

УДК 533.9

МАТЕРИАЛЫ С ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТЬЮ ДЛЯ ДИФФУЗИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

К.Б. ОГАНЕСЯН

Национальная научная лаборатория им. А.И. Алиханяна, Ереван, Армения

e-mail: bsk@yerphi.am

(Поступила в редакцию 23 мая 2016 г.)

Рассмотрена генерация диффузионного излучения в ИК области заряженной частицы, проходящей через случайную стопку пластин. Диффузионное излучение возникает за счет многократного рассеяния псевдофотонов на пластинах. Для повышения интенсивности излучения необходимо сделать рассеяние более эффективным, и для этой цели предлагается использовать материалы с отрицательной диэлектрической проницаемостью.

1. Введение

Создание компактных недорогих источников излучения, эффективно работающих в видимом, ультрафиолетовом или мягком рентгеновском диапазоне является одним из наиболее важных направлений в разработке и исследовании лазеров на свободных электронах (ЛСЭ). Коротковолновое излучение может быть получено с помощью ЛСЭ с использованием либо электронных пучков высокой энергии, либо ондуляторов с коротким периодом. Один из способов получения короткого периода ондулятора связан с использованием сред с периодической модуляцией показателя преломления [1–3]. Такие среды можно рассматривать как разновидность объемной дифракционной решетки. Следующие два типа сред с периодической модуляцией показателя преломления могут быть реализованы, во-первых, в газоплазменной среде с периодически изменяющейся плотностью или степенью ионизации [1] и, во-вторых, в пространственно-периодической твердотельной сверхрешетке, которая может состоять, например, из последовательности слоев различных материалов с разными показателями преломления (см. [2] и ссылки в ней). Следует отметить, что эффект вынужденного переходного излучения был обнаружен экспериментально [4] в схеме, аналогичной предложенной в работах [1,2], но без модуляции среды. Можно использовать также ЛСЭ и строфотроны [5–25] в качестве широко перестраиваемых и очень мощных источников инфракрасного излучения. Недостатком таких электронных устройств является то, что, как правило, они имеют большие размеры (3 м и более).

В настоящей работе обсуждается возможность получения ИК излучения с использованием диффузионного механизма излучения [26,27]. Основная физическая идея состоит в том, что можно сделать довольно маленькой среднюю диэлектрическую проницаемость случайного пакета пластин, изготовленных из материала с отрицательной диэлектрической постоянной, и вакуумных промежутков между ними. Импульс псевдофотона $k = \omega\sqrt{\varepsilon} / c$, где ε – средняя диэлектрическая постоянная системы, будет тоже соответственно малым. В такой системе псевдофотоны будут рассеиваться на неоднородностях более эффективно. Поэтому интенсивность диффузионного излучения, вызванного многократным рассеянием псевдофотонов, будет увеличиваться в такой системе. Следует отметить, что системы с близкой к нулю диэлектрической проницаемостью имеют много других интересных свойств [28–30].

2. Интенсивность излучения

Заряженная частица, проходящая через стопку пластин, помещенных в однородную среду, как известно, излучает электромагнитные волны. Излучение происходит из-за рассеяния электромагнитного поля на пластинах. Ранее теоретически было показано [26,27], что спектральная интенсивность углового излучения может быть представлена в виде суммы двух вкладов

$$I = I_0 + I_D, \quad (1)$$

где

$$I_0(\theta, \omega) = \frac{e^2}{2c} \frac{B(|k_0 - k \cos \theta|) \sin^2 \theta}{(\gamma^{-2} + \sin^2 \theta \times k^2 / k_0^2)} \frac{\omega^2}{k_0^4 c^2}, \quad (2)$$

а диффузионный вклад определяется как

$$I_D(\theta, \omega) = \frac{5e^2 \gamma^2}{2\varepsilon c} \frac{l_{in}^2(\omega)}{l^2(\omega)} \sin^2 \theta \times \exp \left[- \left(\frac{l}{l_{in}} \right)^{1/2} \frac{1}{|\cos \theta|} \right]. \quad (3)$$

Здесь θ – угол наблюдения, $k_0 = \omega/v$, v – скорость частицы, $k = \omega\sqrt{\varepsilon} / c$, B – корреляционная функция случайной диэлектрической проницаемости поля, создаваемого случайно расположенными пластинами. Предполагая, что параллельные пластины с равной вероятностью могут занимать любую точку на оси z , можно найти корреляционную функцию

$$B(q_z) = \frac{4(b - \varepsilon)^2 n \sin^2(q_z a / 2)}{q_z^2} \frac{\omega^4}{c^4}, \quad (4)$$

где $n = N / L_z$ – концентрация пластин в системе, a и b – толщина и диэлектрическая проницаемость пластин, соответственно, и ε – средняя диэлектрическая проницаемость системы.

В уравнении (3) l и l_{in} – средние упругая и неупругая длины свободного пробега фотона в среде, соответственно. Неупругая длина свободного пробега в основном связана с поглощением электромагнитного поля в среде, а упругая длина свободного пробега – с преломлением фотонов в пластинах. Последняя зависит от угла падения фотонов на пластинах. В случае нормально падающих фотонов упругая длина свободного пробега определяется как

$$l = \frac{4k^2}{B(0) + B(2k)}. \quad (5)$$

Следует отметить, что именно эта величина входит в спектрально-угловое распределение интенсивности (3). Уравнения (3) и (5) справедливы в пределе слабого рассеяния $\lambda / l \ll 1$ и для углов наблюдения $\theta = \pi / 2 - \delta$, $\delta \gg (1 / k l)^{1/3}$. Последнее ограничение по углам появляется из-за того, что, когда $\theta = \pi / 2$, псевдофотоны движутся параллельно пластинам и $l = 0$, следовательно, условие слабого рассеяния не выполняется. При выполнении условий многократного рассеяния электромагнитного поля диффузионный вклад в уравнение интенсивности излучения (3) является основным, так как $I_D / I_0 \sim l_{\text{in}} / l$. Как видно из формулы (3), интенсивность излучения определяется упругой и неупругой длинами свободного пробега фотона в среде. Из уравнения (4) следует, что, когда $ka \gg 1$, $B(2k) / B(0) \sim 1 / (ka)^2 \ll 1$. Поэтому длина свободного пробега фотона [27]

$$l \approx \begin{cases} 4k^2 / B(0), & ka \gg 1 \\ 2k^2 / B(0), & ka \ll 1. \end{cases}$$

В обоих случаях, когда $ka \gg 1$ и $ka \ll 1$, длина свободного пробега фотонов имеет вид

$$l \sim \frac{k^2}{B(0)}, \quad (6)$$

где $B(0) = k^4(b - \varepsilon)^2 na^2 / \varepsilon^2$. Подставляя это выражение в уравнение (6) и принимая во внимание, что $k = \omega \sqrt{\varepsilon} / c$, имеем

$$l \sim \frac{\varepsilon}{\frac{\omega^2}{c^2}(b - \varepsilon)^2 na^2}. \quad (7)$$

Подставляя (7) в уравнение (3), можно убедиться, что $I_D \sim \varepsilon^{-3}(\omega)$. Поэтому интенсивность излучения усиливается в области длин волн, где $\varepsilon(\omega) \ll 1$. Средняя диэлектрическая проницаемость ε для слоистой стопки имеет вид

$$\varepsilon(\omega) = nab(\omega) + (1 - na)\varepsilon_0(\omega).$$

Здесь ε_0 – диэлектрическая проницаемость однородной среды, в которую пла-

стины с диэлектрической проницаемостью $b(\omega)$ и толщиной a случайным образом вложены. Если однородная среда – вакуум, тогда $\epsilon_0 \equiv 1$. Выбирая материалы для пластин с $b(\omega) < 0$, можно сделать среднюю диэлектрическую проницаемость системы весьма малой ($\epsilon \ll 1$). Соответственно упругая длина свободного пробега фотона будет мала и интенсивность излучения будет велика в такой системе.

3. Результаты и обсуждение

Рассмотрим теперь несколько конкретных примеров. Для диэлектрической проницаемости обычных металлов можно использовать формулу $b(\omega) = 1 - \omega_p^2 / \omega^2$, где ω_p – плазменная частота. Поэтому для частот $\omega < \omega_p$ диэлектрическая проницаемость будет отрицательной. Плазменная частота для простых металлов порядка $\sim 20\text{--}100$ эВ, поэтому область, где диэлектрическая проницаемость отрицательна, простирается от крайней УФ до дальней ИК области. Для реализации диффузионного механизма излучения поглощение должно быть слабым. Это означает, что пластины должны быть очень тонкими, т. е. меньше, чем глубина скин-слоя металлов с тем, чтобы фотоны могли проходить через них. В оптической области скин-слой металлов порядка нескольких сотен ангстрем. Поэтому сделать стопку с такими тонкими пластинами с вакуумом между ними будет очень трудно. С другой стороны такая ситуация может быть реализована, когда заряженные частицы скользят по неровной металлической поверхности [31–35]. Тогда случайным образом расположенные холмы и долины будут служить в качестве пластин с вакуумными промежутками между ними. Энергия заряженных частиц должна быть достаточной для проникновения в систему с несущественными потерями своей энергии. Энергия электронов в несколько МэВ достаточна для проникновения в материал толщиной 1 мм. Оценим число излучаемых ИК фотонов для стопки из 50 пластин со средней толщиной 20 мкм и со средним расстоянием между пластинами 200 мкм.

В щелочно-галогидных кристаллах и в таких полупроводниках, как GaP и InSb, диэлектрическая проницаемость отрицательна в области между частотами поперечных и продольных оптических фононов [36]. Для MgO в области частот $550\text{--}650\text{ см}^{-1}$, лежащей в далеком ИК диапазоне, действительная часть диэлектрической проницаемости принимает значения в интервале от -6 до -2 и мнимая часть в интервале от 0.6 до 0.2 . Выше упомянутый интервал лежит в далекой ИК области. Из уравнения (7) следует, что в случае $2\pi a \leq \lambda$, минимум средней длины свободного пробега и, следовательно, максимум интенсивности излучения достигается при средней толщине пластины $a \sim \lambda / 2\pi$. Для указанной выше области частот она составляет около 20 мкм. Выбирая такие значения для средней

толщины пластин, можно достичь предела локализации $\lambda / 2\pi$ [37,38] для средней длины свободного пробега фотона. Следует отметить, что уравнение (3) корректно в режиме слабого диффузионного рассеяния $l \gg \lambda / 2\pi$. Напомним, что электромагнитная волна локализуется при условии $l \leq \lambda / 2\pi$. Значение 20 мкм для толщины пластины вполне осуществимо, и можно сделать стопку из таких пластин, которая могла бы служить хорошим источником дальнего ИК излучения. Чтобы оценить число излучаемых фотонов по формуле (3), необходимо знать l_{in} .

Неупругую длину свободного пробега фотона в случайной стопке можно оценить следующим образом:

$$l_{\text{in}} \sim \frac{\lambda \sqrt{\varepsilon}}{\pi f \operatorname{Im} b(\omega)}, \quad (8)$$

где f – доля пластин в системе. Принимая $f \sim 0.1$, $\operatorname{Im} b \sim 0.4$ и $\varepsilon \sim 0.5$, получаем $l_{\text{in}} \sim 557$ мкм.

Используя уравнение (3), можно оценить интегрированное по всем углам число испускаемых фотонов в интервале $\Delta\omega$

$$N_{\text{ph}} \sim \frac{20}{3} \alpha \left(\frac{l_{\text{in}}}{l} \right)^2 \frac{\Delta\omega}{\omega}, \quad (9)$$

где α – постоянная тонкой структуры. Поскольку при $l \ll l_{\text{in}}$ экспоненциальный множитель в формуле (3) играет важную роль только при очень больших углах $\theta \approx \pi / 2$, то мы пренебрегли им при оценке общего количества излучаемых фотонов. Подставляя $l_{\text{in}} \sim 562$ мкм и $l \sim \lambda / 2\pi \sim 17$ мкм в уравнение (8) и принимая $\Delta\omega \sim \omega$, имеем $N_{\text{ph}} \sim 167$ ИК-фотонов на один электрон. Это означает, что с использованием коммерчески доступных линейных ускорителей с такими параметрами, как энергия 5–6 МэВ и ток пучка ~ 1 мА, можно получить общую выходную мощность излучения 2.4 мВт (10^{18} фотон/сек).

4. Заключение

Изучена генерация диффузионного излучения в ИК области заряженной частицы, проходящей через случайную стопку пластин. Показано, что для повышения интенсивности излучения нужно сделать более эффективным многократное рассеяние псевдофотонов на пластинах. Для этой цели предлагается использовать материалы с отрицательной диэлектрической проницаемостью. Оценена выходная мощность излучения и показано, что с использованием коммерчески доступных линейных ускорителей может быть получена общая выходная мощность ~ 2.4 мВт (10^{18} фотон/сек.).

ЛИТЕРАТУРА

1. **A.I. Artemyev, M.V. Fedorov, J.K. McIver, E.A. Shapiro.** IEEE J. Q. Electr., **34**, 24 (1998).
2. **V.V. Apollonov, A.I. Artemyev, M.V. Fedorov, E.A. Shapiro, J.K. McIver.** Optics Express, **3**, 162 (1998).
3. **G.A. Amatuni, A.S. Gevorgyan, S.G. Gevorgian, A.A. Hakobyan, K.B. Oganessian, V.A. Saakyan, E.M. Sarkisyan.** Laser Phys., **18**, 608 (2008).
4. **H.C. Lihn, P. Kung, C. Settakron, H. Wiedemann, D. Bocek, M. Hernandez.** Phys. Rev. Lett., **76**, 4163 (1996).
5. **A.I. Artemyev, M.V. Fedorov, A.S. Gevorgyan, N.Sh. Izmailyan, R.V. Karapetyan, A.A. Akopyan, K.B. Oganessian, Yu.V. Rostovtsev, M.O. Scully, G. Kuritzki.** J. Mod. Optics, **56**, 2148 (2009).
6. **M. Abo-Bakr, J. Feikes, K. Holldack, G. Wuestefeld, H.-W. Huebers.** Phys. Rev. Lett., **88**, 254801 (2002).
7. **G.P. Williams.** Rev. Sci. Instrum., **73**, 1461 (2002).
8. **M.V. Fedorov.** Atomic and Free Electrons in a Strong Light Field. Singapore, World Scientific, 1997.
9. **Д.Ф. Зарецкий, Э.А. Нерсесов, К.Б. Оганесян, М.В. Федоров.** Квантовая электроника, **13**, 685 (1986).
10. **Э.А. Нерсесов, К.Б. Оганесян, М.В. Федоров.** ЖТФ, **56**, 2402 (1986).
11. **К.Б. Оганесян, М.В. Федоров.** ЖТФ, **57**, 2105 (1987).
12. **К.Б. Оганесян, А.М. Прохоров, М.В. Федоров.** ЖЭТФ, **94**, 80 (1988).
13. **М.Л. Петросян, Л.А. Габриелян, Ю.Р. Назарян, Г.Х. Товмасын, К.Б. Оганесян.** Изв. НАН Армении, Физика, **42**, 57 (2007).
14. **К.Б. Оганесян.** Изв. НАН Армении, Физика, **50**, 169 (2015).
15. **К.Б. Оганесян.** Изв. НАН Армении, Физика, **50**, 422 (2015).
16. **К.Б. Оганесян.** Изв. НАН Армении, Физика, **51**, 15 (2016).
17. **M.V. Fedorov, K.B. Oganessian.** IEEE J. Quantum. Electron., **21**, 1059 (1985).
18. **E.M. Sarkisyan, K.G. Petrosyan, K.B. Oganessian, V.A. Saakyan, N.Sh. Izmailyan, C.K. Hu.** Laser Phys., **18**, 621 (2008).
19. **M.V. Fedorov, K.B. Oganessian, A.M. Prokhorov.** Appl. Phys. Lett., **53**, 353 (1988).
20. **M.L. Petrosyan, L.A. Gabrielyan, Yu.R. Nazaryan, G.Kh. Tovmasyan, K.B. Oganessian.** Laser Phys., **17**, 1077 (2007).
21. **A.H. Gevorgyan, K.B. Oganessian, R.V. Karapetyan, M.S. Rafaelyan.** Laser Phys. Letters, **10**, 125802 (2013).
22. **K. B. Oganessian.** Nucl. Instrum. Methods A, **812**, 33 (2016).
23. **K.B. Oganessian.** J. Modern Optics, **61**, 763 (2014).
24. **K.B. Oganessian.** J. Modern Optics, **61**, 1398 (2014).
25. **K.B. Oganessian.** J. Modern Optics, **62**, 933 (2015).
26. **Zh.S. Gevorgian.** Phys. Rev. E, **57**, 2338 (1998).
27. **Zh.S. Gevorgian.** Phys. Rev. Lett., **145**, 185 (2006).
28. **R.W. Ziolkowski.** Phys. Rev. E, **70**, 046608 (2004).
29. **M. Silveirinha, N. Engheta.** Phys. Rev. Lett., **97**, 157403 (2006).
30. **A. Alu, M. Silveirinha, A. Salandrino, N. Engheta.** Phys. Rev. B, **75**, 155410 (2007).
31. **J. Urata, M. Goldstein, M.F. Kimmitt, A. Naumov, C. Platt, and J. E. Walsh.** Phys. Rev. Lett., **80**, 516 (1998).

32. **Zh.S. Gevorkyan.** Phys. Rev. ST AB, **13**, 070705 (2010).
33. **D.N. Klochkov, A.I. Artemiev, K.B. Oganessian, Y.V. Rostovtsev, C.K. Hu.** J. Modern Optics, **57**, 2060 (2010).
34. **D.N. Klochkov, A.I. Artemiev, K.B. Oganessian, Y.V. Rostovtsev, M.O. Scully, C.K. Hu.** Physica Scripta, **T140**, 014049 (2010).
35. **K.B. Oganessian.** Laser Physics Letters, **12**, 116002 (2015).
36. **В.М. Агранович, А.А. Марадудин.** Поверхностные Поляритоны: Электромагнитные волны на поверхности. Москва, Наука, 1985.
37. **P.W. Anderson.** Phil. Mag., **B52**, 505 (1985).
38. **K. Arya, Z.B. Su, Joseph L.Birman.** Phys. Rev. Lett., **57**, 2725 (1986).

ԲԱՅԱՍԱԿԱՆ ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԱԿԱՆ ԹԱՓԱՆՑԵԼԻՈՒԹՅԱՄԲ ՆՅՈՒԹԵՐ
ԴԻՖՈՒԶ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՀԱՄԱՐ
Կ.Բ. ՆՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ

Քննարկված է թիթեղների պատահական խրճի միջով անցնող լիցքավորված մասնիկների դիֆուզ ճառագայթման առաջացումը ինֆրակարմիր տիրույթում: Դիֆուզ ճառագայթումը առաջանում է թիթեղների վրա կեղծ ֆոտոնների բազմակի ցրումների շնորհիվ: Ճառագայթման ինտենսիվությունը բարձրացնելու համար պետք է ցրումը ավելի արդյունավետ դարձնել: Այդ նպատակի համար առաջարկված է օգտագործել բացասական դիէլեկտրական թափանցելիությամբ նյութեր:

MATERIALS WITH NEGATIVE PERMITTIVITY FOR DIFFUSION RADIATION
K.B. OGANESYAN

The generation of diffusive radiation in the IR region by a charged particle passing through a random stack of plates is considered. Diffusive radiation originates due to multiple scattering of pseudophotons on the plates. To enhance the radiation intensity one needs to make the scattering more effective. For this goal we suggest to use materials with negative dielectric constant.