Письма в ЖЭТФ, том 90, вып. 6, с. 486 – 488

Переходное излучение на границе с черным телом

Б. М. Болотовский[1]), *А. В. Серов*

Физический институт им. П.Н. Лебедева, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 26 июня 2009 г.

После переработки 18 августа 2009 г

Рассматривается переходное излучение заряженной частицы при пересечении границы с черным телом. Показано, что интенсивности излучения при влете релятивистской частицы в черное тело и при вылете из него сильно различаются.

PACS: 41.20.Jb, 42.25.Gy

Переходное излучение возникает при пересечении движущейся заряженной частицей границы раздела двух сред [1]. Простейшим случаем переходного излучения является случаи, когда граница раздела представляет собой плоскость, а среды по обе стороны границы раздела характеризуются заданием диэлектрической постоянной ε и магнитной проницаемостью μ и являются изотропными. Такая задача точно решается и тем самым определяются электромагнитные поля в обеих средах. Полученное точное решение есть решение уравнений Максвелла, описывающее поле движущегося источника и удовлетворяющее определенным условиям на границе раздела двух сред.

Однако не на всякой границе раздела можно задать граничные условия. Примером является граница раздела с "абсолютно"черным телом. По определении, такое тело поглощает все падающие на него волны. Граничные условия для черного тела до сих пор не сформулированы. Между тем задача переходного излучения на границе с черным телом представляет не только академический, но и практический интерес.

В настоящей заметке мы используем подход, развитый Франком для определения переходного излучения на границе между двумя средами [2]. Франк рассматривал случай, когда на границе раздела могут быть заданы коэффициенты Френеля для отражения и преломления волн. В случае границы с черным телом коэффициенты Френеля не могут быть определены, поскольку сами граничные условия не сформулированы. Однако из словесного определения черного тела можно сделать заключение о величине коэффициента отражения и пропускания. Если на границу черного тела падает волна, то она вся поглощается и отраженная волна не образуется. Поэтому коэффициент отражения можно считать равным нулю.

Подход Франка к определению переходного излучения состоит в следующем. Предположим, что заряженная частица q равномерно движется по направлению к границе раздела двух сред (рис.1a). Для простоты будем считать, что скорость заряда v перпендикулярна границе раздела. Среду, в которой заряд двигался до пересечения границы, будем называть первой средой, а среду, в которую он перешел после пересечения границы, – второй средой. Как показал Франк, поле можно представить как сумму двух полей: поле заряда, подошедшего к границе и мгновенно останавливающегося на границе, и поле заряда, который в тот же момент начал движение в глубь второй среды.

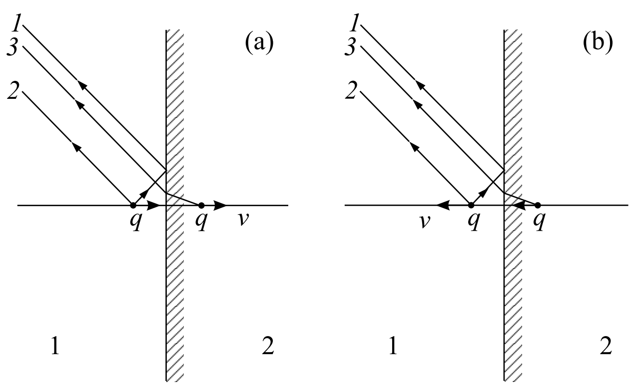

Рис.1. Падающие, отраженные и преломленные волны при переходном излучении. Заряд влетает из вакуума в среду (a) и вылетает из среды в вакуум (b)

Рассмотрим, из каких слагаемых состоит поле излучения в первой среде. При этом мы сначала не будем предполагать, что одна из сред представляет собой черное тело. Во-первых, это волна излученная при остановке заряда в первой среде и составляющая острый угол с его скоростью ($\theta < \pi/2$, где θ –

[1])e-mail: bolot@td.lpi.ru

угол между волновым вектором излучения и вектором скорости частицы). Такая волна падает из первой среды на границу раздела и отражается. При этом ее амплитуда умножается на коэффициент Френеля, соответствующий отражению. Во-вторых, это волна, излученная при остановке в первой среде и распространяющаяся под тупым углом к скорости заряда ($\theta > \pi/2$, излучение назад). Эта волна распространяется от границы раздела в первую среду. К этим волнам добавляется и третья волна, излученная при старте заряда во второй среде и направленная под углом $\theta > \pi/2$ к его скорости (излучение назад во второй среде). Такая волна падает из второй среды на границу раздела и переходит в первую среду. Амплитуда ее в первой среде пропорциональна коэффициенту Френеля, определяющему преломленную волну. Таким образом, в первой среде поле излучения состоит из трех различных слагаемых: отраженное излучение вперед при остановке в первой среде (волна *1* на рис.1a), излучение назад при остановке (волна *2* на рис.1a) и преломленное излучение назад при старте во второй среде (волна *3* на рис.1a).

Соответственно, если заряженная частица переходит из второй среды в первую, то поле излучения в первой среде складывается из излучения вперед (волна *1* на рис.1b) при старте заряда в первой среде, отраженного излучения назад при старте в первой среде (волна *2* на рис.1b) и преломленного излучения вперед при остановке заряда во второй среде (волна *3* на рис.1b). В этом случае отражение и преломление также учитываются с помощью коэффициентов Френеля.

Рассуждения Франка применимо и к случаю, когда рассматривается излучение на плоской границе с абсолютно черным телом. Рассмотрим переходное излучение для случая, когда заряд переходит из первой среды во вторую, причем вторая среда представляет собой черное тело. Для простоты будем считать, что первая среда является вакуумом. В этом случае излучение существует только в первой среде, причем из трех рассмотренных ранее слагаемых остается только одно, соответствующее излучению назад при остановке частицы в вакууме на границе черного тела.

Введем прямоугольную систему координат (рис.2). Предположим, что черное тело занимает полупространство $z > 0$. Заряженная частица движется в положительном направлении оси z, приближается к границе черного тела и пересекает эту границу (рис.2a). В этом случае поле излучения состоит только из одного слагаемого, соответствующего излучению под тупым углом ($\theta > \pi/2$) к

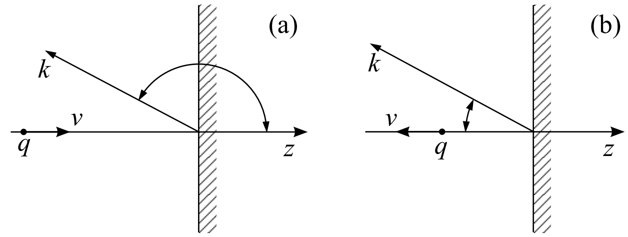

Рис.2. Геометрия задачи: (a) при падении заряда на поверхность черного тела, (b) – при вылете из него

вектору скорости при остановке заряда на границе с черным телом. Вектор-потенциал поля излучения на больших расстояниях от точки перехода в этом случае равен [3,§ 66]

$$\mathbf{A}_\omega = \frac{q\mathbf{v}}{c}\frac{\exp(i\omega R)}{R}\int\limits_{-\infty}^{0}\exp i(\omega t - \mathbf{kv}t)dt =$$

$$= \frac{q\mathbf{v}}{ic}\frac{\exp(i\omega R)}{R}\frac{1}{\omega - \mathbf{kv}}. \quad (1)$$

После преобразований имеем

$$\mathbf{A}_\omega = \frac{q\mathbf{v}}{ic\omega}\frac{\exp(i\omega R)}{R}\left(\frac{1}{1-(v/c)\cos\theta}\right). \quad (2)$$

Нетрудно видеть, что при вылете из черного тела (рис.2b) выражение для векторного потенциала будет иметь вид

$$\mathbf{A}_\omega = -\frac{q\mathbf{v}}{ic\omega}\frac{\exp(i\omega R)}{R}\left(\frac{1}{1-(v/c)\cos\theta}\right). \quad (3)$$

Из приведенных формул видно, что интенсивность излучения при влете релятивистской частицы в черное тело и при вылете из него очень сильно различаются. При влете угол наблюдения θ меняется в пределах $\pi/2 \le \theta \le \pi$, а множитель в скобках изменяется от 1 до 0.5. При вылете $0 \le \theta \le \pi/2$ и множитель меняется от 1 до величины $2\gamma^2$, где $\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$ – приведенная энергия частицы.

Если от приведенных формул для векторного потенциала перейти к формулам для интенсивности излучения, то оказывается, что интенсивность излучения при влете [3] описывается выражением

$$\frac{dW_\omega}{d\omega} = \frac{q^2v^2}{2\pi c^2}\int\limits_{\pi/2}^{\pi}\frac{\sin^2\theta}{(1-\beta\cos\theta)^2}\sin\theta d\theta =$$

$$= \frac{q^2}{2\pi c}\left[-2+\beta+\frac{2}{\beta}\ln(1+\beta)\right]. \quad (4)$$

Интенсивность излучения при вылете имеет вид

$$\frac{dW_\omega}{d\omega} = -\frac{q^2 v^2}{2\pi c^3} \int\limits_0^{\pi/2} \frac{\sin^2\theta}{(1-\beta\cos\theta)^2} \sin\theta d\theta =$$

$$= \frac{q^2}{2\pi c}\left[-2-\beta+\frac{2}{\beta}\ln(1+\beta)\gamma^2\right], \qquad (5)$$

где W_ω – интенсивность излучения на частоте ω, $\beta = v/c$.

Отметим, что формулы (4) и (5) переходят друг в друга при замене β на $-\beta$.

Из выражений (4) и (5) следует, что при вылете из черного тела релятивистская заряженная частица излучает в открытое пространство значительно больше энергии, чем при влете в него. Для сравнения заметим, что при пересечении частицей идеального проводника излучение при влете и вылете оказывается одинаковым. Объясняется это тем, что для идеального проводника коэффициент отражения равен единице, а для черного тела коэффициент отражения равен нулю.

При малых скоростях ($\beta \ll 1$) интенсивности излучения при влете и вылете близки друг другу и пропорциональны квадрату скорости частицы. В релятивистском случае потери при влете пропорциональны $\ln\gamma$, а при вылете стремятся к конечному пределу при $\beta \to 1$.

В своем рассмотрении мы принимали, что граница черного тела представляет собой плоскость $x = 0$, отделяющую полупространство $x < 0$ от полупространства $x > 0$. В этом случае световая волна на границе может испытывать только два вида трансформации – отражение и преломление. Если же черное тело имеет конечные размеры, необходимо учитывать дифракцию волны на черном теле.

В частном случае, когда граница черного тела может быть приближенно принята за круг малого радиуса, вопрос об излучении заряженной частицы, падающей на такую границу, был рассмотрен А.И. Ахиезером и И.Я. Померанчуком (в такой постановке они рассматривали электромагнитное излучение, возникающее при падении заряженной частицы на поглощающее ядро [4]).

1. В. Л. Гинзбург, И. М. Франк, ЖЭТФ **16**, 15 (1946).
2. И. М. Франк, УФН **87**, 189 (1965).
3. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория поля*, М.: Наука, 1975.
4. А. И. Ахиезер, И. Я. Померанчук, УФН **65**(8), (1958)].