

ВАКУУМНАЯ И ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

УДК 535.421.001

РЕЗОНАНСНОЕ ДИФРАКЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ ВБЛИЗИ ОТРАЖАТЕЛЬНОЙ РЕШЕТКИ С МЕТАМАТЕРИАЛОМ

А. П. Кусайкин, П. Н. Мележик, А. Е. Поединчук

Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина
E-mail: melezhhik@ire.kharkov.ua

Методом шивания решена задача дифракции плоской неоднородной H -поляризованной волны, порожденной модулированным электронным потоком, на периодической отражательной решетке, канавки которой заполнены метаматериалом, обладающим отрицательной диэлектрической проницаемостью с частотной дисперсией. Обнаружен эффект резонансного излучения электромагнитных волн такой структурой, определены условия его проявления. Ил. 7. Библиогр.: 17 назв.

Ключевые слова: отрицательная диэлектрическая проницаемость, электронный пучок, дифракционная решетка, метаматериал, частотная дисперсия, резонансное излучение.

В последнее время большое внимание уделяется созданию композитных материалов для микроволнового диапазона, у которых эффективные диэлектрическая и магнитная проницаемости могут принимать отрицательные значения [1–3]. Недавно Д. Р. Смит и другие [4, 5] создали такой композитный материал для микроволнового диапазона волн и экспериментально продемонстрировали эффект аномальной рефракции. Не меньший интерес вызывают и искусственные материалы с одним отрицательным материальным параметром среды: либо диэлектрической, либо магнитной проницаемостью. Исследование электромагнитных свойств таких материалов в сочетании с различными периодическими структурами показало возможность резонансного поглощения энергии падающей на них плоской однородной волны [6–8]. Данный эффект послужил основой для поиска режимов резонансного излучения плоских волн дифракционной структурой, содержащей метаматериал, при возбуждении ее электронным потоком [9]. В случае плоской границы метаматериала подобные исследования были проведены в работах [10, 11].

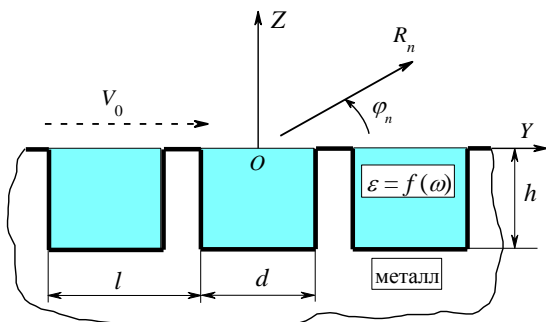


Рис. 1. Структура задачи

1. Постановка задачи. В данной работе в качестве дифракционной структуры рассмотрена отражательная решетка, выполненная из идеально проводящего металла с канавками и ламелями прямоугольной формы (рис. 1). Канавки заполнены изотропным метаматериалом с эффективной диэлектрической проницаемостью, зависящей от частоты согласно формуле

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)}, \quad (1)$$

где ω_p – характеристическая (плазменная) частота метаматериала; ν – частота, характеризующая пассивные потери [1]. Плоский модулированный монохроматический электронный поток, мгновенное значение плотности заряда которого определяется выражением

$$\rho(y, z) = \rho_0 \delta(z - a) e^{i(yk/\beta - \omega t)}, \quad (2)$$

движется над отражательной решеткой вдоль оси OY с постоянной скоростью $V_0 = \beta c$. Здесь ρ_0, ω – амплитуда и частота модуляции электронного потока; a – расстояние между траекторией движения пучка и поверхностью решетки; $k = \omega/c$; c – скорость света в вакууме; $\delta(\dots)$ – дельта-функция Дирака. Предполагается, что отражательная решетка и поток бесконечны и однородны вдоль оси OX (двумерная задача).

Электронный поток (2) создает в свободном пространстве (при отсутствии решетки) H -поляризованное электромагнитное поле, магнитная компонента которого параллельна оси OX и имеет вид

$$H_x^i = 2\pi\rho_0\beta e^{-\frac{k}{\beta}\sqrt{1-\beta^2}|z-a|} e^{i\frac{k}{\beta}y} \frac{|z-a|}{z-a}. \quad (3)$$

Следовательно, при сделанных предположениях в приближении заданного тока (ско-

рость электронного потока постоянна и т. п.), задача об излучении электронного потока эквивалентна задаче дифракции неоднородной плоской волны (3) на отрагательной решетке [12, 13].

Из уравнений Максвелла, условия излучения и граничных условий на идеально проводящих lamелях решетки следует представление поля дифракции в виде

$$H_x^s = \begin{cases} -2\pi\rho_0\beta e^{i\Gamma_0 \frac{2\pi x}{l}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} R_n e^{i\Phi_n \frac{2\pi y}{l}} e^{i\Gamma_n \frac{2\pi z}{l}} & (z \geq 0) \\ -2\pi\rho_0\beta e^{i\Gamma_0 \frac{2\pi x}{l}} e^{i\frac{k}{\beta} q l} \sum_{m=0}^{\infty} T_m \left(e^{i\beta_m \frac{4\pi h}{l}} e^{i\beta_m \frac{2\pi z}{l}} + e^{-i\beta_m \frac{2\pi z}{l}} \right) \cos \frac{\pi m}{d} \left(y - ql + \frac{d}{2} \right) & \left(-h \leq z \leq 0, |y - ql| < \frac{d}{2} \right), \end{cases} \quad (4)$$

$$E_y^s = -\frac{1}{ik\varepsilon} \frac{\partial H_x^s}{\partial z}, \quad E_z^s = \frac{1}{ik\varepsilon} \frac{\partial H_x^s}{\partial y},$$

где l – период; h , d и $q = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ – глубина, ширина и номер канавок решетки соответственно; $\Gamma_n = \sqrt{\kappa^2 - \Phi_n^2}$; $\beta_m = \sqrt{\kappa^2 \varepsilon - (m/2\theta)^2}$; $\Phi_n = n + \kappa/\beta$; $\theta = d/l$; $\kappa = l/\lambda$. Знаки корней Γ_n выбраны в соответствии с условием излучения [16] $\text{Re } \Gamma_n \geq 0$, $\text{Im } \Gamma_n \geq 0$. Выбор знаков корней β_m является произвольным – в данной работе $\text{Re } \beta_m \geq 0$, $\text{Im } \beta_m \geq 0$. Можно показать, что коэффициенты $(T_m)_{m=0}^{\infty}$ в представлении (4) поля дифракции в канавках решетки выражаются через коэффициенты $(R_n)_{n=-\infty}^{\infty}$ разложения поля дифракции в ряд Рэлея по пространственным гармоникам в области вне решетки по формуле

$$T_m = \frac{i\theta}{\pi(1 + e^{4\pi i \beta_m h/l})} \sum_{n=-\infty}^{\infty} (R_n + \delta_n^0) \times \frac{4\Phi_n [e^{-i\pi\theta\Phi_n} - (-1)^m e^{i\pi\theta\Phi_n}]}{4\theta^2\Phi_n^2 - m^2} \quad (m = 0, 1, \dots),$$

где δ_n^0 – символ Кронекера.

Коэффициенты R_n являются искомыми амплитудами пространственных гармоник дифракционного поля. Некоторые из этих гармоник ($\text{Im } \Gamma_n = 0$), унося энергию, уходят от решетки под углами, определяемыми соотношением $\cos \varphi_n = n/\kappa + 1/\beta$ ($n = -1, -2, \dots$), другие, оставаясь поверхностными, движутся вдоль решетки с фазовыми скоростями $V_\phi^n = c\kappa\beta/(\kappa + n\beta)$ ($n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$). Для нахождения этих амплитуд использовался метод сшивания [14]. В результате была получена бесконечная система линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных амплитуд R_n . Эта система уравнений решалась методом усечения, т. е. бесконечная система

уравнений заменялась конечной. Оценка точности расчетов модуля $|R_n|$ с использованием метода усечения показала, что для достижения погрешности, не превышающей 1 % в диапазоне $0 \leq \kappa \leq 1$, достаточно ограничиться конечной системой порядка $N = 2p + 5$, где p – количество распространяющихся пространственных гармоник.

Ранее в работе [15] был обнаружен эффект резонансного поглощения энергии плоской однородной волны, падающей на дифракционную решетку, заполненную метаматериалом с отрицательным значением диэлектрической проницаемости. Данный эффект обусловлен возбуждением резонансных колебаний структуры, локализованных вблизи границы метаматериала с открытым пространством. Такое возбуждение приводит к преобразованию энергии падающей волны в энергию, удерживаемую вблизи поверхности структуры.

Если в данной физической модели в качестве возбуждающей волны использовать неоднородную плоскую волну (3), то в спектре пространственных гармоник возможно существование объемных распространяющихся плоских волн, уносящих энергию от решетки. В классической радиофизике такое излучение называют дифракционным [12]. При наличии в дифракционной структуре метаматериала излучение может иметь резонансный характер, подобно излучению, описанному в работе [16].

На основе разработанных численных алгоритмов были проведены расчеты излучаемой мощности в диапазоне частот $0 < \omega < \omega_p/\sqrt{2}$, в котором реальная часть диэлектрической проницаемости метаматериала принимает отрицательные значения ($\text{Re } \varepsilon < -1$). В качестве метаматериала был выбран искусственный композитный ма-

териал, описанный в работе [17], с характеристической (плазменной) частотой $f_p = \omega_p/2\pi = 700$ ГГц, что соответствует нормированной частоте $\kappa_p = \omega_p l/2\pi c = 0,7$. Как установлено в работе [17], эффективная диэлектрическая проницаемость такого композитного материала хорошо аппроксимируется формулой (1). При проведении расчетов были выбраны следующие параметры решетки: период $l = 0,3$ мм, глубина и ширина канавок решетки $h = 2,1$ мм и $d = 0,285$ мм соответственно. Далее, в тексте и на графиках будем подразумевать значения относительных параметров $h/l = 7$, $\theta = 0,95$ и $a/l = 0,1$.

2. Обсуждение результатов. На рис. 2 представлены результаты расчетов линий равного уровня излучаемой энергии в координатах относительных частоты κ и скорости электронного пучка β . Поток данной энергии усреднен по периоду решетки, нормирован на полный поток энергии неоднородной волны, возбуждаемой модулированным электронным пучком в свободном пространстве при отсутствии решетки, и определяется выражением

$$S_{sum} = 2\pi\sqrt{1-\beta^2} e^{-\frac{4\pi\kappa}{l}\beta\sqrt{1-\beta^2}} \sum_{\text{Im}\Gamma_n=0} |R_n|^2 \text{Re}\Gamma_n.$$

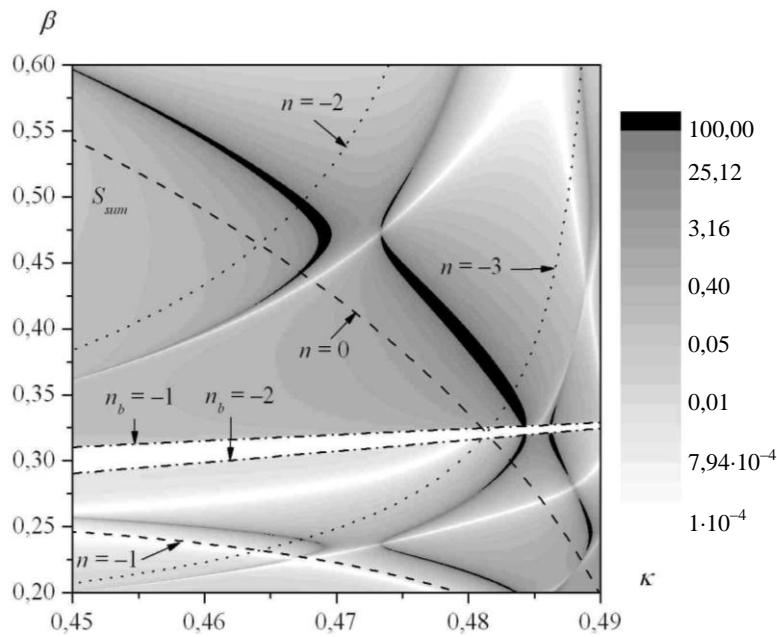


Рис. 2. Распределение значений нормированного потока энергии S_{sum} при $\kappa_p = 0,7$; $\nu = 10^{-4}$

В областях, обозначенных черным цветом ($S_{sum} > 100$), поток энергии достигает максимальных значений в несколько сотен единиц. Чем определяются такие высокие значения мощности излучения, имеющие ярко выраженный резонансный характер, что хорошо иллюстрирует график на рис. 3, представляющий зависимость потока энергии от скорости электронного пучка β при значении частотного параметра $\kappa = 0,48$?

Ответ на этот вопрос помогают получить соотношения между κ и β , следующие из условия фазового синхронизма поверхностных гармоник решетки и собственной поверхностной волны метаматериала, занимающего полупространство. Такую волну принято называть «поляритон».

При выполнении неравенства $\omega_p h/2\pi c \geq 1$ фазовая скорость «поляритона» может быть вычислена по приближенной формуле $V_\Phi = \pm c\sqrt{(\omega_p^2 - 2\omega^2)/(\omega_p^2 - \omega^2)}$. Соотношения между κ и β , определяющие фазовый синхронизм, имеют вид

$$\beta = \frac{\kappa\sqrt{\kappa_p^2 - 2\kappa^2}}{-n\sqrt{\kappa_p^2 - 2\kappa^2} \pm \kappa\sqrt{\kappa_p^2 - \kappa^2}} \quad (n = 0, -1, -2, \dots), \quad (5)$$

где

$$\begin{cases} (+) - V_0 \text{ и } V_\Phi^n \text{ однонаправлены,} \\ (-) - V_0 \text{ и } V_\Phi^n \text{ противоположны (} n \neq 0), \end{cases}$$

$\kappa_p = \omega_p l/2\pi c$ и представлены на рис. 2 в виде

двух семейств черных линий (пунктирные и штриховые).

Эти линии качественно совпадают с областями максимального проявления эффекта резонансного излучения, что указывает на природу самого эффекта (стрелочками указаны номера гармоник, с которыми происходит синхронизация «поляритона»).

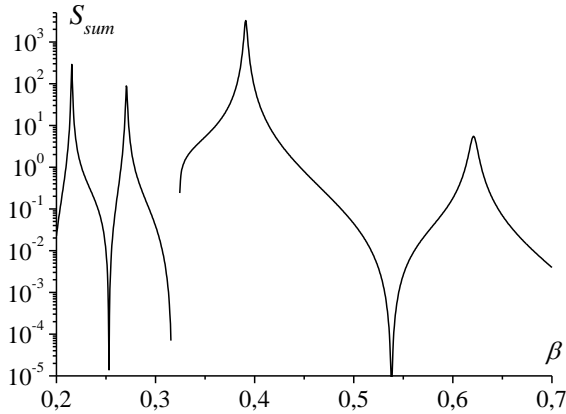


Рис. 3. Зависимость нормированного потока энергии S_{sum} от скорости пучка при $\kappa_p = 0,7$; $\nu = 10^{-4}$; $\kappa = 0,48$

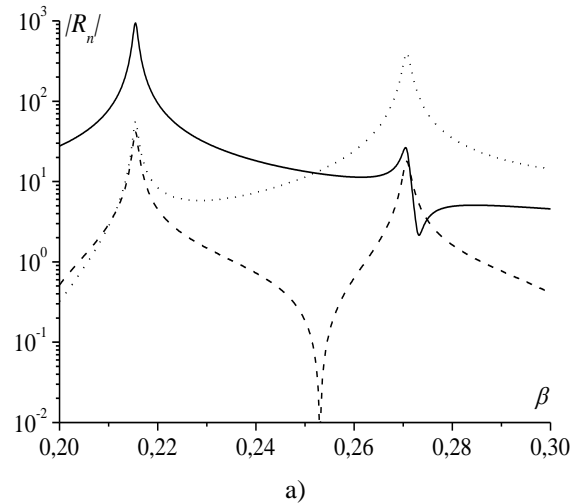
Количественное несовпадение, на наш взгляд, обусловлено отличием спектральной задачи для рассматриваемой структуры (рис. 1) от спектральной задачи для метаматериала, заполняющего полупространство, из решения которой и было получено выражение для фазовой скорости «поляритона». Толщина метаматериала не влияет на эту скорость, а вот наличие ламелей решетки приводит к количественному несовпадению линий соотношения (5) с результатами строгого расчета. Ради уменьшения такого несовпадения, путем сужения ширины ламелей, относительная ширина канавок была выбрана близкой к 1 ($\theta = 0,95$).

Кроме рассмотренных линий условия синхронизма на рис. 2 штрихпунктирными линиями указаны границы областей возможного излучения соответствующих пространственных гармоник дифракционного спектра решетки. Данные области задаются неравенством $\kappa > |n + \kappa/\beta|$ ($n = -1, -2, \dots$). Так, на рис. 2 выше линии $n_b = -1$ находится область излучения гармоники с номером $n = -1$, для гармоники с $n = -2$ область излучения расположена ниже линии $n_b = -2$. В области значений параметров κ , β , ограниченной этими линиями, излучение невозможно, что хорошо иллюстрирует рис. 3 – при $0,32 < \beta < 0,325$ уровень мощности излучения $S_{sum} = 0$.

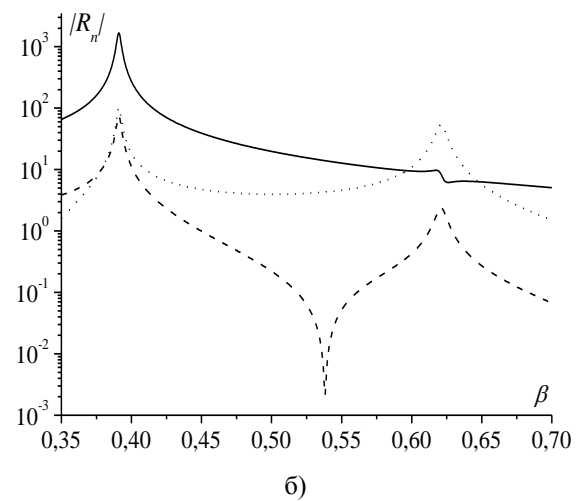
Интересно отметить, что кроме указанной области отсутствия излучения возможна ситуация,

когда при некоторых значениях частоты и скорости электронного пучка, соответствующих зоне излучения, мощность излучения обращается в нуль. Этот случай иллюстрирует рис. 3 при скоростях пучка $\beta = 0,253$ и $\beta = 0,538$. На наш взгляд, этот резонансный эффект связан с тем, что при данных параметрах задачи происходит возбуждение поверхностной волны решетки с метаматериалом движущимся над ней электронным потоком. Впервые подобный эффект существования поверхностной волны у дифракционных решеток в запрещенной зоне был обнаружен в работе [16].

Результаты исследования влияния некоторых основных поверхностных гармоник на эффект резонансного дифракционного излучения представлены на рис. 4 для случаев такого излучения на гармонике с $n = -2$ (рис. 4, а) и $n = -1$ (рис. 4, б). Диапазон параметров задачи здесь такой же, как и на рис. 3, только для наглядности он разделен на две части.



а)



б)

Рис. 4. Зависимость модуля амплитуд пространственных гармоник от скорости пучка при $\kappa_p = 0,7$; $\nu = 10^{-4}$; $\kappa = 0,48$: а) – $n = -1$ (—); $n = -2$ (---); $n = -3$ (····); б) – $n = 0$ (—); $n = -1$ (---); $n = -2$ (····)

Обращает на себя внимание то, что наибольшее значение амплитуд в точках резонансного излучения достигается именно у тех гармоник, фазовые скорости которых совпадают с фазовой скоростью поверхностной волны метаматериала. Так, на рис. 4, а в точке $\beta = 0,216$ – это амплитуда гармоники с номером $n = -1$, в точке $\beta = 0,271$ – с номером $n = -3$. На рис. 4, б в точке $\beta = 0,391$ – это амплитуда гармоники с номером $n = 0$, в точке $\beta = 0,621$ – с номером $n = -2$, что полностью согласуется с условием синхронизма (5), представленным на рис. 2.

Отметим также, что амплитуды только распространяющихся гармоник обращаются в нуль при проявлении эффекта отсутствия излучения в ранее указанных точках $\beta = 0,253$ и $\beta = 0,538$. Соответственно, для рис. 4, а – это гармоника с $n = -2$, для рис. 4, б – гармоника с $n = -1$.

На рис. 5 представлено распределение на периоде решетки модуля E_y -компоненты

электрического поля, нормированной на $E_0 = 2\pi\rho_0\sqrt{1-\beta^2} \exp\left\{-\frac{2\pi\kappa}{l\beta}\sqrt{1-\beta^2}\right\}$ – модуль

E_y -компоненты электрического поля неоднородной волны (3) на границе метаматериала, при параметрах задачи, соответствующих излучению на гармонике с номером $n = -1$, в точке сильного резонансного излучения. В первую очередь обращает на себя внимание тот факт, что при наличии в дифракционной структуре метаматериала электромагнитное поле сосредотачивается вблизи его границы, практически не проникая внутрь щелей решетки. Как показывают результаты расчетов, E_y -компонента напряженности электрического поля уменьшается в e раз на расстоянии $z/l \sim 0,15$ от границы метаматериала. Такое распределение существенно отличается от распределения поля в классическом случае дифракционного излучения, при котором в канавках решетки всегда распространяются одна или несколько волноводных волн.

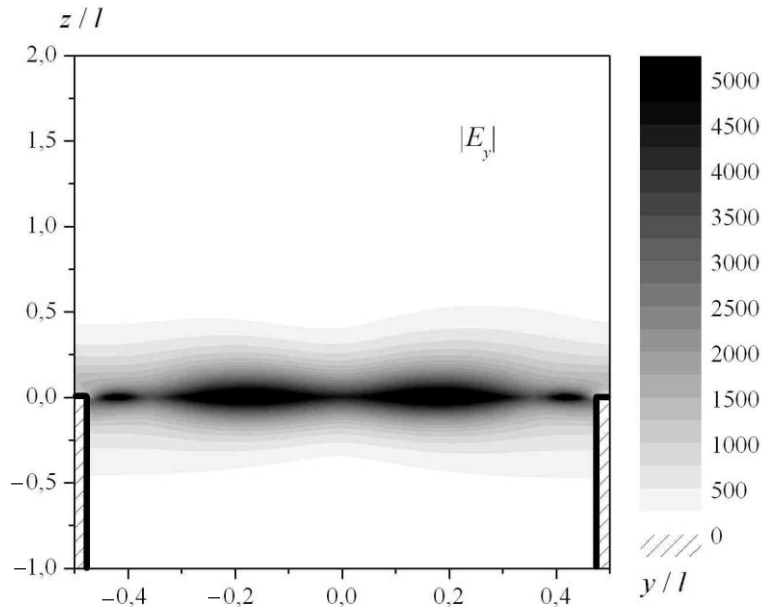


Рис. 5. Распределение модуля E_y -компоненты электрического поля в точке резонансного излучения при $\kappa_p = 0,7$; $\nu = 10^{-4}$; $\kappa = 0,4765$; $\beta = 0,43$; $\varphi_1 = 79^\circ$

Структура распределения поля в точках отсутствия излучения аналогична распределению, приведенному на рис. 5: количество пучностей и нулей на периоде решетки совпадает. Существенно отличаются лишь значения полей в дальней и ближней зоне. Так, в случае резонансного излучения уже в области $z/l > 2$ устанавливается значение $|E_y| = 66,5$, а при отсутствии излучения в этой же области $|E_y| = 0,025$. При этом максимальные значения модуля E_y -компоненты электромагнитного поля вблизи решетки в точке

резонансного излучения превышают значение в 5000 единиц (рис. 5), тогда как в точке отсутствия излучения – порядка 100 единиц. Интересным с точки зрения применения эффекта резонансного излучения является исследование режима излучения n -й гармоники, вертикального по отношению к поверхности решетки, т. е. случая, когда $\kappa = -n\beta$ ($n = -1, -2, \dots$). На рис. 6 представлены линии равного уровня нормированного потока энергии S_{sum} в координатах относительной κ и плазменной κ_p частот для такого излучения -1 -й

гармоники. Штриховыми черными линиями разграничены области значений реальной части диэлектрической проницаемости метаматериала. Так, ниже линии $\text{Re}(\varepsilon) = 0$ расположена область положительных значений $\text{Re}(\varepsilon) > 0$, выше линии $\text{Re}(\varepsilon) = -1$, область с $\text{Re}(\varepsilon) < -1$. Штриховая белая линия отображает условие синхронизма $\kappa_p = \kappa\sqrt{(2-\kappa^2)/(1-\kappa^2)}$ при вертикальном излучении -1 -й гармоники, полученное из (5).

Как видно на рис. 6, эта линия не только качественно, но практически и количественно совпадает с точками максимального резонансного излучения, в которых величина потока S_{sum} превышает значения в 400 единиц.

До сих пор мы рассматривали данную задачу при значении параметра пассивных потерь $\nu = 10^{-4}$. Результаты расчета, представленные на рис. 7, позволяют оценить влияние этих потерь на проявление эффекта резонансного излучения.

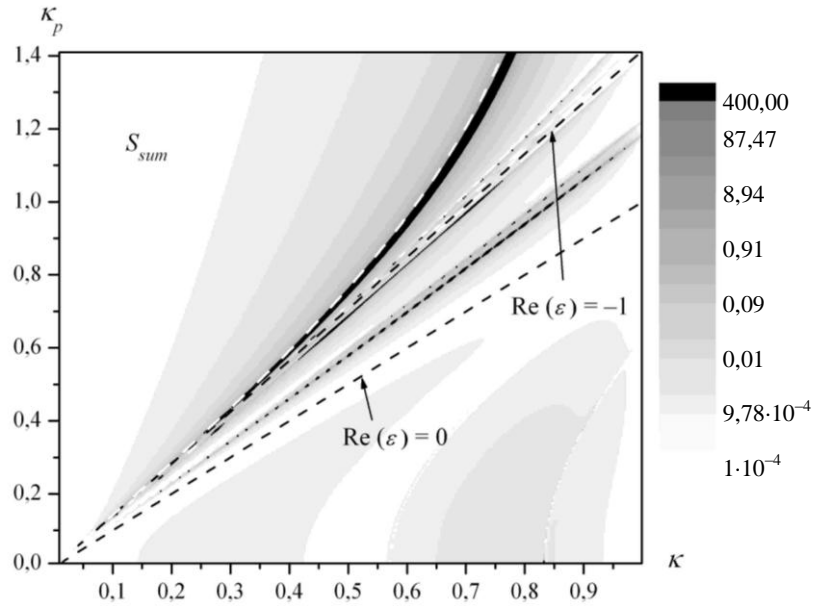


Рис. 6. Поток энергии S_{sum} в режиме нормального излучения -1 гармоники ($\beta = \kappa$) при $\nu = 10^{-4}$

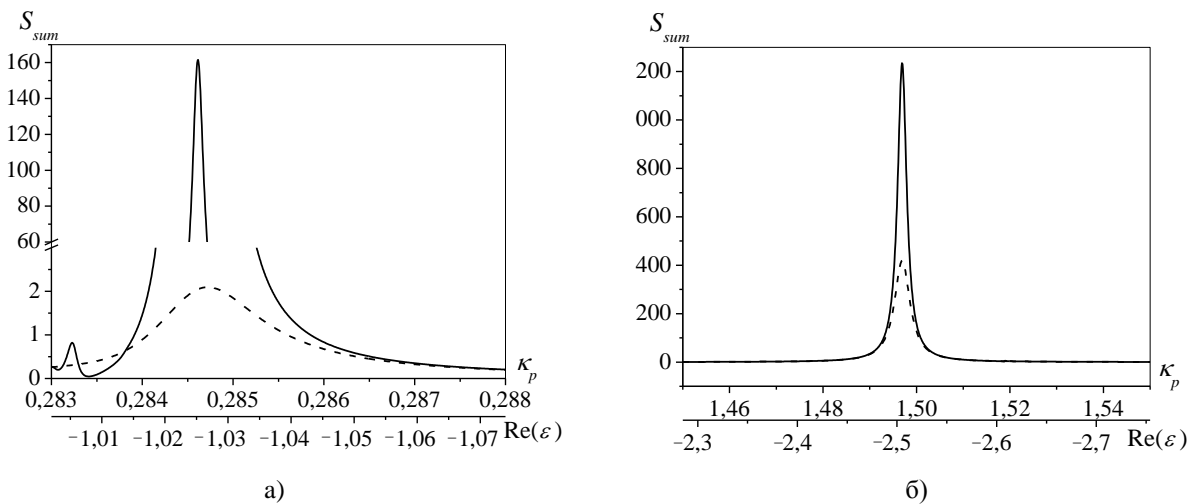


Рис. 7. Зависимость потока энергии S_{sum} от плазменной частоты при: а) – нерелятивистском ($\beta = \kappa = 0,2$) и б) – релятивистском ($\beta = \kappa = 0,8$) пучках: а) – $\nu = 10^{-4}$ (—); $\nu = 10^{-3}$ (---); б) – $\nu = 10^{-4}$ (—); $\nu = 10^{-3}$ (---)

Обратим внимание на то, что подавление резонансного излучения потерями в метаматериале для пучков с малой скоростью более существенно, чем для высокоскоростных пучков. Так,

при увеличении потерь на порядок в первом случае максимальное значение S_{sum} уменьшилось также на порядок, во втором случае – S_{sum} уменьшилось лишь в три раза.

Выводы. Таким образом, в данной работе в приближении заданного тока теоретически исследовано дифракционное излучение модулированного электронного потока, распространяющегося над отражательной дифракционной решеткой с метаматериалом, эффективная диэлектрическая проницаемость которого принимает отрицательные значения в некотором диапазоне частот. Обнаружен эффект резонансного дифракционного излучения и определены условия его проявления. Получены приближенные соотношения, связывающие частоту модуляции и скорость электронного пучка с характеристической частотой метаматериала, при выполнении которых реализуется резонансное значение энергии излучения. Исследовано влияние потерь в метаматериале на уровень резонансного дифракционного излучения.

1. *Extremely low frequency plasmons in metallic meso structures* / J. B. Pendry, A. J. Holden, W. J. Stewart, I. Youngs // Phys. Rev. Lett. – 1996. – 76, N 25. – P. 4773–4776.
2. *Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena* / J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, W. J. Stewart // IEEE Tran. on Microwave Theory and Techniques. – 1999. – 47, N 11. – P. 2075–2084.
3. *Pendry J. B. Negative refraction* / J. B. Pendry // Contemporary Physics. – 2004. – 45, N 3. – P. 191–203.
4. *Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity* / D. R. Smith, W. J. Padilla, D. C. Vier et al. // Phys. Rev. Lett. – 2000. – 84, N 18. – P. 4184–4187.
5. *Shelby R. A. Experimental verification of a negative index of refraction* / R. A. Shelby, D. R. Smith, S. Schultz // Science. – 2001. – 292, N 5514. – P. 77–79.
6. *Absorbing properties of a negative permittivity layer placed on a reflecting grating* / O. P. Kusaykin, P. N. Melezhik, A. Ye. Poyedynchuk, O. S. Troschylo // Progress in Electromagnetics Research. – 2006. – PIER 64. – P. 135–148.
7. *Surface resonances of metal stripe grating on the plane boundary of metamaterial* / A. Brovenko, P. N. Melezhik, A. Y. Poyedinchuk et al. // Progress in Electromagnetics Research. – 2006. – PIER 63. – P. 209–222.
8. *Resonant scattering of electromagnetic wave by stripe grating backed with a layer of metamaterial* / A. Brovenko, P. N. Melezhik, A. Y. Poyedinchuk et al. // Progress in Electromagnetics Research B. – 2009. – 15. – P. 423–441.
9. *Кусайкин А. П. Эффект резонансного излучения электромагнитных волн дифракционной решеткой с метаматериалом* / А. П. Кусайкин, П. Н. Мележик, А. Е. Поединчук // Письма в журн. техн. физики. – 2009. – 35, вып. 1. – С. 26–34.
10. *Averkov Yu. O. Cherenkov radiation by an electron bunch that moves in a vacuum above a left-handed materials* / Yu. O. Averkov, V. M. Yakovenko // Physical review. – 2005. – 72. – P. 205110.
11. *Аверков Ю. О. Возбуждение поверхностных и объемных электромагнитных волн электронным сгустком в левых средах* / Ю. О. Аверков, В. М. Яковенко // Изв. вузов. Радиофизика. – 2007. – 1, № 5. – С. 406–416.

12. *Шестопалов В. П. Дифракционная электроника* / В. П. Шестопалов. – Х.: Изд-во Харьк. гос. ун-та, 1976. – 232 с.
13. *Болотовский Б. М. Дифракция и дифракционное излучение* / Б. М. Болотовский, Е. А. Галстян // Успехи физ. наук. – 2000. – 170, № 8. – С. 809–830.
14. *Дифракция волн на решетках* / В. П. Шестопалов, Л. Н. Литвиненко, С. А. Масалов, В. Г. Сологуб. – Х.: Изд-во Харьк. гос. ун-та, 1973. – 288 с.
15. *Kusaykin O. P. Absorption of Waves by a Grating Filled with a Metamaterial with a Negative Dielectric Constant* / O. P. Kusaykin, P. N. Melezhik, A. Ye. Poyedynchuk // Telecommunications and Radio Engineering. – 2007. – 66, N 3. – P. 187–200.
16. *Шестопалов В. П. Динамическая теория решеток* / В. П. Шестопалов, Ю. К. Сиренко. – К.: Наук. думка, 1989. – 210 с.
17. *Terahertz plasmonic high pass filter* / D. Wu, N. Fang, C. Sun, X. Zhang // Applied Physics Lett. – 2003. – 83, N 1. – P. 201–203.

DIFFRACTION RESONANCE EMISSION OF ELECTROMAGNETIC WAVES BY ELECTRON BEAM CLOSE TO REFLECTION GRATING WITH METAMATERIAL

O. P. Kusaykin, P. M. Melezchuk,
A. Yu. Poyedynchuk

By the decomposition method diffraction problem of the plane inhomogeneous *H*-polarized wave, generated by the modulated electronic beam, on a periodic reflecting grating, is solved. The grooves of this grating are filled with metamaterial with negative dielectric permeability and frequency dispersion. The resonance radiation effect of electromagnetic waves by such structure is found and the conditions of its occurrences are definite.

Key words: negative permittivity, electron beam, diffraction grating, metamaterial, frequency dispersion, resonance radiation.

РЕЗОНАНСНЕ ДИФРАКЦІЙНЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ ЕЛЕКТРОННИМ ПУЧКОМ ПОБЛИЗУ ВІДБИВНОЇ ГРАТКИ З МЕТАМАТЕРІАЛОМ

О. П. Кусайкін, П. М. Мележик,
А. Ю. Поединчук

Методом зшивання вирішена задача дифракції плоскої неоднорідної *H*-поляризованої хвилі, породженої модульованим електронним потоком, на періодичній відбивній ґратці, канавки якої заповнені метаматеріалом, що має негативну діелектричну проникність із частотною дисперсією. Виявлено ефект резонансного випромінювання електромагнітних хвиль такою структурою, визначено умови його проявлення.

Ключові слова: негативна діелектрична проникність, електронний пучок, дифракційна ґратка, метаматеріал, частотна дисперсія, резонансне випромінювання.

Рукопись поступила 12 августа 2009 г.