

# МОДЕЛИРОВАНИЕ СВОЙСТВ «ЗАКРУЧЕННОГО» ИЗЛУЧЕНИЯ, ГЕНЕРИРУЕМОГО ЭЛЕКТРОНАМИ ОТ СПИРАЛЬНОЙ МИШЕНИ

А.А. Дышсков

Научный руководитель: к.ф.-м.н., млад. науч. сотрудник Д.А. Шкитов  
Томский политехнический университет  
E-mail: aad52@tpu.ru

## Введение

В настоящее время представляет большой интерес изучение «закрученных» фотонов и создание источников для их генерации [1]. Круг применения данного вида излучения представляется большим, начиная от радиоволн для передачи информации, заканчивая диагностикой свойств пучков заряженных частиц ускорителей или различных материалов.

«Закрученные» фотоны — это фотоны, обладающие не нулевой проекцией момента импульса на ось, направленной вдоль поступательного движения частицы [1]. Другими словами, фотон совершает не только поступательное движение, но и вращательное, что влияет на процессы взаимодействия с веществом. Данное уникальное свойство применимо для диагностики свойств вещества, с помощью пропускания через него закрученного излучения. Вследствие поступательного движения волновой фронт такого электромагнитного излучения будет иметь форму геликоида.

На данный момент существует малое количество схем получения закрученных фотонов [1], и большинство работают в оптическом диапазоне. Схемы генерации в оптическом и терагерцовом диапазоне в целом идентичные: плоские волны, генерируемые обычными источниками, проходя через различные оптические системы, становятся на выходе «закрученными». Это производится различными средствами: дифракционными решётками, спиральными фазовыми пластинками, пространственными модуляторами и т.д. [1]. Стоит отметить, что данные схемы зачастую сложные и очень чувствительные, что сильно ограничивает их применимость. В радиоволнах закручивания удалось добиться с помощью обычной параболической «тарелки», которую разрежали по радиусу, а затем отогнули кромки, чтобы получить один шаг спирали. На практике закрученные фотоны в других частотах пока не удалось реализовать, но существует механизм генерации закрученного излучения вплоть до рентгена с помощью спирального ондулятора. Генерация фотонов с большими энергиями теоретически представляется возможным с помощью обратного комптоновского рассеивания, однако она почти не реализуема из-за необходимости соблюдения множества условий.

В данной работе предлагается использовать новую схему генерации закрученных фотонов с

помощью механизма дифракционного излучения. Дифракционное излучение (ДИ) это вид поляризационного излучения, возникающего вследствие пролёта заряженной частицы вблизи некоторой неоднородности. В качестве такой неоднородности предлагается использовать мишень в форме геликоида с осевым отверстием. Данная мишень позволит генерировать закрученные фотоны, например, в когерентном режиме в зависимости от длины сгустков в электронном пучке, за пределами оптического диапазона. Целью данной работы является подбор оптимальных размеров для данной мишени в рамках подготовки эксперимента на микротроне.

## Описание задачи

В модели электрон движется через отверстие в мишени (геликоиде) вдоль оси Z (см. рис. 1). Рассматриваемое излучение генерируется в переднюю полусферу и сосредоточено в основном в узком конусе. Геликоид имеет 3 основных параметра: внутренний  $R_1$  и внешний  $R_2$  радиусы и ширину шага разрыва  $h$ . Регулируя радиусы геликоида, можно подбирать необходимый диапазон спектра излучения. Ограничения спектра связаны с размерами выражением  $\lambda_{min,max} = R_{1,2}/\gamma$ , где  $\lambda$  — длина волны,  $\gamma$  — Лоренц-фактор.

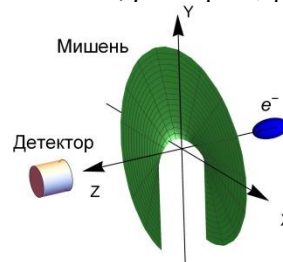


Рис. 1. Схема генерации ДИ

Моделирование излучения производилось на основе ранее написанного кода [2, 3]. Данный численный код основан на математической модели, полученной с помощью обобщённого метода поверхностных токов (является частным случаем метода поляризационных токов для мишеней с идеальной проводимостью), и написан на языке Wolfram Language. Используемый метод накладывает ограничения на скользящий пролёт пучка [3], что в свою очередь ограничивает минимальное и максимальное значение параметров  $R_1$  и  $h$ , соответственно. В настоящей работе численное интегрирование производилось методом Монте-Карло.

Новая мишень в коде задавалась с помощью параметрического уравнения:

$$\{x, y, z\} = \{\rho \cdot \cos[\varphi], \rho \cdot \sin[\varphi], h\varphi / 2\pi\}.$$

Вектор нормали в каждой точке поверхности геликоида задавался выражением:

$$\vec{n} = \left\{ \sin[2\pi z / h] \cdot h / 2\pi, -\cos[2\pi z / h] \cdot h / 2\pi, \sqrt{x^2 + y^2} \right\}.$$

Размеры мишени и параметры моделирования были подобраны исходя из характеристик микротрона ТПУ. Для попадания максимума спектра ДИ в область характерных частот (~10 ГГц и выше), после серии расчётов  $R_1$  и  $R_2$  были взяты 10 и 200 мм, соответственно. Данные размеры мишени находятся в пределах применимости метода, используемого в моделировании. Энергия электрона равнялась 6.1 МэВ, детектор был расположен на расстоянии 6 м от центра геликоида. Для сравнения расчёт также был сделан для кольца с теми же радиусами. В ходе моделирования производились расчёты угловых распределений интенсивности ДИ в двух сечениях, в максимуме которых рассчитывались спектральные распределения интенсивности ДИ.

### Результаты моделирования

На рис. 2 представлены спектрально-угловые распределения ДИ от геликоида вдоль оси ОХ для горизонтальной компоненты поля. Вертикальная компонента поля не представлена, т.к. она практически равна нулю. Такое поведение компонент поля говорит о том, что излучение в направлении осей ОХ и ОУ (здесь не приводим) поляризовано. Также в распределении вдоль оси ОХ наблюдается асимметрия пиков, при этом она отсутствует вдоль оси ОУ, что обусловлено большей асимметричностью левой и правой части мишени, чем верхней и нижней части (см. рис. 1).

Также были рассчитаны распределения ДИ от кольца вдоль осей ОУ и ОХ (здесь не приводим). В обоих случаях отсутствует асимметрия пиков, что обусловлено полной симметричностью геометрии кольца. Положение максимумов в пространственном распределении интенсивности ДИ от кольца и от геликоида совпадают.

На рис. 3 представлены спектры от кольца и геликоидов с разным шагом разрыва. Поведения спектров для всех мишеней в целом идентичны. Для  $R_2 = 200$  мм и  $h = 105$  мм максимум интенсивности на уровне 90% лежит в интервале 8÷22 ГГц, что и требовалось. При уменьшении радиуса данный интервал смещается, что видно на спектре. На рис. 4 представлены зависимости в максимуме интенсивности ДИ от ширины шага разрыва для разных частот. При увеличении  $h$  интенсивность достигает максимума, а затем относительно быстро падает. При этом для меньших частот максимум соответствует большим значениям ширины разрыва. Это все объясняет различие спектров с разным  $h$ .

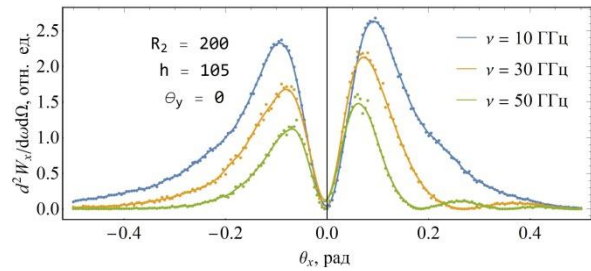


Рис. 2. Спектрально-угловые распределения ДИ от геликоида для X компоненты поля излучения вдоль оси ОХ

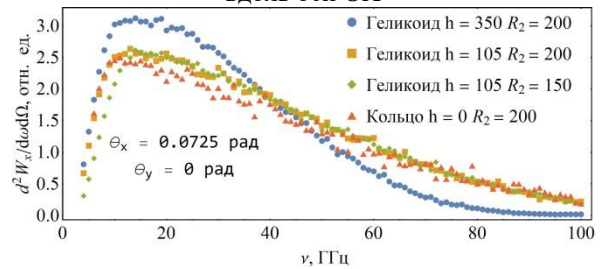


Рис. 3. Спектры от кольца и геликоида с разным шагом разрыва и внешним радиусом

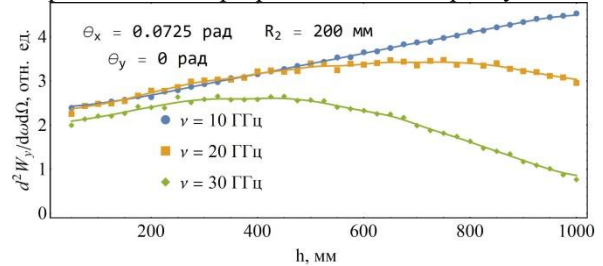


Рис. 4. Зависимость интенсивности ДИ от параметра  $h$

### Заключение

Сопоставляя результаты моделирования от кольца и геликоида, можно сделать положительный вывод о применимости данного метода для моделирования ДИ от спиральной мишени. Можно утверждать, что подобранные радиусы мишени являются оптимальными для проведения эксперимента на микротроне ТПУ.

### Список использованных источников

1. Князев Б. А., Сербов В. Г. Пучки фотонов с ненулевой проекцией орбитального момента импульса: новые результаты // УФН, 2018. – Т. 188. – №5. – С. 508-539
2. Дышеков А. А. Оптимизация и тестирование численного кода для расчёта характеристик дифракционного излучения от плоских мишеней // МСИТ: сборник XVI конференции. – Томск: ТПУ, 2019. – С. 46-47
3. Дышеков А. А. Верификация и совершенствование численного кода для расчёта характеристик дифракционного излучения // Перспективы развития фундаментальных наук: сборник трудов XVI конференции. – Томск: ТПУ, 2019. – Т. 1. Физика. – С. 133-135