

Дифракционное излучение трех взаимодействующих наночастиц

М.Д. Шутов,^{*} Д.Ю. Сергеева,[†] А.А. Тищенко[‡]

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
Россия, 115409, Москва, Каширское ш., д. 31

(Поступила в редакцию 30.05.2023; подписана в печать 07.07.2023)

Рассматривается дифракционное излучение (ДИ), возникающее при равномерном и прямолинейном движении электрона вблизи трех взаимодействующих наночастиц. Показано что в результате взаимодействия существенно меняются характеристики излучения от такой системы. Проведен расчет в дипольном приближении напряженности электрического поля, а также спектрально-углового распределения энергии ДИ. Проведен анализ рассчитанных спектральных и угловых характеристик излучения. Получены условия, при которых взаимодействие существенно влияет на эффективность излучения. Проведено сравнение этих результатов с результатами, полученными путем введения эффективной поляризуемости кластера частиц. Показана возможность расчета поля излучения для произвольного числа взаимодействующих наночастиц. Предложен алгоритм обобщения задачи на большое количество наночастиц.

PACS: 78.67.Pt., 78.70.-g, 29.27.Fh, 41.75.Ht

УДК: 538.9

Ключевые слова: дифракционное излучение, электрон, электрическое поле, дипольное приближение.

ВВЕДЕНИЕ

Дифракционное излучение (ДИ) — это электромагнитное излучение, возникающее при равномерном движении заряженной частицы вблизи неоднородной мишени [1]. Одним из перспективных направлений является использование ДИ для невозмущенной диагностики электронных пучков. Например, в 2004 г. в Японии на ускорителе в КЕК проводились исследования ДИ от щелевой мишени как возможного инструмента диагностики размера электронного сгустка [2]. Была доказана принципиальная возможность определять размеры электронного сгустка по оптическому ДИ. Сейчас активно исследуется ДИ от новых типов мишеней, таких как метаматериалы и метаповерхности [3, 4].

Метаповерхность — это искусственно созданный материал, представляющий подложку с размещенными на ней в определенном порядке структурными элементами (см. рис. 1). Использование метаповерхностей для генерации электромагнитного излучения является достаточно новым направлением [5]. Интерес связан с весьма необычными свойствами такого излучения и широкими возможностями по управлению этими свойствами. Так как метаповерхности — это искусственно создаваемые материалы, то конструируя мишень тем или иным способом, используя те или иные элементы, можно добиваться требуемых свойств излучения: направления распространения, частоты, поляризации.

Часто метаматериалы и метаповерхности характеризуются отрицательными значениями диэлектрической и магнитной проницаемостей. В таких средах многие оптические явления существенно изменяются [7]:

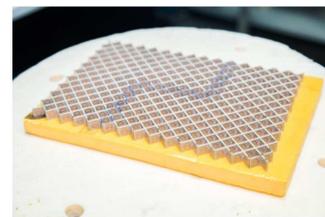
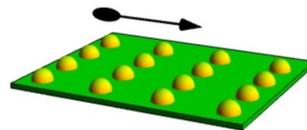


Рис. 1. Пример метаповерхности [6]

меняется направление преломления волн, эффект Доплера, излучение Вавилова–Черенкова.

В данной работе исследуется ДИ от трех наночастиц. Частицы можно рассматривать как структурный элемент метаповерхности. Подобные исследования интересны для диагностики электронных пучков, а также для диагностики самих метаповерхностей. Основная цель данной работы — рассчитать напряженность электрического поля ДИ с учетом взаимодействия между частицами. Взаимодействие всегда имеет место на практике, поэтому его надо учитывать и в теории, но это достаточно трудно и часто не делается.

1. ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ ТРЕХ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ НАНОЧАСТИЦ

Будем рассматривать электрон (на рис. 2 обозначен синим), который движется равномерно и прямолинейно над тремя наночастицами (на рис. 2 обозначены оранжевым). Обозначим радиус наночастиц R . Пусть a — характерный размер системы наночастиц, V — скорость электрона, h — импакт-параметр, т.е. кратчайшее расстояние от траектории движения электрона до плоскости, в которой расположены наночастицы, ρ — характерный радиус фурье-образа кулоновского поля движущегося электрона. Чтобы дей-

* shutovmik8@gmail.com

† DYSergeyeva@mephi.ru

‡ Tishchenko@mephi.ru

ствие поля электрона на наночастицы было достаточным для возбуждения излучения, необходимо выполнение неравенства: $h \ll \rho = \gamma\beta\lambda/2\pi$, где λ — длина волны излучения, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ — Лоренц-фактор, $\beta = V/c$, c — скорость света. Геометрия задачи изображена на рис. 2.

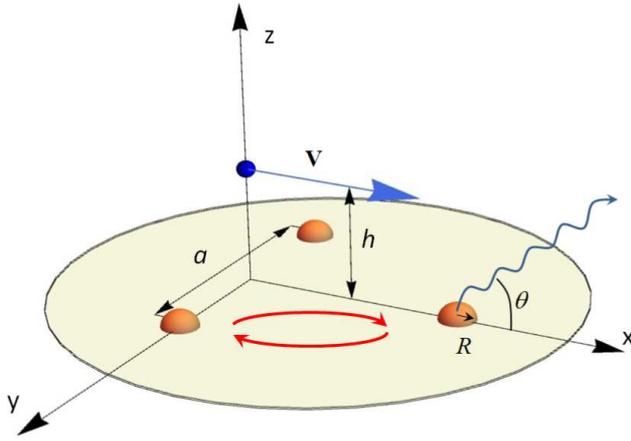


Рис. 2. Схема возбуждения дифракционного излучения при пролете электрона вблизи трех наночастиц

Когда частица попадает в поле электрона, она начинает поляризоваться, т.е. приобретает некоторый дипольный момент. Во время поляризации частица излучает, а это значит, что это излучение будет оказывать влияние на соседние частицы. Каждая из частиц находится не только в поле электрона, но и в поле соседних частиц. В результате мы не можем считать итоговое поле системы частиц суперпозицией полей каждой частицы, так как необходимо учесть их влияние друг на друга.

Поле излучения будем искать в дипольном приближении: $R \ll \lambda$, $r \gg a$, где r — расстояние от системы наночастиц до точки наблюдения поля.

Итоговое поле будем рассматривать на больших расстояниях: $r \gg \lambda$.

Как известно, частица с некоторой поляризуемостью $\alpha(\omega)$ под влиянием поля $\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)$ приобретает дипольный момент [8]:

$$\mathbf{d}(\mathbf{r}, \omega) = \alpha(\omega) \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega), \quad (1)$$

где ω — частота излучения.

В нашем случае необходимо учесть не только поле электрона $\mathbf{E}_0(\mathbf{r}, \omega)$, но и поля всех соседних частиц $\mathbf{E}_p(\mathbf{r}, \omega)$. Таким образом, учитывая (1), получаем, что

дипольный момент s -ой частицы будет выражаться так:

$$\mathbf{d}(\mathbf{R}_s, \omega) = \alpha(\omega) \left(\mathbf{E}_0(\mathbf{R}_s, \omega) + \sum_{\substack{p=1, \\ p \neq s}}^N \mathbf{E}_p(\mathbf{R}_s, \omega) \right). \quad (2)$$

где \mathbf{R}_s — радиус-вектор s -ой частицы, N — количество частиц. Далее используется сокращенная запись $\mathbf{E}_0(\mathbf{R}_s, \omega) \equiv \mathbf{E}_{0s}$, $\mathbf{d}(\mathbf{R}_s, \omega) \equiv \mathbf{d}_s$

Выражение позволяет найти дипольный момент, возникающий в частице под действием внешнего поля. Поле излучения от p -ой частицы в точке \mathbf{R}_s , где расположена s -я частица, определяется выражением [9]:

$$\mathbf{E}_p(\mathbf{R}_s, \omega) = -\frac{1}{2\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} d^3l \frac{[\mathbf{l}, [\mathbf{l}, \mathbf{d}(\mathbf{R}_p, \omega)]]}{l^2 - \omega^2/c^2} \exp[i\mathbf{l}\mathbf{R}_{sp}], \quad (3)$$

где $\mathbf{R}_{sp} = \mathbf{R}_s - \mathbf{R}_p$, \mathbf{R}_p — радиус-вектор p -ой частицы.

Подставим поле (3) в выражение (2), получим:

$$\begin{aligned} \mathbf{d}(\mathbf{R}_s, \omega) &= \alpha(\omega) \mathbf{E}_0(\mathbf{R}_s, \omega) - \frac{\alpha(\omega)}{2\pi^2} \times \\ &\times \sum_{\substack{p=1, \\ p \neq s}}^N \int_{-\infty}^{+\infty} d^3l \frac{[\mathbf{l}, [\mathbf{l}, \mathbf{d}(\mathbf{R}_p, \omega)]]}{l^2 - \omega^2/c^2} \exp[i\mathbf{l}\mathbf{R}_{sp}]. \end{aligned}$$

Записывая это выражение для каждой из трех частиц и вычисляя интеграл в правой части, получим:

$$\begin{aligned} \mathbf{d}_1 &= \alpha(\omega) \mathbf{E}_{01} - \alpha(\omega) e^{ikR_{12}} [A_{12}\mathbf{d}_2 + B_{12}\mathbf{n}_{12}(\mathbf{n}_{12}, \mathbf{d}_2)] - \\ &- \alpha(\omega) e^{ikR_{13}} [A_{13}\mathbf{d}_3 + B_{13}\mathbf{n}_{13}(\mathbf{n}_{13}, \mathbf{d}_3)], \\ \mathbf{d}_2 &= \alpha(\omega) \mathbf{E}_{02} - \alpha(\omega) e^{ikR_{12}} [A_{12}\mathbf{d}_1 + B_{12}\mathbf{n}_{12}(\mathbf{n}_{12}, \mathbf{d}_1)] - \\ &- \alpha(\omega) e^{ikR_{23}} [A_{23}\mathbf{d}_3 + B_{23}\mathbf{n}_{23}(\mathbf{n}_{23}, \mathbf{d}_3)], \\ \mathbf{d}_3 &= \alpha(\omega) \mathbf{E}_{03} - \alpha(\omega) e^{ikR_{13}} [A_{13}\mathbf{d}_1 + B_{13}\mathbf{n}_{13}(\mathbf{n}_{13}, \mathbf{d}_1)] - \\ &- \alpha(\omega) e^{ikR_{23}} [A_{23}\mathbf{d}_2 + B_{23}\mathbf{n}_{23}(\mathbf{n}_{23}, \mathbf{d}_2)], \end{aligned} \quad (4)$$

где $A_{sp} = (1 - k^2 R_{sp}^2 - ikR_{sp})/R_{sp}^3$, $B_{sp} = (3ikR_{sp} + k^2 R_{sp}^2 - 3)/R_{sp}^3$, $k = \frac{\omega}{c}$, $\mathbf{n}_{sp} = \frac{\mathbf{R}_{sp}}{R_{sp}}$.

В данной системе уравнений векторы дипольных моментов входят в уравнения не только линейно, но и в виде скалярных произведений на единичные векторы взаимного расположения двух частиц \mathbf{n}_{sp} . Чтобы найти дипольные моменты, вначале определим неизвестные скалярные произведения. Для этого умножим каждое из уравнений скалярно на соответствующий единичный вектор. Получится система из шести скалярных уравнений. Полученную систему удобно записать в матричном виде. Матрица системы получается достаточно простого вида:

$$\begin{pmatrix} M_1 & O_{12} & O_{13} \\ O_{21} & M_2 & O_{23} \\ O_{31} & O_{32} & M_3 \end{pmatrix} (\mathbf{n}_{sp}, \mathbf{d}_s) = \begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \\ C_3 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Матрица представлена в блочном виде, каждый блок есть матрица размерности 2×2 , причем отличный от

нуля определитель имеют только матрицы, стоящие на главной диагонали. Матрицы M , O и C выглядят следующим образом:

$$M_1 = \alpha(\omega) \begin{pmatrix} e^{ikR_{12}} (A_{12} + B_{12}) & e^{ikR_{13}} (A_{13}R_{13}/R_{12} + B_{13}(\mathbf{n}_{12}, \mathbf{n}_{13})) \\ e^{ikR_{12}} (A_{12}R_{12}/R_{13} + B_{12}(\mathbf{n}_{12}, \mathbf{n}_{13})) & e^{ikR_{13}} (A_{13} + B_{13}) \end{pmatrix},$$

$$O_{12} = \begin{pmatrix} 1 & -\alpha(\omega) e^{ikR_{13}} A_{13}R_{23}/R_{12} \\ 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$C_1 = \alpha(\omega) \begin{pmatrix} (\mathbf{n}_{12}, \mathbf{E}_{01}) \\ (\mathbf{n}_{13}, \mathbf{E}_{01}) \end{pmatrix}.$$

Решения матричного уравнения (5) имеют довольно простой вид по сравнению с общим решением системы с матрицей размерности 6×6 . Например, решение для $(\mathbf{n}_{12}, \mathbf{d}_1)$ имеет вид:

$$(\mathbf{n}_{12}, \mathbf{d}_1) = \frac{\alpha(\omega) (\mathbf{n}_{12}, \mathbf{E}_{01}) e^{ikR_{13}} (A_{13} + B_{13}) - \alpha(\omega) (\mathbf{n}_{13}, \mathbf{E}_{01}) e^{ikR_{13}} (A_{13} + B_{13}(\mathbf{n}_{12}, \mathbf{n}_{13}))}{e^{ik(R_{12}+R_{13})} \left((1 - (\mathbf{n}_{12}, \mathbf{n}_{13})) (A_{12}B_{13} + B_{12}A_{13}) + B_{12}B_{13} (1 - (\mathbf{n}_{12}, \mathbf{n}_{13})^2) \right)}.$$

Зная все скалярные произведения в (4), можно решить систему векторных уравнений и найти дипольные моменты. Решая систему, получим:

$$\mathbf{d}_s = \frac{\mathbf{D}_s}{D}, \tag{6}$$

где

$$D = \alpha^2(\omega) e^{2ikR_{12}} A_{12}^2 + \alpha^2(\omega) e^{2ikR_{13}} A_{13}^2 + \alpha^2(\omega) e^{2ikR_{23}} A_{23}^2 - 2\alpha^3(\omega) e^{ik(R_{12}+R_{13}+R_{23})} A_{12}A_{13}A_{23} - 1$$

Числитель в (6) является некоторой линейной комбинацией внешнего поля и единичных векторов с коэффициентами в виде найденных ранее скалярных произведений:

$$\mathbf{D}_1 = \mathbf{S}_1 \alpha^2(\omega) e^{2ikR_{23}} A_{23}^2 + \mathbf{S}_2 \alpha(\omega) e^{ikR_{12}} A_{12} + \mathbf{S}_3 \alpha(\omega) e^{ikR_{13}} A_{13} - \mathbf{S}_1 - \mathbf{S}_3 \alpha^2(\omega) e^{ik(R_{12}+R_{23})} A_{12}A_{23} - \mathbf{S}_2 \alpha^2(\omega) e^{ik(R_{13}+R_{23})} A_{13}A_{23},$$

где $\mathbf{S}_1 = \alpha(\omega) \mathbf{E}_{01} - \alpha(\omega) e^{ikR_{12}} B_{12} \mathbf{n}_{12}(\mathbf{n}_{12}, \mathbf{d}_2) - \alpha(\omega) e^{ikR_{13}} B_{13} \mathbf{n}_{13}(\mathbf{n}_{13}, \mathbf{d}_3)$, \mathbf{S}_2 и \mathbf{S}_3 имеют похожие выражения.

Таким образом, зная дипольные моменты, можно определить напряженность электрического поля на далеких расстояниях, i -я компонента которого принимает вид [10]:

$$E_i(\mathbf{r}, \omega) = \frac{5^{ikr}}{r} (k^2 \delta_{ij} - k_i k_j) (d_j(\mathbf{R}_1, \omega) e^{-ik\mathbf{R}_1} + d_j(\mathbf{R}_2, \omega) e^{-ik\mathbf{R}_2} + d_j(\mathbf{R}_3, \omega) e^{-ik\mathbf{R}_3}),$$

а затем и спектрально-угловую плотность энергии излучения [9]:

$$\frac{d^2W}{d\Omega d\hbar\omega} = cr^2 |\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)|^2,$$

где Ω — телесный угол, в котором смотрится излучение, \hbar — постоянная Планка.

Окончательно, получаем:

$$\frac{d^2W}{d\Omega d\hbar\omega} = c \left| [\mathbf{k}, [\mathbf{k}, \mathbf{d}_1 e^{-ik\mathbf{R}_1} + \mathbf{d}_2 e^{-ik\mathbf{R}_2} + \mathbf{d}_3 e^{-ik\mathbf{R}_3}]] \right|^2.$$

При переходе к частному случаю двух взаимодействующих частиц полученные результаты совпадают с опубликованными ранее [11].

2. АНАЛИЗ СПЕКТРАЛЬНО-УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Проанализируем зависимость спектрально-углового распределения энергии излучения с учетом взаимодействия между частицами (черные кривые на рис. 3) и без учета взаимодействия (красные кривые на рис. 3). Частицы расположены в вершинах равностороннего треугольника со стороной 0. На рис. 3, а можно видеть сравнение спектральных зависимостей спектрально-углового распределения энергии излучения при 0 равном 100 нм. В данном случае можно видеть резкое увеличение максимума распределения

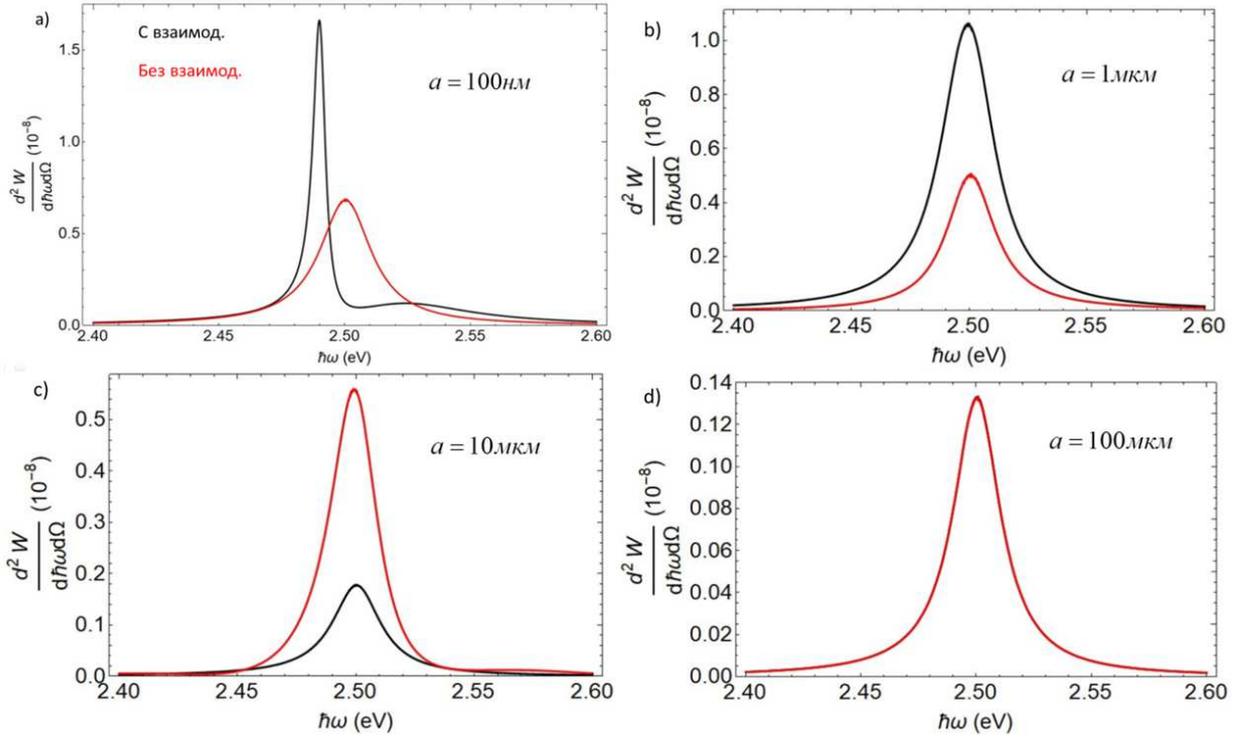


Рис. 3. Графики зависимости спектрально-углового распределения энергии излучения от частоты без учета (красная кривая) и с учетом (черная кривая) взаимодействия между частицами мишени. Здесь $R = 20$ нм, $h = 10$ нм, $\gamma = 40$. Различные значения a : $a - 100$ нм, $b - 1$ мкм, $c - 10$ мкм, $d - 100$ мкм

энергии при учете взаимодействия, а также сдвиг резонансной частоты.

При увеличении расстояния между частицами наблюдается спад излученной энергии в случае с учетом взаимодействия по отношению к случаю без учета взаимодействия, см. рис. 3, $b-g$. При a равном 10 мкм энергия с учетом взаимодействия оказывается даже меньше энергии без учета взаимодействия, т.е. взаимодействие приводит к спаду величины поля, полученного в виде суперпозиции полей всех частиц. При дальнейшем увеличении наблюдается ожидаемое совпадение двух случаев, говорящее о том, что при больших расстояниях между частицами взаимодействие перестает вносить свой вклад, так как частицы находятся далеко друг от друга и практически не оказывают влияния на соседей своим полем.

Для построения графиков углы наблюдения были введены следующим образом: $\theta = 1/\gamma$, $\phi = 0$ — угол в плоскости ZY , отсчитанный от оси Y по часовой стрелке.

Таким образом, взаимодействие между частицами при некоторых параметрах существенным образом влияет на итоговое распределение, приводя к росту энергии излучения, однако существуют параметры, при которых взаимодействие не оказывает никакого влияния на энергию излучения системы частиц, а в некоторых случаях даже приводит к уменьшению энергии.

3. МЕТОД ОБЪЕДИНЕНИЯ ДВУХ ЧАСТИЦ В КЛАСТЕР

Рассчитаем поле излучения от трех взаимодействующих частиц путем объединения двух частиц в кластер (см. схему на рис. 4).

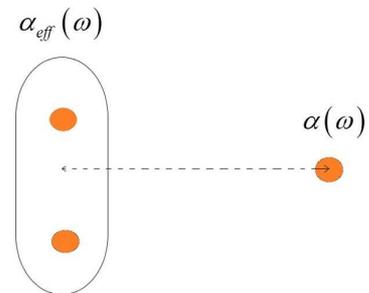


Рис. 4. Схематичное описание метода объединения двух частиц в кластер

Используя полученную в работе [12] эффективную поляризуемость $\alpha_{eff}(\omega)$ такого кластера, а также полученное в работе [11] решение подобной задачи для двух частиц, можно получить выражение для поля излучения от системы из трех частиц, две из которых взаимодействуют между собой, а с третьей взаимодействуют как единый кластер. Ниже такой способ будем называть методом объединения.

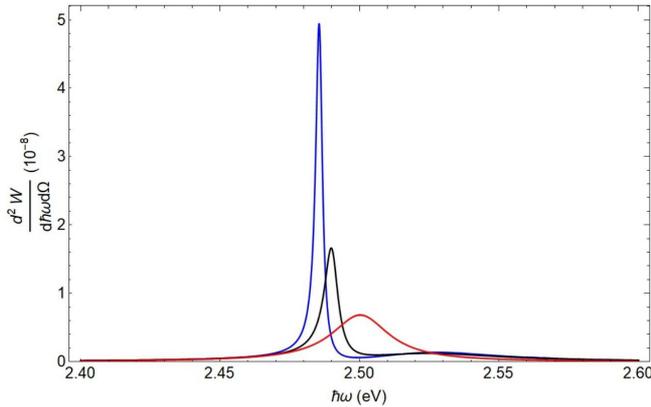


Рис. 5. Сравнение спектральных зависимостей спектрально-угловой плотности энергии излучения для двух разных методов расчета поля с учетом взаимодействия: метода объединения (синяя кривая), основного метода, описанного в в разд. 1, 2 (черная кривая), и метод без учета взаимодействия (красная кривая). Геометрия и параметры такие же, как на рис. 3, а

Сравним два способа расчета поля излучения от такой системы. На рис. 5 сравниваются спектральные зависимости спектрально-угловой плотности энергии излучения для двух разных методов расчета поля с учетом взаимодействия: метода объединения (черная кривая), основного метода, описанного в разд. 1, 2 (красная кривая), и метод без учета взаимодействия (синяя кривая). Геометрия и основные параметры такие же, как для рис. 3. Как можно видеть, метод объединения дает более высокий максимум энергии и большее смещение резонансной частоты.

$$M_1 = \begin{pmatrix} e^{ikR_{12}} (A_{12} + B_{12}) & e^{ikR_{13}} (A_{13} + B_{13}(\mathbf{n}_{12}, \mathbf{n}_{13})) & \dots & e^{ikR_{1n}} (A_{1n} + B_{1n}(\mathbf{n}_{12}, \mathbf{n}_{1n})) \\ e^{ikR_{12}} (A_{12} + B_{12}(\mathbf{n}_{12}, \mathbf{n}_{13})) & e^{ikR_{13}} (A_{13} + B_{13}) & & \\ \vdots & & \ddots & \\ e^{ikR_{12}} (A_{12} + B_{12}(\mathbf{n}_{12}, \mathbf{n}_{1n})) & & & e^{ikR_{1n}} (A_{1n} + B_{1n}) \end{pmatrix}.$$

При увеличении количества частиц сложность решения задачи резко возрастает и анализировать решение становится непросто, поэтому обычно прибегают к численному решению дифференциальных уравнений. Как показано выше, задачу об излучении N взаимодействующих частиц можно свести к задаче численного решения алгебраических уравнений, что существенно проще. Действительно, правила заполнения скалярной матрицы типа (7) просты, они могут быть запрограммированы, что позволит резко упростить численные методы решения данной задачи.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены аналитические выражения для поля и спектрально-угловой плотности энергии дифракци-

онного излучения от трех взаимодействующих частиц. Показано, что взаимодействие между частицами при некоторых параметрах приводит к увеличению максимального значения плотности энергии излучения и смещению резонансной частоты, однако существуют параметры, при которых взаимодействие не вносит вклад в суперпозицию полей частиц, а в некоторых случаях вообще приводит к уменьшению энергии. Показано что при переходе к частному случаю двух взаимодействующих частиц полученные результаты совпадают с опубликованными ранее [11]. Наличие резонанса при учете взаимодействия может быть полезно при исследовании ДИ от метаповерхностей [2], а также в невозмущенной диагностике сгустков [4].

4. АЛГОРИТМ ЗАПОЛНЕНИЯ СКАЛЯРНОЙ МАТРИЦЫ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ НА ДИПОЛЬНЫЕ МОМЕНТЫ

Можно заметить, что в системе (4) все слагаемые имеют похожую структуру, а это значит, что решая подобную систему для произвольного количества частиц, можно заметить некоторые правила составления скалярной матрицы такой системы.

Рассмотрим систему не из трех, а из N частиц. Тогда матрица (5) примет вид:

$$\begin{pmatrix} M_1 & O_{12} & \dots & O_{1n} \\ O_{21} & M_2 & \dots & O_{2n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ O_{n1} & O_{n2} & \dots & M_n \end{pmatrix} (\mathbf{n}_{sp}, \mathbf{d}_s) = \begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \\ \vdots \\ C_n \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Теперь каждая из матриц в блочном представлении будет иметь размер $(N - 1) \times (N - 1)$, т.е. полная матрица будет размера $N(N - 1) \times N(N - 1)$. Общий вид матрицы, стоящей на главной диагонали, (матрицы O и C в целом не меняют своего вида) примет вид:

Проведено сравнение спектральных распределений спектрально-угловой плотности энергии дифракционного излучения от трех взаимодействующих частиц, что позволит резко упростить численные методы решения данной задачи.

Проведено сравнение спектральных распределений спектрально-угловой плотности энергии дифракционного излучения от трех взаимодействующих частиц,

рассчитанного в данной работе, с рассчитанным по методу объединения пары частиц в кластер с введением эффективной поляризуемости. Показано, что метод объединения дает более резкое увеличение максимума энергии и большее смещение резонансной частоты. В целом при некоторых параметрах данный метод адекватно учитывает взаимодействие, но есть параметры,

при которых он неприменим.

Предложен алгоритм заполнения скалярной матрицы системы уравнений на дипольные моменты N взаимодействующих частиц. При численном расчете спектрально-углового распределения энергии алгоритм позволит перейти от численного решения дифференциальных уравнений к численному решению линейных уравнений.

-
- [1] *Болотовский Б.М., Галстян Е.А.* // УФН. **170**. (2000).
[2] *Karataev P., Araki S., Namatsu R. et al.* // Phys. Rev. Lett. **93**. (2004).
[3] *Liu L., Chang H., Zhang C. et al.* // Phys. Rev. B. **96**. (2017).
[4] *Vynck K., Pacanowski R., Agreda A. et al.* // Nature Materials. **21**. (2022).
[5] *Ma L., Chen C., Zhou L. et al.* // Appl. Phys. Lett. **114**. (2019).
[6] <https://news.itmo.ru/>
[7] *Веселаго В.Г.* // УФН. (1967).
[8] *Сивухин Д.В.* Общий курс физики. Т. 3. Электричество. М.: Физматлит, 2004.
[9] *Рязанов М.И.* Электродинамика конденсированного вещества. М.: Наука, 1984.
[10] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т. 2. Теория поля. М.: Физматлит., 1988.
[11] *Tishchenko A.A., Sergeeva D.Yu.* // Phys. Rev. B. **100**. (2019).
[12] *Tishchenko A.A., Sergeeva D.Yu.* Physics of Atomic Nuclei. **83**. (2020).

Diffraction radiation of three interacting nanoparticles

M.D. Shutov, D.Yu. Sergeeva, A.A. Tishchenko

National Research Nuclear University MEPhI. Moscow 115409, Russia

E-mail: ^ashutovmik8@gmail.com, ^bDYSergeyeva@mephi.ru, ^cTishchenko@mephi.ru

We consider diffraction radiation (ODR) arising from the uniform and rectilinear motion of an electron near three interacting nanoparticles. It is shown that as a result of the interaction, the characteristics of radiation from such a system change significantly. The calculation in the dipole approximation of the electric field strength, as well as the spectral-angular distribution of the ODR energy, was carried out. The calculated spectral and angular characteristics of radiation are analyzed. Conditions are obtained under which the interaction significantly affects the radiation efficiency. These results are compared with the results obtained by introducing the effective polarizability of a cluster of particles. The possibility of calculating the radiation field for an arbitrary number of interacting nanoparticles is shown. An algorithm for generalizing the problem to a large number of nanoparticles is proposed.

PACS: 78.67.Pt., 78.70.-g, 29.27.Fh, 41.75.Ht

Keywords: diffraction radiation, electron, electric field, dipole approximation.

Received 30 May 2023.

Сведения об авторах

1. Шутов Михаил Дмитриевич — студент 4 курса НИЯУ МИФИ; e-mail: shutovmik8@gmail.com.
2. Сергеева Дарья Юрьевна — канд. физ.-мат. наук, доцент; e-mail: DYSergeyeva@mephi.ru.
3. Тищенко Алексей Александрович — канд. физ.-мат. наук, доцент; e-mail: Tishchenko@mephi.ru.