

УДК 537.533

СКОЛЬЗЯЩЕЕ ПАДЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ОПТИЧЕСКОМУ ПЕРЕХОДНОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ

Р.А. БАГИЯН

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак

e-mail: raffi@ipr.sci.am

(Поступила в редакцию 27 июня 2014 г.)

Известные выражения для интенсивностей переходного излучения, включающие черенковское излучение в прозрачной среде, модифицированы с учетом границы раздела двух сред. Аномалии, наблюдаемые в экспериментах по оптическому переходному излучению в случае скользящего падения электронов на мишень, поддаются наглядной интерпретации: отношение интенсивностей излучения при скользящем падении электронов и переходного излучения при нормальном влете составляет не менее двух порядков. Впервые объяснен эксперимент, который до сих пор не был объяснен.

1. Введение

В экспериментах [1-3] по оптическому переходному излучению обнаружено, что при скользящем падении электронов с энергией 30 кэВ на поверхность серебряной мишени при углах падения, близких к 90° , абсолютный выход излучения превышает интенсивность излучения при нормальном влете (см.рис.1). Углы отсчитываются от нормали к поверхности раздела. Для углов влета 87.5° и 89° высота пика оказалась на порядок выше интенсивности излучения при нормальном падении. Пик излучения наблюдается при $\lambda = 3500 \text{ \AA}$, что не совпадает с максимумом прозрачности серебра ($3250 \text{ \AA}$). Авторы делают вывод, что они наблюдали излучение, которое является результатом возбуждения электроном поверхностных плазменных волн.

Основной результат работ [1-3] сводится к следующему: во-первых, экспериментально обнаружено излучение, которое по интенсивности на 1–2 порядка превосходит переходное и тормозное излучения; во-вторых, интенсивность в пике наблюдаемого излучения в зависимости от угла скольжения α ведет себя как $\sim \tan^{-1} \alpha$ [1], и в третьих, положение максимума в спектре излучения не совпадает с полосой прозрачности вещества и довольно точно соответствует положению максимума интенсивности поверхностных волн.

Детальное экспериментальное исследование излучения при прохождении нерелятивистских электронов через металлические мишени проведено в [4]. Авторы этой работы обращают внимание на влияние шероховатостей поверхности металла и показывают, что они приводят к повышению интенсивности

наблюдаемого излучения. Проведено изучение этого явления путем сравнения излучения от мишеней с тщательно отполированными и с шероховатыми поверхностями. Для объяснения повышенной интенсивности привлекался эффект Смита–Парсела. Переходному излучению на шероховатых поверхностях раздела сред также посвящены теоретические работы [5,6]. В [7] сделана попытка объяснить большую интенсивность излучения применением теории излучения нерегулярно движущегося электрона.

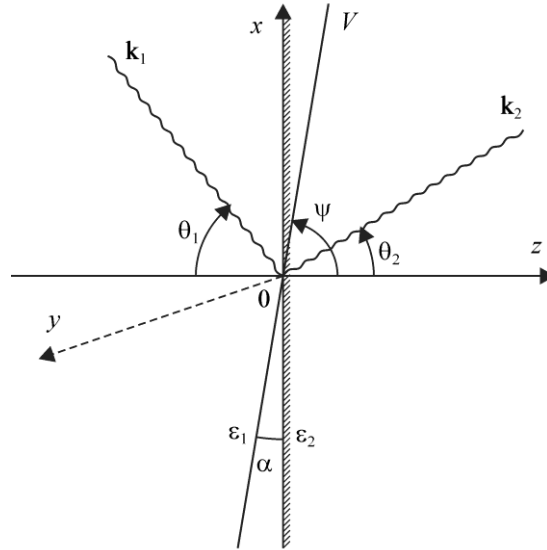


Рис.1. Прямоугольная система координат xuz . Плоскость $z = 0$ есть плоскость раздела двух сред. Ψ – угол падения частицы, отсчитываемый от оси z , $v(v_x, v_z)$ – скорость частицы, α – угол скольжения.

Одним из свойств переходного излучения, имеющим существенное значение в экспериментальных исследованиях, является характерная поляризация этого излучения (на эксперименте можно установить плоскость и степень поляризации). Из обычной теории следует, что переходное излучение должно быть полностью поляризовано, причем, электрический вектор должен лежать в плоскости, проходящей через траекторию частицы и направление излучения. Если переходное излучение вызвано электронами, то в качестве примеси всегда присутствуют тормозное излучение, люминесценция, не исключена и возможность излучения неизвестной природы. Это избыточное (неполяризованное) излучение изучено значительно хуже, чем переходное. Отделение его от переходного излучения, обычно, основано на том, что оно не поляризовано [8].

Исследованию свойств излучения, возникающего в оптической области спектра при облучении поверхности металлов заряженными частицами, посвящено большое число экспериментов, обзор которых содержится в [9-12].

Целью настоящей работы было объяснение эксперимента [1]. Воспользуемся выражением для полной энергии излучения при наклонном прохожде-

нии заряженной частицей плоской границы раздела двух сред в интервале частот $d\omega$ и в интервале телесного угла $d\Omega$ (сумма параллельной и перпендикулярной поляризаций) в следующем виде [13,14]:

$$dI_{1,2} = \frac{e^2 \omega^2 T}{2\pi c} \delta(\omega - \mathbf{k}_{1,2} \mathbf{v}) \times \left[\left| \frac{\cos \theta_{1,2} - \beta_z \sqrt{\epsilon_{1,2}}}{\epsilon_{1,2}^{1/4} \sin \theta_{1,2}} \right|^2 R_{1,2}^{\parallel} + \left| \frac{\beta_x \epsilon_{1,2}^{1/4} \cos \theta_y}{\sin \theta_{1,2}} \right|^2 R_{1,2}^{\perp} \right] d\omega d\Omega. \quad (1)$$

Здесь $R_{1,2}^{\parallel}$ и $R_{1,2}^{\perp}$ – коэффициенты Френеля [15], $\cos \theta_x = \sin \theta_{1,2} \cos \varphi$, $\cos \theta_y = \sin \theta_{1,2} \sin \varphi$, $\cos \theta_z = \cos \theta_{1,2}$ – направляющие косинусы излученного кванта $|\mathbf{k}_{1,2}| = 2\pi/\lambda = (\omega/c)\sqrt{\epsilon_{1,2}}$, θ – угол излучения, ω – частота, λ – длина волны, φ – азимутальный угол, отсчитываемый в плоскости xy от положительного направления оси x . Отсчет углов показан на рисунке. В приведенных выражениях верхние знаки и первые индексы соответствуют энергии излучения назад (в первой среде ϵ_1), нижние знаки и вторые индексы соответствуют энергии излучения вперед (во второй среде ϵ_2), β – отношение скорости электрона к скорости света в вакууме, T – полное время пролета электрона и e – его заряд. Выражение (1) представляет интенсивность неполяризованного излучения, испущенного за время T в прозрачной среде под произвольным углом падения электрона.

Для фиксированной длины волны в прозрачной среде с определенным показателем преломления излучение остронаправленное и соответствует излучению Вавилова–Черенкова. При отсутствии черенковского условия в обеих средах единственным источником излучения является переход электрона между средами, т.е. имеет место чисто переходное излучение.

Степень поляризации излучения определяется следующим образом:

$$\left| \frac{dI_{1,2}^{\parallel} - dI_{1,2}^{\perp}}{dI_{1,2}^{\parallel} + dI_{1,2}^{\perp}} \right|. \quad (2)$$

Для безграничной среды с $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon$ получаем энергию излучения Вавилова–Черенкова за все время пролета частицы

$$dI = dI^{\text{V-Ch}} T, \quad (3)$$

где

$$dI^{\text{V-Ch}} = \frac{e^2 \beta^2}{2\pi c} \sqrt{\epsilon} \omega^2 \delta(\omega - kv \cos \theta) \sin^2 \theta d\omega d\Omega \quad (4)$$

– энергия излучения Вавилова–Черенкова в единицу времени. Интегрируя (4) по телесному углу, получаем формулу Тамма–Франка [16]

$$dI^{\text{T-F}} = \frac{e^2 \beta}{c} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 \epsilon} \right) \omega d\omega. \quad (5)$$

При нормальном падении электрона на мишень скорость частицы направлена по оси z ($\psi = 0$, $\beta = \beta_z$), перпендикулярная компонента поляризации отсутствует и мы имеем полностью поляризованное излучение:

$$dI^{T-F}(\psi = 0) = \frac{e^2 \beta_z}{c} \left(1 - \frac{1}{\beta_z^2 \epsilon_{1,2}} \right) \omega d\omega. \quad (6)$$

В случае скользящего падения электрона на мишень частица фактически движется вдоль оси x ($\psi = \pi/2$, $\beta = \beta_x$), длительное время взаимодействует с мишенью и

$$dI^{T-F}\left(\psi = \frac{\pi}{2}\right) = \frac{e^2 \beta_x}{c} \left(1 - \frac{1}{\beta_x^2 \epsilon_{1,2}} \right) \omega d\omega. \quad (7)$$

Отношение интенсивностей (7) и (6), т.е. отношение излучения при скользящем и нормальном падении электронов на мишень или отношение черенковского излучения к переходному равно

$$\frac{dI^{T-\Phi}(\psi = \pi/2)}{dI^{T-\Phi}(\psi = 0)} = \tan \psi. \quad (8)$$

Это отношение в зависимости от угла скольжения $(\pi/2 - \psi) = \alpha$ ведет себя как $\tan^{-1} \alpha$ и составляет не менее двух порядков [12]. Таким образом, нами объяснен эксперимент [1], который до сих пор не был интерпретирован.

В последнее время публикуются работы, связанные с метаматериалами. В работе [17] анализируется излучение заряженных частиц, пересекающих границу между обычной средой и метаматериалом. Если рассматривать в ней вместо нормального падения заряженных частиц скользящее падение, т.е. применить результаты наших исследований, то можно не менее чем на два порядка усилить результаты.

ЛИТЕРАТУРА

1. **H. Boersch, P. Dobberstein, D. Fritsche, et al.** Zh. Phys., **187**, 97 (1965).
2. **P. von Blanckenhagen, H. Boersch, D. Fritsche, et al.** Phys. Lett., **11**, 296 (1964).
3. **L.C. Gram, E.T. Arakawa.** Phys. Rev., **153**, 455 (1967).
4. **Ф.Р. Арутюнян, А.Х. Мхитарян, Р.А. Оганесян и др.** ЖЭТФ, **71**, 1788 (1979).
5. **R.A. Baghiyan.** Phys. Rev. E, **64**, 026610 (2001).
6. **R.A. Baghiyan.** Phys. Rev. E, **69**, 026609 (2004).
7. **Л.А. Геворгян, Н.А. Корхмазян.** Труды международного симпозиума по переходному излучению частиц высоких энергий. Ереван, изд. ЕрФИ, 1977, с. 434.
8. **I.M. Frank.** Acta Physica Polonica, **A38**, 655 (1970).
9. **В.Л. Гинзбург, В.Н. Цытович.** Переходное излучение и переходное рассеяние. М., Наука, 1984.
10. **М.Л. Тер-Микаелян.** Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван, изд. АН Арм. ССР, 1969.
11. **В.Е. Пафомов.** Труды ФИАН СССР, **44**, 28 (1969).

12. **Г.М. Гарибян, Ян Ши.** Рентгеновское переходное излучение. Ереван, изд. АН Арм. ССР, 1983.
13. **Р.А. Багиян.** Изв. ВУЗов, Радиофизика, **40**, 1126 (1997).
14. **Р.А. Багиян.** Изв. НАН Армении, Физика, **46**, 397 (2011).
15. **Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц.** Электродинамика сплошных сред. М., Наука, 1982.
16. **И.Е. Тамм, И.М. Франк.** ДАН СССР, **14**, 107 (1937).
17. **S. Galyamin, A.V. Tyukthin, A. Kanareykin, et al.** Phys. Rev. Lett., **103**, 94802 (2009).

ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ՍԱՀՈՒՆ ԱՆԿՈՒՄԸ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ
ԱՆՑՈՒՄԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԷՔՍՊԵՐԻՄԵՆՏԱԿԱՆ
ԴՆԱԲԱՐՅԱՆ

Բացատրված են փորձարարական արդյունքները, որոնք մինչ այժմ չեն բացատրվել: Ստացված է անալիտիկ լուծում՝ թիրախի վրա էլեկտրոնների սահուն անկյան տակ անկման դեպքում և ուղղահայաց անկման դեպքում: Այդ ինտենսիվությունը առնվազն երկու կարգով բարձր է քան օպտիկական անցումային ճառագայթման ինտենսիվությունը ուղղահայաց անկման դեպքում:

GRAZING INCIDENCE OF ELECTRONS
IN EXPERIMENTS ON OPTICAL TRANSITION RADIATION

R.A. BAGHIYAN

It is shown that the known expression for transition radiation intensity includes the Cherenkov radiation in transparent medium, modified by existence of interface of two media. Anomalies observed in the experiments with optical transition radiation in the case of grazing incidence of electrons entering the target are considered. The ratio of intensities of Cherenkov to transition radiation is by at least two orders of magnitude higher. For the first time it is explaining the experiment which has not been explained so far.