

УДК 537.87

О ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ КЛАСТЕРА ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ЧАСТИЦ В ПОЛЯРИЗАЦИОННОМ ИЗЛУЧЕНИИ

© 2020 г. Д. Ю. Сергеева^а, А. А. Тищенко^{а, б, с, *}

^аНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, 115409 Россия

^бМеждународная научно-образовательная лаборатория радиационной физики,
Белгородский государственный национальный исследовательский университет, Белгород, 308034 Россия

^сНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, 123182 Россия

*E-mail: tishchenko@mephi.ru

Поступила в редакцию 29.04.2020 г.

После доработки 05.05.2020 г.

Принята к публикации 05.05.2020 г.

В работе рассматривается дифракционное излучение, которое возбуждается при пролете электрона вблизи кластера из двух взаимодействующих частиц субволнового размера. Взаимодействие проявляется в том, что поле излучения от каждой частицы определяется не только внешним полем электрона, но и полем соседней частицы. Исходя из полученных выражений для поля излучения, определена функция поляризуемости кластера, которая характеризует его отклик на поле электрона как целого. Интересно, что полученная функция отклика кластера на внешнее поле даже в рамках линейной теории в общем случае зависит от самого внешнего поля.

Ключевые слова: поляризуемость, поляризационное излучение, взаимодействие

DOI: 10.1134/S207956291905018X

1. ВВЕДЕНИЕ

Поляризационным излучением называют любое излучение от заряженных частиц, которое возбуждается не за счет изменения модуля или направления их скорости, как в тормозном или синхротронном излучении, а за счет наведения динамической поляризации вещества собственным полем частицы. Иными словами, непосредственным источником излучения является не заряженная частица, а вещество. К поляризационному типу излучения относятся переходное излучение, дифракционное излучение, излучение Вавилова–Черенкова, излучение Смита–Парселла (ИСП) — частный случай дифракционного излучения от периодической мишени, и параметрическое рентгеновское излучение.

Эта работа посвящена поляризационному излучению в целом, причем расчет проведен на примере дифракционного излучения (ДИ) [1]. Для краткости ниже будем говорить только о ДИ, имея в виду, что все сказанное относится и к поляризационному излучению вообще везде, где иное не оговорено отдельно. Необходимым условием для возбуждения этого типа излучения является наличие неоднородности мишени вдоль траектории частицы. Ключевой особенностью является то, что траектория заряженных частиц проходит вне мишени, а сам процесс излучения не является

прямым следствием рассеяния зарядов на материале мишени. При возбуждении ДИ свойства пучка заряженных частиц практически не изменяются, что открывает возможность использования ДИ для невозмущающей диагностики сгустков [2–4].

Также ДИ лежит в основе эффективного, мощного источника электромагнитного излучения [5], включая лазеры на свободных электронах на основе ИСП [6]. ИСП, так же как и ДИ, находит свое применение и в диагностике сгустков заряженных частиц [7]. Это обусловлено такими характерными свойствами ИСП, как монохроматичность и большие характерные углы наблюдения относительно траектории частицы.

С развитием нанoeлектроники и нанотехнологий началось активное исследование ДИ от упорядоченных массивов, элементы которых много меньше длины волны излучения [8–11]. Часто в литературе такие одномерные, двумерные или трехмерные периодические мишени называют фотонными и плазмонными кристаллами, метаповерхностями. Исследования этих задач связаны в основном с новыми возможностями диагностики веществ и медицинскими приложениями.

В последние годы появился целый цикл работ, в которых авторы исследовали ИСП от одноперiodических решеток с одновременным возбуждением

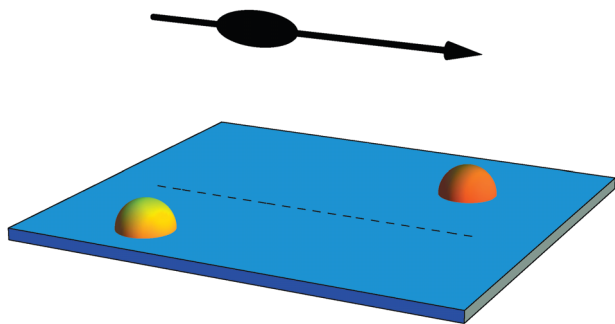


Рис. 1. Схема возбуждения ДИ пролетающим мимо кластера из двух частиц электроном.

поверхностных плазмонов, которые значительно усиливают излучение [12, 13]. В работе [14] на примере кластера из двух частиц было показано, что усиление излучения возможно не только за счет возбуждения плазмонов на поверхности таких структур, но и за счет взаимодействия между элементами. Эффект взаимодействия проявляется в сдвиге частот излучения, расщеплении максимумов и возникновении новых максимумов интенсивности. Примечательно, что взаимодействие сказывается не только на близких расстояниях между частицами, но также наблюдается и их “дальнее” взаимодействие. Это означает, что взаимодействие должно учитываться не только между ближайшими элементами, как это традиционно делается при переходе к макроскопическому описанию, но между всеми элементами. Для хаотично расположенных и бесконечно больших массивов частиц можно провести усреднение по положению всех частиц кластера с некоторой весовой функцией. Это затруднительно для ограниченного числа строго упорядоченных частиц в кластере. Расчет поля излучения с учетом всех взаимодействий между частицами сводится к решению большого числа самосогласованных уравнений, что является затруднительным для кластеров с числом частиц, начиная, например, с десяти.

В этой работе на примере двух частиц мы покажем, как можно учесть взаимодействие между частицами в кластере путем введения эффективной поляризуемости частиц. Суть ввода эффективной поляризуемости заключается в учете поля от соседних частиц в функции отклика одной частицы.

2. ДИФРАКЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ОТ КЛАСТЕРА ИЗ ДВУХ ЧАСТИЦ

Рассмотрим возбуждение ДИ при пролете электрона с зарядом e и постоянной скоростью v вблизи кластера из двух частиц (рис. 1). Частицы расположены в одной плоскости, электрон движется на постоянном расстоянии h от этой плоскости. Выберем систему координат таким образом, что начало координат лежит на плоскости, на которой расположены частицы, ось Ox совпадает с направлением скорости электрона, а ось Oz совпадает с нормалью к плоскости частиц, и электрон движется в положительном полупространстве $z > 0$.

Пусть микрочастицы имеют разный размер r_α и r_β , и разные поляризуемости $\alpha(\omega)$ и $\beta(\omega)$. Условие малости размера частиц по сравнению с длиной волны излучаемых волн $r_\alpha, r_\beta \ll \lambda$ позволяет использовать дипольное приближение для расчета поля излучения от двух взаимодействующих частиц. Также, пусть положение частиц определяется радиус-векторами $\mathbf{R}_a$ и $\mathbf{R}_b$. Можем рассчитать поле излучения, решая систему уравнений Максвелла с учетом того, что плотность токов есть

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{j}_0(\mathbf{r}, t) + \mathbf{j}_a(\mathbf{r}, t) + \mathbf{j}_b(\mathbf{r}, t), \quad (1)$$

где $\mathbf{j}_0$ описывает движение заряженной частицы:

$$\mathbf{j}_0(\mathbf{r}, t) = ev\delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}t - h\mathbf{e}_z), \quad (2)$$

δ — дельта-функция Дирака, а $\mathbf{j}_a$ и $\mathbf{j}_b$ — плотности поляризационных токов, возникающих в каждой микрочастице, Фурье-образ которых имеет вид:

$$\mathbf{j}_a(\mathbf{r}, \omega) = -i\omega\alpha(\omega)\mathbf{E}^{act}(\mathbf{R}_a, \omega)\delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}_a), \quad (3)$$

где $\mathbf{E}^{act}$ — полное действующее на микрочастицу поле. Следуя подходу, изложенному в [14], получаем i -ую компоненту поля излучения на далеких расстояниях $kr \gg 1$ в виде:

$$E_i^{rad}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{e^{ikr}}{r} (k^2\delta_{is} - k_ik_s) \times \\ \times \left\{ \alpha(\omega)e^{-ik\mathbf{R}_a} (E_s^0(\mathbf{R}_a, \omega) + E_{1s}(\mathbf{R}_a, \omega)) + \right. \\ \left. + \beta(\omega)e^{-ik\mathbf{R}_b} (E_s^0(\mathbf{R}_b, \omega) + E_{2s}(\mathbf{R}_b, \omega)) \right\}, \quad (4)$$

где δ_{is} — символ Кронекера, $\mathbf{k}$ — волновой вектор, $E_s^0(\mathbf{R}_a, \omega)$ — Фурье-образ s -ой компоненты собственного поля электрона, действующего в точке $\mathbf{R}_a$:

$$\mathbf{E}^0(\mathbf{r}, \omega) = -\frac{ie}{\pi v} e^{i\frac{\omega}{v}x} \frac{\omega}{c\beta\gamma} \times \left[\frac{1}{\gamma} K_0\left(\frac{\omega}{c\beta\gamma}\rho\right) \mathbf{e}_x + i\frac{\rho}{\rho} K_1\left(\frac{\omega}{c\beta\gamma}\rho\right) \right], \quad (5)$$

$$\rho = y\mathbf{e}_y + (z - h)\mathbf{e}_z, \text{ и}$$

$$\begin{aligned}
E_{1s}(\mathbf{R}_a, \omega) &= -e^{iRk} \frac{\beta(\omega)}{V} t_{sj}^{(1)} E_j^0(\mathbf{R}_b, \omega) + \beta(\omega) e^{2iRk} \frac{\alpha(\omega)}{V} t_{sj}^{(2)} E_j^0(\mathbf{R}_a, \omega), \\
E_{2s}(\mathbf{R}_b, \omega) &= -e^{iRk} \frac{\alpha(\omega)}{V} t_{sj}^{(1)} E_j^0(\mathbf{R}_a, \omega) + \beta(\omega) e^{2iRk} \frac{\alpha(\omega)}{V} t_{sj}^{(2)} E_j^0(\mathbf{R}_b, \omega), \\
t_{sj}^{(1)} &= B\delta_{sj} - \frac{\alpha(\omega)\beta(\omega)e^{2iRk}AB(A+B) + A R_s R_j}{W R^2}, \quad t_{sj}^{(2)} = B^2\delta_{sj} - \frac{A(A+2B) R_s R_j}{W R^2},
\end{aligned} \tag{6}$$

и введены обозначения:

$$\begin{aligned}
V &= 1 - \alpha(\omega)\beta(\omega)e^{2iRk}B^2, \quad W = \alpha(\omega)\beta(\omega)e^{2iRk}(A+B)^2 - 1, \\
A &= \frac{k^2 R^2 + 3ikR - 3}{R^3}, \quad B = -\frac{k^2 R^2 + ikR - 1}{R^3}, \quad R = |\mathbf{R}_a - \mathbf{R}_b|.
\end{aligned} \tag{7}$$

Из выражения (4) следуют условия резонанса, т.е. условия резкого усиления излучения за счет эффектов локального поля, обусловленных взаимодействием частиц:

$$1 = \operatorname{Re}[\alpha^2(\omega)e^{2iRk}B^2], \quad 1 = \operatorname{Re}[\alpha^2(\omega)e^{2iRk}(A+B)^2]. \tag{8}$$

Решая аналогично задачу об излучении от одной частицы с поляризуемостью $\alpha_{eff}(\omega)$, которая расположена в точке $\mathbf{R}_c = (\mathbf{R}_a + \mathbf{R}_b)/2$, получим

выражение для i -ой компоненты поля излучения на далеких расстояниях:

$$E_i^{rad}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{e^{ikr}}{r} (k^2 \delta_{is} - k_i k_s) \times \alpha_{eff}(\omega) e^{-ikR_c} E_s^0(\mathbf{R}_c, \omega). \tag{9}$$

Сравним полученное выражение (4) с аналогичным выражением (9) для излучения от одной ча-

стицы с эффективной поляризуемостью $\alpha_{eff}(\omega)$. Из сравнения получим выражение для $\alpha_{eff}(\omega)$:

$$\begin{aligned}
\alpha_{eff}(\omega) &= \left[\mathbf{k}, \left[\mathbf{k}, e^{-i\mathbf{R}_c \mathbf{k}} \mathbf{E}^0(\mathbf{R}_c, \omega) \right] \right]^{-1} \times \\
&\times \left[\mathbf{k}, \left[\mathbf{k}, \alpha(\omega) e^{-ikR_a} \mathbf{E}^0(\mathbf{R}_a, \omega) + \beta(\omega) e^{-ikR_b} \mathbf{E}^0(\mathbf{R}_b, \omega) \right] \right] + \left[\mathbf{k}, \left[\mathbf{k}, \beta(\omega) e^{-ikR_b} \mathbf{E}_2(\mathbf{R}_b, \omega) + \alpha(\omega) e^{-ikR_a} \mathbf{E}_1(\mathbf{R}_a, \omega) \right] \right].
\end{aligned} \tag{10}$$

Таким образом, поле излучения от кластера двух взаимодействующих частиц определяется выражениями (6), (9) и (10).

Поляризуемость $\alpha_{eff}(\omega)$ характеризует отклик пары микрочастиц как целого на внешнее воздействие. Замечательно, что, как мы видим, эффективная поляризуемость кластера из двух частиц зависит не только от поляризуемости образующих его частиц и от их взаимного расположения, включая расстояние между ними, но и от внешнего поля. Это последнее обстоятельство важно, поскольку в линейной теории функция отклика системы обычно рассматривается не зависящей от поля внешних источников.

Заметим еще, что реализованный здесь подход дает возможность определить лишь действительную часть комплексной, вообще говоря, функции поляризуемости.

3. ЭФФЕКТИВНАЯ ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ В ПОЛЕ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ

Отметим, что все полученные выше формулы записаны через внешнее поле, собственное поле электрона $E_s^0(\mathbf{R}_a, \omega)$. Однако, при получении результатов мы все еще не пользовались явным видом поля внешних источников, а значит, вообще говоря, внешнее поле может быть произвольным.

Для того, чтобы проверить, действительно ли полученные формулы дают правильный переход к ранее известным случаям, рассмотрим кластер из двух не взаимодействующих частиц во внешнем поле плоской волны. Тогда выражение (4) остается справедливым, но теперь $E_s^0(\mathbf{R}_a, \omega)$ — это Фурье-образ поля плоской волны:

$$\mathbf{E}^0(\mathbf{R}_a, \omega) = \mathbf{E}^0 e^{ik_0 \mathbf{R}_a} \delta(\omega - \omega_0), \tag{11}$$

и поля $\mathbf{E}_2(\mathbf{R}_b, \omega)$ и $\mathbf{E}_1(\mathbf{R}_a, \omega)$ пропорциональны полю (11). В отличие от собственного поля электрона, которое имеет более сложную зависимость от координат частиц, в поле плоской волны координата входит лишь в качестве фазового множителя. Нетрудно показать, что в этом случае выражение для эффективной поляризуемости (10) принимает вид

$$\alpha_{eff}(\omega) = \alpha(\omega) e^{i(\mathbf{k}-\mathbf{k}_0)(\mathbf{R}_b-\mathbf{R}_a)/2} + \beta(\omega) e^{-i(\mathbf{k}-\mathbf{k}_0)(\mathbf{R}_b-\mathbf{R}_a)/2}. \quad (12)$$

Таким образом, как и следовало ожидать, эффективная поляризуемость системы двух невзаимодействующих частиц зависит только от свойств частиц и расстояния между ними, определяемого вектором $\mathbf{R}_b - \mathbf{R}_a$, но не от величины внешнего поля. Легко видеть, что в случае одной частицы $\beta(\omega) = 0$ и $\alpha_{eff}(\omega)$ совпадает с $\alpha(\omega)$ с точностью до фазового множителя, наличие которого обусловлено просто выбором центра кластера в точке $\mathbf{R}_c = (\mathbf{R}_a + \mathbf{R}_b)/2$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе рассматривалось дифракционное излучение, которое возбуждается при пролете электрона вблизи кластера из двух взаимодействующих частиц субволнового размера. В случае двух частиц учет взаимодействия может быть проведен полностью аналитически и заключается в решении двух самосогласованных тензорных уравнений. Как было показано выше, такой кластер из двух частиц, или димер, можно представить как единый источник излучения с некоторой эффективной поляризуемостью $\alpha_{eff}(\omega)$. Если частицы взаимодействуют, то есть поле излучения от каждой определяется не только внешним полем электрона, но и полями от соседних частиц, то $\alpha_{eff}(\omega)$ определяется по полученной выше формуле (10). Задача решена в пределах применимости дипольного приближения, то есть малость размера конечного кластера по сравне-

нию с длиной волны излучения. При кажущейся строгости этого ограничения, задача, тем не менее, представляет интерес, например, при возбуждении терагерцового излучения от микро- и нанокластеров. Полученные условия усиления излучения из-за взаимодействия открывают возможность практического использования полученных результатов в области генерации интенсивного излучения, а также в области диагностики релятивистских электронных пучков и нано- и микроструктур.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 19-72-00178).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Smith S.J., Purcell E.M.* // Phys. Rev. 1953. V. 92. P. 1069.
2. *Potylitsyn A.P., Ryazanov M.I., Strikhanov M.N., Tishchenko A.A.* Springer Tracts in Modern Physics. V. 239. Diffraction Radiation from Relativistic Particles. 2010. Berlin: Springer-Verlag.
3. *Karataev P. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 244802.
4. *Cianchi A. et al.* // New J. Phys. 2014. V. 16. P. 113029.
5. *Konoplev I.V. et al.* // Phys. Rev. A. 2011. V. 84. P. 013826.
6. *Li D. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 100. P. 191101.
7. *Andrews H.L. et al.* // Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams. 2014. V. 17. P. 052802.
8. *Garcia de Abajo F.J.* // Phys. Rev. E. 2000. V. 61. P. 5743.
9. *Horiuchi N. et al.* // Phys. Rev. E. 2006. V. 74. P. 056601.
10. *Ochiai T., Ohtaka K.* // Opt. Express. 2006. V. 16. P. 7397.
11. *Sergeeva D.Yu., Tishchenko A.A., Strikhanov M.N.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B. 2017. V. 402. P. 206–211.
12. *Kong L.-B. et al.* // Sci. Rep. 2015. V. 5. P. 8772.
13. *Ping Z. et al.* // Chin. Phys. B. 2012. V. 21. P. 104102.
14. *Tishchenko A.A., Sergeeva D.Yu.* // Phys. Rev. B. 2019. V. 100. P. 235421.
15. *Ryazanov M.I., Strikhanov M.N., Tishchenko A.A.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B. 2008. V. 266. P. 3811–3815.

On the Polarizability of a Cluster of Interacting Particles in Polarization Radiation

D. Yu. Sergeeva¹ and A. A. Tishchenko^{1, 2, 3, *}

¹National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia

²Laboratory of Radiation Physics, Belgorod National Research University, Belgorod, 308034 Russia

³National Research Centre "Kurchatov Institute", Moscow, 123182 Russia

*e-mail: tishchenko@mephi.ru

Received April 29, 2020; revised May 5, 2020; accepted May 5, 2020

Abstract—The study considers diffraction radiation, which is excited when an electron moves near a cluster of two interacting subwavelength particles. The interaction is manifested in the fact that the radiation field from each particle is determined not only by the external field of the electron, but also by the field of the neighboring particle. Based on the obtained expressions for the radiation field, the function of cluster polarizability is determined. It characterizes the cluster response to the field of the electron as a whole. It is interesting that the obtained response function of the cluster to an external field, even in the framework of linear theory, generally depends on the external field itself.

Keywords: polarizability, polarization radiation, interaction