

# МЕТОДЫ РАСЧЕТА ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Корноухова Е.В.  
winterhof@sibmail.com

Научный руководитель: инженер кафедры ПФ ФТИ, Шкитов Д.А., НИ ТПУ

На сегодняшний день исследования в области физики элементарных частиц являются одной из важных составляющих в современной науке. Появление более совершенных технологий и новых знаний, способных дать ответы на фундаментальные вопросы о свойствах материи, безусловно, вносит ощутимый вклад в развитие знаний об окружающем нас мире. Но с появлением новых технологий и знаний возникает необходимость и в теоретических средствах анализа данных, полученных в результате экспериментов. Именно поэтому актуально освоение различных методов расчёта характеристик изучаемых систем и обработки экспериментальных данных.

Целью данной работы является изучение методов расчета характеристик поляризованного излучения (дифракционного и переходного излучения) на основе двух подходов, так называемых, метода псевдофотонов и метода изображений.

В методе псевдофотонов используется сходство поля движущейся заряженной частицы с импульсом электромагнитного поля и устанавливается связь между эффектами, возникающими при соударениях релятивистской заряженной частицы с некоторой системой, и соответствующими эффектами, обусловленными взаимодействием излучения (виртуальных фотонов) с этой же системой. С помощью данного метода может быть произведен расчет излучения, возникающего при прохождении частиц с произвольной скоростью через среду со случайно расположенными неоднородностями. Возмущающее действие полей налетающей частицы заменяется эквивалентным импульсом излучения, который можно представить в виде спектрального разложения по виртуальным фотонам. Метод виртуальных фотонов применим тогда, когда возмущение, обусловленное полями, можно считать малым, и связано с допущением о малом смещении рассеивающей частицы за время соударения [1, 2].

Расчетная формула, по которой определяется спектральная плотность излучения, имеет следующий вид:

$$\frac{d^2W}{d\omega dQ} \sim |E_x|^2 + |E_y|^2, \text{ где:}$$

1. Для пролета частицы сквозь круглое отверстие

$$E_x = \frac{ie}{2\pi^2 c} \frac{q}{q^2 + a^2} J_0(qa) \cos \psi, \quad E_y = \frac{ie}{2\pi^2 c} \frac{q}{q^2 + a^2} J_0(qa) \sin \psi, \quad q = k * \sin Q,$$

$E_x$  – продольная поляризация излучения,

$E_y$  – поперечная поляризация излучения,

$k$  – волновой вектор излучения,

$a$  – диаметр отверстия,

$c$  – скорость света,

$J_0$  – функция Бесселя первого рода,

$Q$  – полярный угол в сферической системе координат,

$\psi$  – азимутальный угол в сферической системе координат.

2. Для пролета частицы сквозь щель

$$E_x = \frac{iek_x}{4\pi^2 cf} \left( \frac{e^{-a_1(f-ik_y)}}{f-ik_y} + \frac{e^{-a_2(f+ik_y)}}{f+ik_y} \right), \quad E_y = \frac{e}{4\pi^2 c} \left( \frac{e^{-a_1(f-ik_y)}}{f-ik_y} - \frac{e^{-a_2(f+ik_y)}}{f+ik_y} \right),$$

$k_x, k_y$  – компоненты волнового вектора по оси  $x$  и  $y$ ,

$a_1, a_2$  – расстояния от точки влета частицы до краев щели,

$$f = \sqrt{k_x^2 + \alpha^2}.$$

Метод изображений применяется с учетом реальных условий движения частицы в среде. Для этого необходимо вычислить поле излучения произвольно движущейся заряженной частицы при наличии границы раздела сред. Метод основан на возможности представления поля заряженной

частицы в виде совокупностей полей диполей, расположенных вдоль траектории, введении изображений этих диполей и нахождении поля произвольно движущейся заряженной частицы, выраженного непосредственно по закону её движения [3].

Спектральная плотность энергии излучения на единицу телесного угла определяется по формуле:

$$\frac{d^2W}{d\omega dQ} = cR^2 |H_\omega|^2, \text{ где:}$$

$$H_\omega = \frac{\omega}{c} k \Pi_\omega,$$

$\Pi_\omega$  – сумма векторов Герца для поперечной и продольной поляризации,

Для расчёта спектральной плотности энергии излучения необходимо шесть векторов Герца, характеризующих излучение различных поляризаций частицы, диполя и его изображения. Данные выражения имеют довольно громоздкий вид и, чтобы не занимать много места, в тексте доклада не приведены.

На рисунках 1-3 представлены графики зависимости спектральной плотности энергии от различных параметров, для обоих методов.

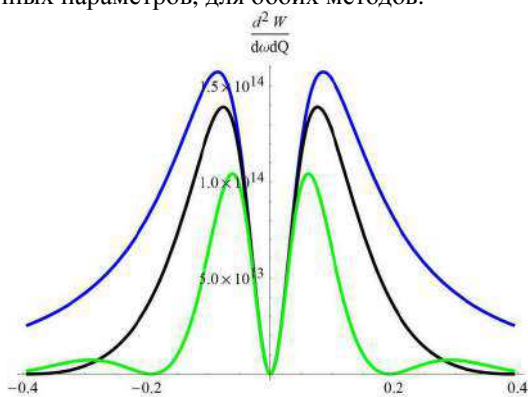


Рисунок 1. График зависимости спектральной плотности энергии излучения для метода псевдофотонов, при пролете частицы через круглое отверстие от угла обзора  $Q$  для различных диаметров отверстия (0.5мм (зеленая линия), 1мм (черная линия), 5мм (синяя линия))

$$E=6 \text{ МэВ}, \lambda=5 \text{ мм}, a=1 \text{ мм}, \psi=1 \text{ рад.}$$

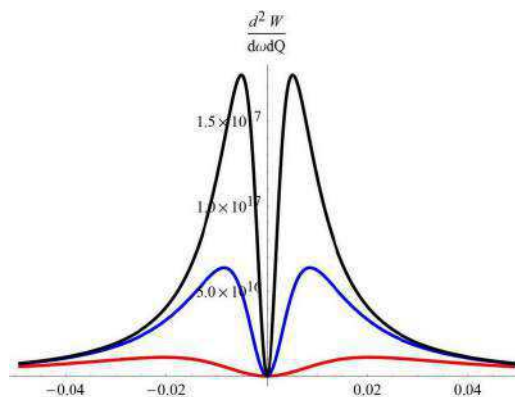


Рисунок 2. График зависимости спектральной плотности энергии излучения для метода псевдофотонов, при пролете через щель от угла обзора  $Q$  для различных энергий налетающей частицы (25МэВ (красная линия), 60МэВ (синяя линия), 100МэВ (черная линия)).  
 $a_1 = 0,1 \text{ мм}, a_2 = 0,9 \text{ мм}, \lambda=10\text{мм}, \psi= \pi/2 \text{ рад.}$

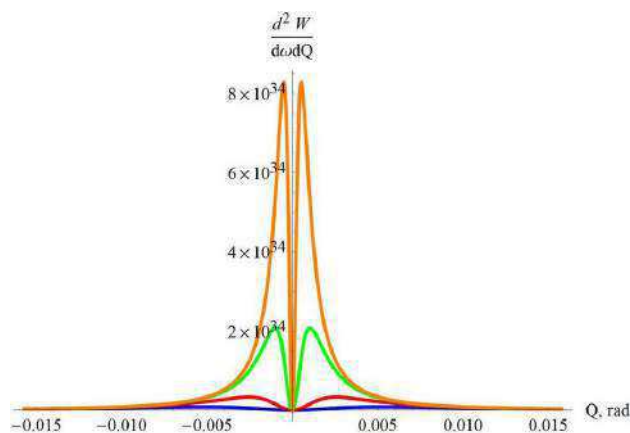


Рисунок 3. График зависимости спектральной плотности энергии излучения для метода изображений от угла обзора  $Q$  для различных энергий налетающей частицы (100 МэВ (синяя линия), 200 МэВ (красная линия), 500 МэВ (зеленая линия), 1000 МэВ (оранжевая линия)).  $\lambda=5 \text{ мм}, \psi=\pi/2 \text{ рад.}$

По представленным графикам видно, что полученные зависимости совпадают со стандартным распределением спектральной плотности энергии по углам. Симметричные максимумы приходятся

$$\text{на углы порядка } \frac{1}{\gamma} = 1 - \frac{v^2}{c^2}.$$

Минимум в центре обусловлен интерференцией излучения от краев мишеней.

С увеличением диаметра круглого отверстия (Рисунок 1) спектральная плотность энергии увеличивается, так как увеличивается доля излучения, прошедшего сквозь отверстие.

С увеличением энергии налетающей частицы спектральная плотность энергии также растет при постоянной длине волны излучения.

В ходе проделанной работы были проведены следующие расчеты:

1. для метода псевдофотонов были рассмотрены две задачи: пролет заряженной частицы через круглое отверстие и пролет сквозь щель, при различных начальных характеристиках (энергия частицы, длина волны излучения) и различных параметров отверстия и щели (размеры, точка влета частицы).

2. для метода изображений была рассчитана спектральная плотность энергии переходного излучения, возникающего при пролёте заряженной частицы через границу раздела сред, в зависимости от угла обзора и для различных энергий частицы.

Список использованных источников

1. Джексон Дж. Классическая электродинамика – М.: Издательство «Мир», 1965 – 702 с.
2. Тер-Микаелян М.Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях – Ереван: Издательство Академии наук Армянской ССР, 1969 – 459 с.
3. Пафомов В.Е. Излучение заряженной частицы при наличии границ раздела – Труды ШИАН СССР, 1969 – т. 64, 167 с.

## КВАЗИКЛАССИЧЕСКИЕ ТРАЕКТОРНО-КОГЕРЕНТНЫЕ СОСТОЯНИЯ ДВУМЕРНОГО УРАВНЕНИЯ ТИПА ХАРТРИ

Кулагин А.Е.

E-mail: aek8@tpru.ru

Научный руководитель: профессор, д.ф.-м.н. А.Ю. Трифонов  
Национальный исследовательский Томский политехнический университет,  
Россия, г. Томск, пр. Ленина, 30, 634050

Двумерное уравнение типа Хартри

$$\left\{ -i\hbar\partial_t - \frac{\hbar^2}{2m}\Delta + \frac{ky^2}{2} + \lambda V_0 \int_{\mathbb{R}^2} W(\mathbf{x}, \mathbf{x}') |\Psi(\mathbf{x}', t)|^2 d\mathbf{x}' \right\} \Psi(\mathbf{x}, t) = 0, \quad (1)$$

где  $W(\vec{x}, \vec{x}') = \exp\left[-\frac{(x-x')^2}{r_1^2} - \frac{(y-y')^2}{r_2^2}\right]$ ,  $\mathbf{x} = \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}$ ,  $\lambda V_0 < 0$ , используется для описания бозе-эйнштейновского конденсата в поле магнитной ловушки. Слагаемое  $ky^2/2$  описывает потенциал магнитной ловушки, а  $W(\mathbf{x}, \mathbf{x}')$  – потенциал взаимодействия.

Обозначим  $\alpha^{k,l,m,n}$  центральные моменты волновой функции

$$\alpha^{k,l,m,n}(t)[\Psi] = \frac{1}{\|\Psi\|^2} \int_{\mathbb{R}^2} \Psi^*(x, y, t) \{(\Delta x)^k (\Delta y)^l (\Delta \hat{p}_x)^m (\Delta \hat{p}_y)^n\} \Psi(x, y, t) dx \quad (2)$$

где  $\Delta \mathbf{x} = \mathbf{x} - \mathbf{X}(t)$ ,  $\Delta \hat{\mathbf{p}} = \hat{\mathbf{p}} - \mathbf{P}(t)$ ,  $\hat{\mathbf{p}} = -i\hbar\nabla$ , а  $\mathbf{X}(t)$  и  $\mathbf{P}(t)$  – первые начальные моменты волновой функции. Фигурными скобки обозначают упорядочивание по Вейлю (см. [2]). В работе [1] было показано, что на классе траекторно сосредоточенных функций справедливы оценки

$$\alpha^{k,l,m,n} = O(\hbar^{(k+l+m+n)/2}), \quad (\Delta \mathbf{x})^v = \hat{O}(\hbar^{|v|/2}) \quad (2a)$$

Первые начальные моменты определяются стандартным образом: