучение состоит, как известно, из двух компонент: одной, поляризованной в плоскости падения $W_{\parallel}$, и второй, которая появляется только при косом падении и имеет поляризацию $W_{\perp}$ (см., например, 16). Эта компонента $W_{\perp}$ в случае электрического заряда имеет место только для релятивистской частицы. При $\beta^2 \ll 1$ остается только $W_{\parallel}$, причем такая же, как и для нормального падения со скоростью $v_z = v\cos z$, где $\cos z$ – косинус угла между направлением движения и нормалью /16,17/.

Для магнитного заряда, наоборот, при нормальном падении имеет место только одна компонента $W_{\perp}$, отличная от нуля только при релятивистской скорости. При косом падении должно появиться $W_{\parallel}$, и возникает вопрос: не будет ли оно, так же как для электрического заряда, отлично от нуля и при $\beta \ll 1$?

Переходное излучение магнитного заряда для косого падения легко определить по аналогии с излучением электрического заряда. Воспользуемся для этого формулами, приведенными в /16/, с заменой ϵ на g, μ на ϵ и $\vec{E}$ на $\vec{H}$.

По-прежнему будем считать, что наблюдение производится под углом θ к нормали к границе раздела (ось z, направленная из среды в вакуум). Примем плоскость, определяемую z и направлением θ, за плоскость x,z (т.о., x лежит в плоскости раздела). Направление движения частицы считаем произвольным и образующим с осями углы, косинусы которых $\cos z$, $\cos x$, $\cos y$. Тогда

$$\frac{\partial^2 W_{\perp}}{\partial\omega\,\partial\Omega} = \frac{g^2\beta^2}{4\pi^2 c}\left|\sin\theta\cos z\,(a_1 + a_2 r_H^{\parallel} - a_3\frac{1}{n} f_H^{\parallel}) - \right. \qquad (15)$$

$$\left. -\cos\theta\cos x\,(a_1 - a_2 r_H^{\parallel} - a_3 f_H^{\parallel}\,\frac{\sqrt{n^2-\sin^2\theta}}{n\cos\theta})\right|^2,$$

$$\frac{\partial^2 W_\parallel}{\partial\omega\,\partial\Omega}=\frac{g^2\beta^2}{4\pi^2 c}\cos^2 y\left|\alpha_1+\alpha_2 r_H^\perp-\alpha_3 f_H^\perp\right|^2 . \qquad (16)$$

В этом случае коэффициенты α имеют вид*

$$\alpha_1=\frac{1}{1-\beta\cos(\vec v,\vec R)}=\frac{1}{1-\beta(\cos z\cos\theta+\cos x\sin\theta)} ,$$

$$\alpha_2=\frac{1}{1-\beta\cos(\vec v,\vec R_r)}=\frac{1}{1+\beta(\cos z\cos\theta-\cos x\sin\theta)} , \qquad (17)$$

$$\alpha_3=\frac{1}{1-\beta n\cos(\vec v,\vec R_f)}=\frac{1}{1-\beta(\cos z\sqrt{n^2-\sin^2\theta}+\cos x\sin\theta)} .$$

Здесь $(\vec v,\vec R)$ - угол между направлением скорости и лучом из точки траектории, близкой к границе, в точку наблюдения A (луч $\vec R$ образует с нормалью угол θ); $(\vec v\vec R_r)$ - угол между скоростью и лучом $\vec R_r$, который после отражения от границы раздела попадает в точку A ; и $(\vec v\vec R_f)$ - угол между скоростью и лучом $\vec R_f$ в среде, который после преломления попадает в точку A.

В частном случае, когда частица движется по нормали к границе среды, $\cos z=1$ и $\cos x=\cos y=0$, уравнения (17) переходят в (8)-(10). Нетрудно убедиться, что при этом $W_\parallel=0$ и $W_\perp$ совпадает с (4). В (16) входят коэффициенты Френеля для вектора $\vec H$, направленного перпендикулярно плоскости падения. Они равны

$$r_H^\perp=\frac{\epsilon\cos\theta-\sqrt{n^2-\sin^2\theta}}{\epsilon\cos\theta+\sqrt{n^2-\sin^2\theta}} , \qquad (18)$$

* При сравнении формул (15)-(17) с работой [16] следует иметь в виду, что здесь изменены обозначения: нормаль к поверхности раздела - не ось x , а ось z и, кроме того, $\cos z=\cos\phi$, $\cos x=\cos\chi$ и $\cos y=\cos\psi$.

$$f_H^\perp=\frac{2\epsilon\cos\theta}{\epsilon\cos\theta+\sqrt{n^2-\sin^2\theta}} , \qquad (19)$$

$$1+r_H^\perp=f_H^\perp .$$

При нерелятивистских скоростях $\alpha_1=\alpha_2=\alpha_3=1$. Как видно из (19), при этом величина, стоящая под знаком квадрат модуля в формуле (16), обращается в нуль. Таким образом, $W_\parallel$ заведомо растет с увеличением скорости быстрее, чем v^2 . То же самое имеет место и для $W_\perp$ в (15), если принять во внимание (7) и положить в нем $\mu=1$. Уравнения (15) и (16) могут быть исследованы более детально, как это и было сделано для электрического заряда (см., например, 16), но для магнитного заряда, по крайней мере сейчас, это вряд ли рационально.

В последние годы все большее значение приобретает использование переходного излучения рентгеновского диапазона частот, для которого

$$n^2=1-\frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad \text{причем} \quad \omega^2\gg\omega_p^2=\frac{4\pi Ne^2}{m} . \qquad (20)$$

Поскольку n^2 очень близко к единице, преломлением и отражением волн на границе раздела можно пренебречь, и тогда переходное излучение найдем из (4), положив в нем $r=0$ и $f/n=1$. Таким образом, переходное излучение определит в первую очередь разность α_1 и α_3 . Для малых углов, при которых оно имеет место, можно положить

$$\alpha_1^\circ=\frac{1}{1-\beta+\frac{\theta^2}{2}} , \qquad (21)$$

$$\alpha_3^\circ=\frac{1}{1-\beta+\frac{1}{2}\frac{\omega_p^2}{\omega^2}+\frac{\theta^2}{2}} . \qquad (22)$$

Излучение будет существенным в области частот, где $\alpha_3^\circ\ll\alpha_1^\circ$, т.е. $\frac{1}{2}\frac{\omega_p^2}{\omega^2}\gg 1-\beta+\frac{\theta^2}{2}$.

Так как

$$(1-\beta) \sim \frac{1-\beta^2}{2} = \frac{1}{2}\left(\frac{mc^2}{W}\right)^2$$

(W – полная энергия частицы) и оптимальная величина $\frac{\theta^2}{2} = \frac{1}{2}\left(\frac{mc^2}{W}\right)^2$, то

$$\frac{1}{2}\frac{\omega_p^2}{\omega^2} \geq \frac{1}{2}\frac{\omega_p^2}{\omega^2_{гр}} = \left(\frac{mc^2}{W}\right)^2.$$

Область частот переходного излучения при возрастании энергии частицы W растет пропорционально W, и соответственно пропорционально увеличивается энергия переходного излучения. Мы получаем, как и следовало ожидать, тот же результат, что и для электрического заряда, имеющего релятивистскую скорость.

Резюмируя все сказанное об излучении магнитного заряда, можно отметить следующее.

Излучение Вавилова-Черенкова по интенсивности эквивалентно излучению частицы с Ze при $Z=68$. Оно имеет иную поляризацию, чем для электрического заряда (плоскость поляризации повернута на 90°), при этом интенсивность его пропорциональна ϵ среды.

Переходное излучение магнитного заряда при $\mu = 1$ – существенно релятивистский эффект. При β, близких к единице, его интенсивность того же порядка, как многозарядной частицы с $Z=68$, но имеет, как уже отмечалось, иную поляризацию. При ультрарелятивистских скоростях переходное излучение распространяется в область рентгеновских и гамма-лучей и имеет ту же граничную энергию фотонов, как и для электрического заряда с тем же $\frac{W}{mc^2}$, и интенсивность, в 68^2 раз большую (поляризация иная, чем для электрического заряда).

Автор благодарен В.П.Зрелову за обсуждение проблемы, которое стимулировало выполнение этой работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Zrelov V.P., Kollarova L., Kollar D., Lupilsev V.P., Pavlovic P., Ruzicka J., Sidorova V.I., Shabashev M.F., Sulek P., Janik R. ОИЯИ Е1-6946, Дубна, 1973.
   Зрелов В.П., Колларова Л., Коллар Д., Лупильцев В.П., Павлович П., Ружичка Я., Сидорова В.И., Шабашов М.Ф., Яник Р. ОИЯИ, Р1-7996, Дубна, 1974.
   Василенко А.Т., Зрелов В.П., Колларова Л., Коллар Д., Лупильцев В.П., Павлович П., Ружичка Я., Сидорова В.И., Шабашов М.Ф., Тучек П., Яник Р. ОИЯИ, 13-10074, Дубна, 1976.
   Зрелов В.П. ОИЯИ, Р13-10876, 1977.
2. Gurevich I.I., Khakimov S.Kh., Martemianov V.P., Mishakova A.P., Ogurtzov V.V., Tarasenkov V.G., Barkov L.M., Tarakanov N.M.
   Препринты ИАЭ №№1914,1856, Москва, 1969.
   Гуревич И.И. и др. ЖЭТФ, 1972, 61, с.1721-2160; 62, с.35.
   Gurevich I.I. e.a. Phys. Lett., 1972, 38B,p.549.
3. Стражев В.И., Томильчик Л.М. Электродинамика с магнитным зарядом. Изд. "Наука и техника", Минск, 1975.
4. Монополь Дирака (сборник статей под редакцией Б.М.Болотовского и Ю.Д.Усачева). "Мир", М.,1970.
5. Соколов В.В. ЯФ, 1977, 26, с.427.
6. Франк И.М. Сборник "Памяти Сергея Ивановича Вавилова". Изд. АН СССР, 1952.
7. Франк И.М. Нобелевская лекция 1958. См, например, УФН, 1959, 68, с.397.
8. Мергелян О.С. Доклады АН Армянской ССР, 1963, 36, с.17.
9. Docher J. Phys.Rev., 1971, D3, p.2652.
10. Зрелов В.П. Излучение Вавилова-Черенкова и его применение в физике высоких энергий. Атомиздат, М., 1968 (см. стр. 270).

11. Франк И.М. Изв. АН СССР, серия физ. 1942, 6,с.3.
12. Гинзбург В.Л., Франк И.М. ЖЭТФ, 1946, 16, с.15.
13. Ситенко А.Г. ДАН, 1954, 118, с.337.
Watson K., Jauch J.M., Phys.Rev., 1949, 75, p.1249.
14. Фейнберг Е.Л. Распространение радиоволн вдоль земной поверхности. М., 1961, с.51.
15. Франк И.М. ОИЯИ, Р4-4646, Дубна, 1969.
16. Франк И.М. Acta Physica Polonica, 1970, A38, p.655.
17. Пафомов В.Е. Труды ФИАН (Ядерная физика и взаимодействие частиц с веществом) 1969, 44, с.28.
18. Пафомов В.Е. ЖЭТФ, 1959, 36, с.1853.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 июля 1978 года.