ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЕЩЕСТВО. ЛАЗЕРНАЯ ПЛАЗМА

Генерация рентгеновского излучения быстрыми электронами, распространяющимися в нанонитях, облучаемых коротким лазерным импульсом с релятивистской интенсивностью

А.А.Андреев, К.Ю.Платонов

Проведено численное моделирование взаимодействия лазерного импульса с релятивистской интенсивностью с мишенью, состоящей из нанометровых нитей. Показано, что быстрые электроны совершают вынужденные бетатронные колебания в электростатическом поле нити и в лазерном поле. Определен диаметр нити, при котором происходит резонансное увеличение амплитуды бетатронных колебаний электрона. Вычислена мощность когерентного рентгеновского бетатронного излучения электронного сгустка вне области резонанса и в резонансном случае. Показано, что в случае резонанса коэффициент конверсии лазерного излучения в рентгеновское бетатронное излучение достигает единиц процентов и мишень из нанометровых нитей может рассматриваться как эффективный лазерный источник когерентного рентгеновского и гамма-излучения.

Ключевые слова: *лазерное ускорение электронов, бетатронное излучение, нанонити, лазерный источник когерентного рентгеновского излучения.*

1. Введение

В настоящее время интенсивно исследуется генерация релятивистских электронных пучков (РЭП) и жестких рентгеновских квантов при взаимодействии лазерного излучения с различными мишенями [1]. Целью исследований является увеличение интенсивности, степеней монохроматичности и направленности электронного и радиационного потоков, а также достижение контролируемости их параметров. Прохождение значительных электронных токов в лазерных мишенях невозможно без генерации «холодного» противотока, компенсирующего собственное магнитное поле пучка. В сплошных мишенях наличие противотока приводит к неустойчивости и филаментации релятивистского тока и переходу его в турбулентный режим [2]. В структурированных мишенях, состоящих, например, из нанометровых параллельных нитей, такой процесс затруднен, поскольку параметры филаментов определены диаметром нитей. Следовательно, можно ожидать подавления неустойчивости, значительного увеличения длины пробега РЭП и эффективной генерации направленного квазимонохроматического жесткого излучения.

Современные технологии позволяют создавать мишени в виде пучка нитей нанометрового диаметра [3], а вследствие высокого контраста лазерное излучение предымпульса может не разрушать эти нити. В процессе распространения вдоль нити релятивистские электроны совершают поперечные (бетатронные) колебания относительно оси нити, генерируя жесткое излучение. Аналогичное излучение генерируется при колебаниях электронов в ионном канале прозрачной плазмы [4]. В частности, при небольших амплитудах колебаний электрона относительно оси канала характерная частота излучения $\omega_{\rm ch} = \omega_{\rm p}\gamma^{3/2}\sqrt{2}$, где γ – лоренц-фактор релятивистского пучка электронов, а $\omega_{\rm p}$ – плазменная частота электронов фоновой плазмы в канале. Угол отклонения электрона от оси канала при его движении по траектории в этом случае меньше характерного угла раствора излучения $\theta \approx 1/\gamma$ (условие малости амплитуды колебаний). Если амплитуда $r_{\max}$ бетатронных колебаний становится значительной, т.е. параметр $K = 1.33\times10^{-10}\sqrt{\gamma n_{\rm ch}}\, r_{\max} > 1$ ($n_{\rm ch}$ – концентрация быстрых электронов в канале в см$^{-3}$, $r_{\max}$ взято в мкм), начинают излучаться высокочастотные гармоники. Характерный угол раствора излучения возрастает до $\theta \approx K/\gamma$, спектр излучения становится квазинепрерывным и похожим на спектр синхротронного излучения. Характерной энергией (определяющей максимум спектра) становится энергия $\hbar\omega_{\rm c} \approx 5\times10^{-24}\gamma^2 n_{\rm ch} r_{\max}$ ($n_{\rm ch}$ взято в см$^{-3}$, $r_{\max}$ – в мкм, а $\hbar\omega_{\rm c}$ – в кэВ). На частотах $\omega < \omega_0$ амплитуда спектра растет пропорционально $\omega^{2/3}$, достигает максимума при $\omega \approx 0.3\omega_{\rm c}$ и затем экспоненциально спадает. Синхротронный спектр излучения электронов в плазменном канале экспериментально наблюдался в работе [5]. Когерентный характер бетатронного излучения электрона в канале подтверждается тем, что мощность излучения электрона пропорциональна квадрату плотности фоновой плазмы канала. Этот факт также подтвержден экспериментально в [5].

Механизм генерации бетатронного излучения электронов, движущихся вдоль нитей лазерной мишени, аналогичен таковому в плазменном канале. И в том и в другом случае излучение порождают поперечные колебания релятивистского электрона в электростатическом поле, имеющем вид потенциальной ямы. Бетатронное излучение нитей, однако, имеет ряд преимуществ по сравнению с бетатронным излучением канала. Первым из них является большее число излучающих электронов. Характер-

А.А.Андреев. АО «ГОИ им. С.И.Вавилова», Россия, 199034 С.-Петербург, ул. Биржевая, 12; Университет ИТМО, Россия, 197101 С.-Петербург, Кронверкский просп., 49; Санкт-Петербургский государственный университет, Россия, 199034 С.-Петербург, Университетская наб., 7–9
К.Ю.Платонов. АО «ГОИ им. С.И.Вавилова», Россия, 199034 С.-Петербург, ул. Биржевая, 12; Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Россия, 195251 С.-Петербург, ул. Политехническая, 29; e-mail: konstantin_platonov@yahoo.com

Поступила в редакцию 28 октября 2015 г.

ные значения концентрации быстрых электронов в канале n_{ch} достигают $\sim 10^{19}$ см$^{-3}$. Из нити радиусом R электроны полностью извлекаются лазерным полем величиной $E_L > 2eZn_iR$, где e – заряд электрона, а Z – средняя кратность ионизации ионов плазмы с концентрацией n_i. Соответствующая этому полю безразмерная амплитуда $a_L = eE_L/(m_e\omega_L c) \geqslant n_eR/(n_{cr}\lambda_L)$, где m_e – масса электрона, ω_L и λ_L – центральная частота и соответствующая ей длина волны лазерного излучения, n_e – концентрация электронов, n_{cr} – критическая концентрация электронов. Например, полем $a_L = 5$ (интенсивность 3.5×10^{19} Вт/см^2) можно полностью извлечь электроны из углеродной нити диаметром $\sim$10 нм. Нить большего радиуса сохранит часть электронов и приобретет под действием лазерного поля заряд на единицу длины $\rho \approx E_LR/2$. Извлеченные из нити электроны при этом не смогут отойти далеко от нее (это вызовет увеличение ρ и притяжение электронов обратно). Характерное расстояние между электроном и нитью (дебаевский радиус r_D) составляет $\sim$1 мкм. В этом случае концентрация «горячих» электронов вокруг нити $n_{ch} = Zn_i(R/r_D)^2$. Для углеродной нити диаметром 60 нм она равна 3.2×10^{20} см$^{-3}$, что больше концентрации электронов в плазменном канале. При расстояниях между нитями мишени $b \approx 2r_D$ поперечное сечение лазерного пучка окажется заполненным быстрыми электронами с концентрацией, превышающей концентрацию электронов канала.

Вторым преимуществом нитей является их более сильное электростатическое поле. Поле на траектории электрона в канале составляет около $2en_{ch}r_{max}$. Характерное поле углеродной нити на орбите электрона $2\rho/r_D \approx E_LR/r_D \approx 2eZn_iR^2/r_D$, и для $r_{max} \approx 2$ мкм оно оказывается примерно в 16 раз больше поля канала. Более сильное поле увеличивает поперечное ускорение электронов и интенсивность бетатронного излучения. При движении электрона в поле двух сил (электромагнитной волны и поля нити) возможен резонанс, при котором энергия электронных колебаний и интенсивность бетатронного излучения возрастают. Отметим, что оба варианта мишеней предназначены для генерации когерентного жесткого излучения в заданном и достаточно узком интервале энергий квантов. Для эффективной генерации жесткого излучения во всем возможном диапазоне энергий квантов более целесообразно направить поток электронов из нитяной мишени в сплошную твердотельную область (например, поместив нити мишени на подложку) и получить тормозное излучение Бете–Гайтлера электронов в сплошной среде со слабо зависящей от энергии кванта спектральной интенсивностью вплоть до энергий, сравнимых с энергией излучающего электрона. Перейдем к исследованию бетатронного излучения мишеней из нанонитей.

2. Численное моделирование

Для исследования взаимодействия лазерного излучения с мишенями из нанонитей использовалось двумерное моделирование движения частиц плазмы методом «частиц в ячейке». С помощью модифицированного кода [6] проводилось моделирование взаимодействия лазерного излучения с мишенями, состоящими из параллельных нитей. Лазерное излучение с длиной волны $\lambda_L = 0.8$ мкм падало на концы нитей вдоль их поверхностей. Диаметр лазерного пучка $d_L = 4$ мкм, длительность гауссова импульса $t_L = 45$ фс, максимальная интенсивность излучения $I_L = 3\times10^{19}$ Вт/см^2. Расчеты проводились в боксе размером 100×100 мкм с 25×10^6 ячеек, максимальное число квазичастиц в ячейке составляло 30. Мишени состояли из углеродных нитей радиусом $r_w > 30$ нм с расстоянием между нитями $b > 100$ нм. Перебор диаметров $d_w = 2r_w$ и расстояний b показал [7], что среди мишеней из параллельных нитей оптимальными (по числу и энергии ускоренных электронов) являются мишени с диаметром нити порядка толщины скин-слоя l_s для лазерного поля с релятивистской интенсивностью ($\sim$40 нм для углеводородной нити $C^{6+}H^{1+}$ с начальной концентрацией 4×10^{22} см$^{-3}$) и расстоянием между нитями порядка дебаевского радиуса горячих электронов ($r_D \approx 1$ мкм). Такие оптимальные мишени полностью поглощают лазерное излучение на расстоянии в несколько микрометров от начала нитей и конвертируют его в направленное движение электронного потока вдоль нитей. Длина поглощения зависит от расстояния между нитями и может быть увеличена до сотен микрометров при расстояниях, превышающих $2\lambda_L$. На рис.1 по-

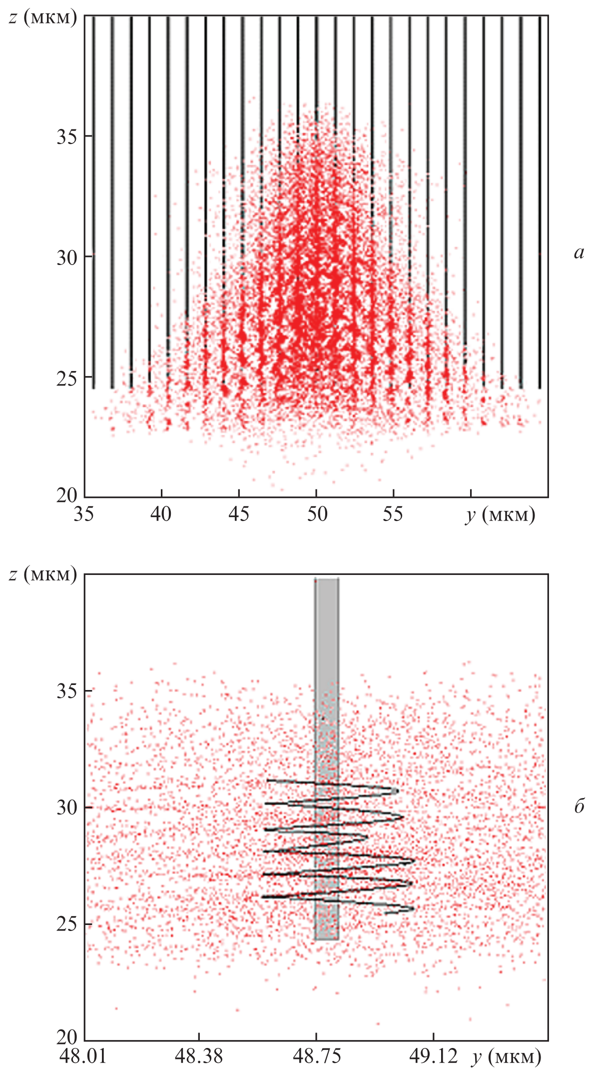

Рис.1. Пространственное распределение горячих электронов ($p_z > 1$) в углеродных нитях диаметром 60 нм (точки) в нормальном (*а*) и увеличенном (*б*) масштабах. Вертикальными линиями на рис.1,*а* и серой полосой на рис.1,*б* показан ионный остов нити. Черная линия на рис.1,*б* – траектория электрона, полученная из уравнений (1). Расстояние между нитями $b = 1200$ нм, диаметр лазерного пучка $d_L = 4$ мкм, длительность $t_L = 45$ фс, интенсивность $I_L = 3\times10^{19}$ Вт/см^2. Цветной вариант рис.1 помещен на сайте нашего журнала http://www.quantum-electron.ru.

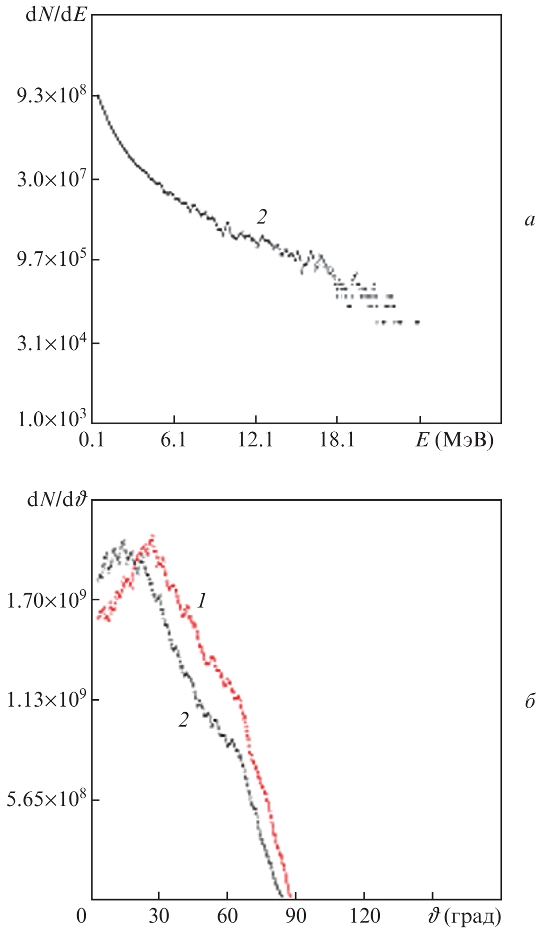

Рис.2. Функция распределения dN/dE электронов в нитях при t = 128 фс (*а*) и угловое распределение быстрых электронов при t = 85 (*1*) и 128 фс (*2*) (*б*). Параметры импульса и мишени указаны в подписи к рис.1.

казано пространственное распределение быстрых (продольный импульс $p_z > 1$) электронов, движущихся в мишени с радиусом нити 30 нм и расстоянием между нитями 1200 нм, а на рис.2 приведены угловое и энергетическое распределения этих электронов.

Физической причиной, позволяющей быстрым электронам распространяться вдоль нитей, является возникновение в нитях противотока холодных электронов: быстрые электроны, покидая нить, приводят к ее положительному заряду, и этот заряд притягивает холодные электроны из удаленных участков нити. Поэтому при распространении на расстояние в десятки микрометров сохраняется число быстрых электронов. Плотность обратного тока в нити превышает плотность тока быстрых электронов в ней (при этом полные токи примерно одинаковы с учетом движения быстрых электронов в вакуумном промежутке между нитями). В результате вокруг нити создается магнитное поле с противоположной, чем у поля тока самих быстрых электронов, полярностью. Магнитное поле с такой полярностью устраняет эффект запирания тока быстрых электронов, имеющий место в сплошной мишени. Вследствие этого сгусток быстрых электронов способен распространяться вдоль нити на значительные расстояния. Основной вклад в потери электрона при распространении вдоль нити и в формирование его длины пробега вносит коллективная ионизация сгустком материала мишени, появляющаяся из-за наведенного обратного тока. Как показано в [7], пробег сгустка электронов вдоль параллельных нитей мишени достигает ~1.5 мм, при этом отдельные быстрые электроны распространяются уже в «нейтральном» материале нити на сантиметровые расстояния [8].

Анализ углового распределения быстрых электронов на рис.2,*б* показывает, что его максимум приходится на углы ~10°, следовательно, при распространении электронов вдоль нити практически со световой скоростью происходят и их поперечные колебания (трехмерное движение по спирали) в электростатическом поле нити и вокруг нити образуется дебаевская «шуба» движущегося сгустка. Из рис.2,*б* также видно, что характерный угол, под которым распространяется электрон (ϑ = 10°–15°), устанавливается после окончания лазерного импульса (кривая *2*). Во время действия импульса угол распространения $\vartheta \approx 30°$ (кривая *1*). Таким образом, вид поперечных колебаний электрона вблизи нити после окончания действия лазерного поля изменяется. На рис.1,*а* представлена электронная «шуба» (точки), окружающая каждую нить. Отдельно в увеличенном масштабе на рис.1,*б* показана нить с осциллирующими вокруг нее электронами.

Бетатронные колебания электронов в окрестности нити на рис.1 порождают жесткое излучение, интенсивность которого определяется в разд.3. Из рис.2,*а* видно, что характерный лоренц-фактор электрона $\langle\gamma\rangle \approx 20$ (энергия ~10 МэВ), а на рис.2,*б* угол отклонения электрона в максимуме распределения $\vartheta \approx 15°$, или 0.25 рад. Соответственно характерный угол раствора излучения релятивистского электрона $\theta \approx 1/\langle\gamma\rangle$ меньше характерного угла отклонения его траектории (при этом $K > 1$), и бетатронное излучение по своим параметрам близко к синхротронному излучению при соответствующем радиусе кривизны траектории электрона.

3. Аналитическая модель генерации бетатронных колебаний

3.1. Возбуждение поперечных электронных колебаний в нити внешним лазерным полем

Амплитуда колебаний электронов и плотность заряда нити устанавливаются во время действия лазерного поля за счет экстракции электронов в вакуумные промежутки между нитями. Рассмотрим вначале движение электронов на отрезке нити, где падающий лазерный импульс искажен слабо (нижний прямоугольник на рис.3,*а*). Для проведенного PIC-моделирования это первые 5 мкм (длина отрезка зависит от расстояния между нитями и может быть увеличена). Далее вдоль мишени (верхний прямоугольник на рис.3,*а* и прямоугольник на рис.3,*б*) происходит перерассеяние и поглощение исходного поля. Поле в этой области еще больше, но описывается уже самосогласованным решением уравнений Максвелла с электронным током. Данная область рассматривается в следующих разделах. В области, лежащей еще выше, движение электронов происходит только в электростатическом поле нитей, лазерное излучение отсутствует. Заряд нитей при этом устанавливается самосогласованным образом и зависит от числа быстрых электронов, а следовательно, от интенсивности и длительности лазерного импульса. В описываемой ниже модели движения электрона в поле нити ее заряд является свободным параметром и оценивается исходя из условия совпадения результатов модельных и численных расчетов. Такой подход позволяет рассмотреть

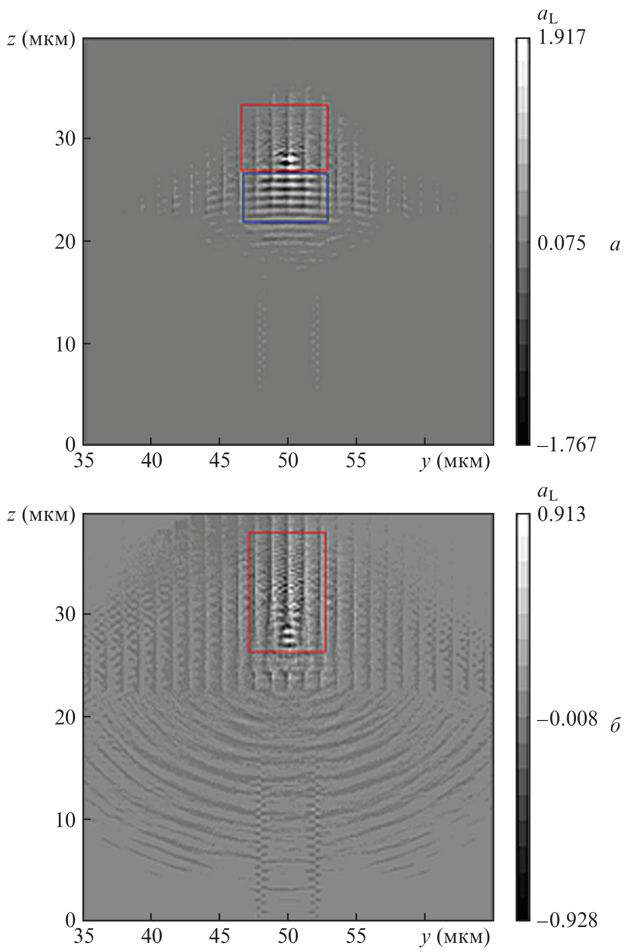

Рис.3. Лазерное поле внутри мишени из нитей при $t = 64$ (*а*) и 85 фс (*б*). Параметры импульса и мишени указаны в подписи к рис.1. Цветной вариант рис.3 помещен на сайте нашего журнала http://www.quantum-electron.ru.

движение электронов в одночастичном приближении и по найденному закону движения электрона вычислить интенсивность бетатронного излучения.

Уравнения движения электрона в вакуумном лазерном поле и электростатическом потенциале заряженных нитей (нижний прямоугольник на рис.3,*а*) в цилиндрической системе координат имеют следующий вид:

$$\frac{\mathrm{d}p_r}{\mathrm{d}\xi} = -\frac{\gamma}{\gamma - p_z}\frac{\partial \tilde{U}(\tilde{r})}{\partial \tilde{r}},$$

$$\frac{\mathrm{d}\tilde{M}_z}{\mathrm{d}\xi} = \frac{\gamma a(\xi)}{\gamma - p_z}$$

$$\times\frac{[p_r + a(\xi)\cos\varphi]\sin\varphi + [\tilde{M}_z/\tilde{r} - a(\xi)\sin\varphi]\cos\varphi}{1 + \tilde{U}(0) - \tilde{U}(\tilde{r})},$$

$$p_z = \{1 + [p_r + a(\xi)\cos\varphi]^2 + [\tilde{M}_z/\tilde{r} - a(\xi)\sin\varphi]^2$$

$$- [1 + \tilde{U}(0) - \tilde{U}(\tilde{r})]^2\}\{2[1 + \tilde{U}(0) - \tilde{U}(\tilde{r})]\}^{-1},$$

$$\frac{\mathrm{d}\varphi}{\mathrm{d}\xi} = \frac{\tilde{M}_z/\tilde{r} - a(\xi)\sin\varphi}{\tilde{r}(\gamma - p_z)}, \qquad (1)$$

$$\frac{\mathrm{d}\tilde{r}}{\mathrm{d}\xi} = \frac{p_r + a(\xi)\cos\varphi}{\gamma - p_z},$$

$$\frac{\mathrm{d}\tilde{z}}{\mathrm{d}\xi} = \frac{p_z}{\gamma - p_z},$$

$$\frac{\mathrm{d}\tau}{\mathrm{d}\xi} = \frac{\gamma}{\gamma - p_z},$$

$$a(\xi) = a_L\sin\xi, \quad \gamma = p_z + 1 + \tilde{U}(0) - \tilde{U}(\tilde{r}).$$

Здесь введены следующие безразмерные величины: координаты $\tilde{r} = \omega_L r/c$, $\tilde{z} = \omega_L z/c$, $\xi = \omega_L(t - z/c)$, $\tau = \omega_L t$; импульсы $p_{r,z}$ (в единицах $m_e c$); момент импульса $\tilde{M}_z$ (в единицах $m_e c^2/\omega_L$) и потенциал $\tilde{U} = U/(m_e c^2)$. Лазерное поле a_L линейно поляризовано вдоль оси x (в плоскости $\varphi = 0$), φ – азимутальный угол. Потенциал $\tilde{U}(r)$ заряженных N нитей (нити расположены в плоскости xz и ориентированы вдоль оси z) определяется формулой

$$\tilde{U}(r) = \sum_{n=-N}^{N}\frac{1}{m_e c^2}\begin{cases} 2e\rho\ln\dfrac{|\boldsymbol{r} - nb\boldsymbol{e}_x|}{r_w} \text{ при } |\boldsymbol{r} - nb\boldsymbol{e}_x| > r_w, \\ e\rho\left(\dfrac{|\boldsymbol{r} - nb\boldsymbol{e}_x|^2}{r_w^2} - 1\right) \text{ при } |\boldsymbol{r} - nb\boldsymbol{e}_x| < r_w. \end{cases} \qquad (2)$$

Поскольку численное PIC-моделирование проводилось в плоском двумерном (2D) приближении, сравнение решений системы (1) с результатами численного счета корректно, если траектория электрона является плоской. Соответственно для сопоставления с результатами PIC-расчета численное решение уравнений (1) проведем в плоскости xz, считая, что во время движения электрона момент импульса электрона $\tilde{M}_z = 0$ и угол $\varphi = 0$. Такой предельный случай корректен при линейной поляризации лазерной волны. Основные силы действуют на электрон в плоскости поляризации электромагнитной волны xz, а движение по оси y связано с начальными условиями и происходит с нерелятивистскими скоростями. Также отметим, что потенциал нитей (2) соответствует реальной трехмерной (3D) геометрии, а в 2D пределе для сопоставления с результатами численного моделирования следовало бы использовать потенциал плоскостей вместо потенциала нитей (линейная функция вместо логарифмической). Численное интегрирование выражения (2) с логарифмическим и линейным потенциалами (с одинаковой глубиной и шириной потенциальной ямы для электрона) показало, что с точностью порядка единицы основные характеристики движения электрона для этих потенциалов совпадают. Поэтому ниже потенциал (2) будет использоваться и при сопоставлении результатов модельных и численных расчетов.

Мощность излучения электрона, движущегося в плоскости xz, вычисляется из решения системы (1):

$$\frac{P_{1e}}{P_0} = \tilde{P}_{1e} = \gamma^4(w_r^2 + w_z^2) + \gamma^6(w_r v_r + w_z v_z)^2,$$

$$P_0 = \frac{2e^2\omega_L^2}{3c}, \qquad (3)$$

где компоненты безразмерных скорости v и ускорения w электрона определяются из (1) как

$$v_r = \frac{\mathrm{d}\tilde{r}}{\mathrm{d}\tau}, \quad v_z = \frac{\mathrm{d}\tilde{z}}{\mathrm{d}\tau},$$

$$w_r = \frac{1 - v_z}{\gamma}\frac{\partial a(\xi)}{\partial \xi} + \frac{\partial \tilde{U}(\tilde{r})}{\gamma\partial \tilde{r}} - \frac{v_r^2}{\gamma}\left[\frac{\partial \tilde{U}(\tilde{r})}{\partial \tilde{r}} + \frac{\partial a(\xi)}{\partial \xi}\right], \qquad (4)$$

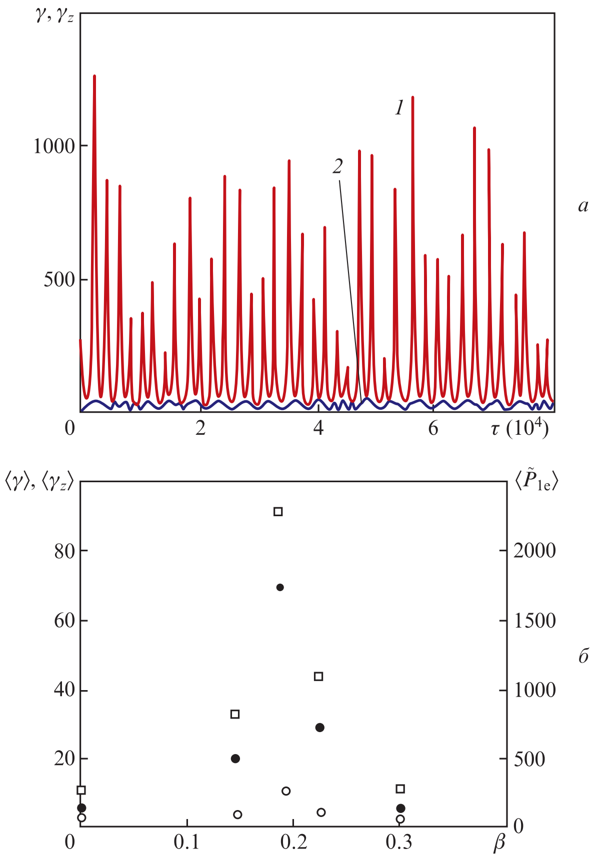

Рис.4. Лоренц-фактор γ (*1*) и продольный лоренц-фактор γ_z (*2*) электрона в нити радиусом 30 нм при $a_{\rm L} = 5$ и $\beta = 0.19$ как функция времени (*а*), а также средние по времени значения $\langle\gamma\rangle$ (□), $\langle\gamma_z\rangle$ (○) и безразмерной мощности излучения $\langle\tilde{P}_{1e}\rangle$ (●) как функции безразмерной плотности заряда нити β (*б*). Значение $\tau = 2\times10^4$ соответствует размерному времени 8.5 пс. Цветной вариант рис.4,*а* помещен на сайте нашего журнала http://www.quantum-electron.ru.

$$w_z = \frac{v_r}{\gamma}\frac{\partial a(\xi)}{\partial \xi}.$$

Отметим, что для рассматриваемых нами тонких нитей основной вклад дает верхнее выражение в (2), а в плазменных каналах, наоборот, существенно нижнее выражение.

Решить систему уравнений (1) можно только численно. Удобно ввести безразмерную плотность заряда нити $\beta = 2e\rho/(m_e c^2)$ и построить зависимости лоренц-фактора γ и лоренц-фактора продольного движения электрона γ_z от времени при различных β (рис.4). Траектория электрона, рассчитанная по уравнениям (1) (черная линия на рис.1,*б*), совпадает с полученной при PIC-расчете (сгущения точек на рис.1,*б*) при параметре $\beta = 0.23$, что соответствует удалению 8% заряда электронов из нити.

Из рис.4,*б* видно, что при фиксированной интенсивности лазерного импульса и изменении плотности заряда нити возможно значительное увеличение энергии колебаний электрона и интенсивности бетатронного излучения (при $\beta = 0.19$). Этот случай, требующий точной настройки параметров нити и лазерного импульса, будет рассмотрен в разд.5 настоящей работы, а в п.3.2 мы определим интенсивность бетатронного излучения вне резонансной области.

3.2. Интенсивность бетатронного излучения электронов при их распространении вдоль нити

Формула (3) позволяет численно найти интенсивность бетатронного излучения отдельного электрона и с помощью численного решения уравнений движения (1). Для получения аналитических результатов необходимо упрощение в первую очередь системы уравнений движения. Результаты PIC-расчета, представленные на рис.3, показывают, что слабо искаженное «вакуумное» лазерное поперечное поле занимает первые ~5 мкм нити, следующие ~5 мкм занимает переходная область, где поперечное поле сильно искажено и меньше по амплитуде. Далее (после первых ~10 мкм) электроны движутся вдоль нити в ее амбиполярном поле без влияния поперечных полей на динамику электрона. Распределения электронов по углам и энергиям к этому времени показаны на рис.2 (кривые *2*). Угловое распределение электронов после окончания воздействия лазерного поля (рис.2,*б*, кривая *2*) имеет максимум при меньших углах, чем в случае, когда электрон двигался в поле волны и в поле нити (рис.2,*б*, кривая *1*). Таким образом, при выходе электронов из области действия лазерного импульса (по его окончании) происходит частичная релаксация поперечных колебаний из-за исчезновения одной из сил. Рассмотрим аналитически генерацию излучения в области, где поперечное поле отсутствует и колебания электронов происходят только в потенциальном поле нити. На рис.1 это соответствует расстояниям от ~10 мкм от начала нити и далее. Функцию распределения f_e электронов по углам и энергиям будем считать известной из численного расчета (см. рис.2).

Для аналитического расчета мощности излучения сгустка электронов с известной функцией распределения (рис.2), движущегося вдоль нити вне области проникновения лазерного поля, используется формула [9]

$$P(t) = \int \frac{2e^2}{3c^2}\frac{w(t,r_0,p_0)^2 - [\boldsymbol{w}(t,r_0,p_0)\boldsymbol{v}(t,r_0,p_0)]^2/c^2}{[1 - v(t,r_0,p_0)^2/c^2]^3} \times f_e(r_0,p_0)\,\mathrm{d}^3r_0\,\mathrm{d}^3p_0. \quad (5)$$

Формула (5) представляет собой мощность излучения (3) отдельного электрона, усредненную по распределению электронов. Для вычислений по формуле (5) нужен закон движения отдельного электрона при заданных начальных условиях $\boldsymbol{r}(t,r_0,p_0)$. Закон движения следует из системы (1), в которой лазерное поле отсутствует, а потенциал нитей (2) остается тем же. Заряд нити вне области действия лазерного поля по-прежнему определяется формулой (2), т.к. число быстрых электронов сохраняется при распространении сгустка на десятки микрометров. В работе [10] показано, что наведенный за счет перераспределения холодных электронов заряд нити равен заряду движущихся над поверхностью нити горячих электронов. В отсутствие лазерного поля система (1) решается аналитически. В поле каждой нити сохраняются импульс p_z, момент импульса $\tilde{M}_z$ и полная энергия отдельного электрона, колеблющегося с безразмерной амплитудой $\tilde{r}_{\max}$ в этом поле:

$$\frac{\sqrt{1 + p_z^2 + \tilde{M}_z^2/\tilde{r}^2}}{\gamma_z\sqrt{1 - \dot{\tilde{r}}/c^2}} + \frac{\beta}{\gamma_z}\ln\frac{\tilde{r}}{\tilde{r}_{\max}} = 1,$$
$$\gamma_z = \sqrt{1 + p_z^2 + \tilde{M}_z^2/\tilde{r}_{\max}^2}. \quad (6)$$

Из (6) получаем закон поперечных колебаний и продольного движения электрона в аналитической форме:

$$\tau = \int \mathrm{d}\tilde{r}\left(1 - \frac{\beta}{\gamma_z}\ln\frac{\tilde{r}}{\tilde{r}_{\max}}\right)$$
$$\times\left[\left(1 - \frac{\beta}{\gamma_z}\ln\frac{\tilde{r}}{\tilde{r}_{\max}}\right)^2 - 1 - \frac{\tilde{M}_z^2(\tilde{r}_{\max}^2/\tilde{r}^2 - 1)}{\tilde{r}_{\max}^2\gamma_z^2}\right]^{-1/2},$$
$$\dot{\tilde{z}} = \sqrt{1 - \dot{\tilde{r}}^2}\,\frac{p_z}{\sqrt{1 + p_z^2 + \tilde{M}_z^2/\tilde{r}^2}}, \tag{7}$$
$$\dot{\varphi} = \frac{\tilde{M}_z}{\tilde{r}^2}\left(\frac{1 - \dot{\tilde{r}}^2}{1 + p_z^2 + \tilde{M}_z^2/\tilde{r}^2}\right)^{1/2}.$$

Период радиальных колебаний T, следующий из (7), описывается выражением

$$\frac{cT(\mu,\varepsilon_\varphi)}{r_{\max}} = 2\int_{x_1(\mu,\varepsilon_\varphi)}^{1}\mathrm{d}x\,\frac{1 - \mu\ln x}{\sqrt{(1 - \mu\ln\tilde{x})^2 - 1 - \varepsilon_\varphi^2(\tilde{x}^{-2} - 1)}},$$
$$\mu = \frac{\beta}{\gamma_z}, \quad \varepsilon_\varphi = \frac{\tilde{M}_z}{\gamma_z r_{\max}}, \tag{8}$$

где $\tilde{x} = \omega_{\mathrm{L}}x/c$, а точка поворота $\tilde{x}_1$ задается уравнением $(1 - \mu\ln\tilde{x}_1)^2 - \varepsilon_\varphi^2(\tilde{x}_1^{-2} - 1) = 1$. Безразмерный параметр μ представляет собой отношение характерной потенциальной энергии к кинетической энергии движения вдоль нити и определяет угол отклонения траектории электрона. Параметр ε_φ связан с азимутальным движением и является безразмерной ($\varepsilon_\varphi = v_\varphi/c$) скоростью азимутального вращения. Как упоминалось выше, в случае линейной поляризации лазерного импульса $v_\varphi \ll c$ и параметр ε_φ мал.

Расчет показывает, что период с достаточной точностью описывается выражением

$$\frac{cT(\mu,\varepsilon_\varphi)}{r_{\max}} \approx 1.5 + \frac{2}{\sqrt{\mu}}. \tag{9}$$

Характерная частота излучения ω^* (определяющая максимум спектральной мощности) релятивистского электрона при радиальных колебаниях со значительной амплитудой (на рис.2,*б* угол отклонения электрона ϑ превышает характерный угол раствора излучения θ) совпадает с характерной частотой синхротронного излучения [9], в выражение для которой вместо периода вращения электрона в магнитном поле подставлен период (9) колебаний электронов в нити:

$$\omega^* = \gamma_z^3 2\pi/T \approx \gamma_z^3 4\pi c/(7r_{\max}). \tag{10}$$

В (9) параметр $\mu \approx 1$, поскольку угол отклонения электрона на рис.2,*б* достаточно большой. Ниже в формуле (19) приведен явный вид зависимости спектральной мощности от частоты. Мощность излучения отдельного электрона (подынтегральное выражение в (5)) получается при подстановке ускорения электрона (4) в (5). В результате мощность излучения отдельного электрона выражается через его поперечную координату:

$$P_{1\mathrm{e}}(r) = \frac{8e^4\rho^2\gamma_z^2}{3m_{\mathrm{e}}^2c^3}\,\frac{[1 + \varepsilon_\varphi^2(r_{\max}^2/r^2 - 1)]}{r^2}. \tag{11}$$

Зависимость мощности от времени получится подстановкой в (11) закона радиального движения $r(t)$, определяемого первым выражением в (7). Появление r^{-2} в (11) легко объяснимо: поскольку поле нити $\propto 1/r$, то ускорение тоже $\propto 1/r$, а мощность пропорциональна квадрату ускорения, т.е. $1/r^2$. При $r = 0$ поле нити, ускорение и мощность формально обращаются в бесконечность. Поэтому в отсутствие углового момента ε_φ нужно ограничить r (и нижний предел интегрирования в (7)) радиусом нити r_{w}. При наличии углового момента падение электрона в точку $r = 0$ невозможно и (11) всегда дает конечное значение мощности.

Выражение для среднего значения мощности излучения отдельного электрона по периоду колебаний получается усреднением (11) по времени и после замены переменной интегрирования принимает вид

$$\langle P_{1\mathrm{e}}\rangle = \frac{1}{T}\int_0^T P_{1\mathrm{e}}(t)\,\mathrm{d}t = \frac{2}{T}\int_{r_{\min}}^{r_{\max}} P_{1\mathrm{e}}(r)\frac{\mathrm{d}r}{\dot{r}(r)}$$
$$= \frac{2e^2c\gamma_z^4}{3r_0^2}\,g(\mu,\varepsilon_\varphi), \tag{12}$$

где функция

$$g(\mu,\varepsilon_\varphi) = \mu^2\int_{x_1(\mu,\varepsilon_\varphi)}^{1}\frac{(1 - \mu\ln\tilde{x})[1 + \varepsilon_\varphi^2(\tilde{x}^{-2} - 1)]}{\tilde{x}^2\sqrt{(1 - \mu\ln\tilde{x})^2 - 1 - \varepsilon_\varphi^2(\tilde{x}^{-2} - 1)}}\,\mathrm{d}x$$
$$\times\left[\int_{x_1(\mu,\varepsilon_\varphi)}^{1}\mathrm{d}x\,\frac{1 - \mu\ln\tilde{x}}{\sqrt{(1 - \mu\ln\tilde{x})^2 - 1 - \varepsilon_\varphi^2(\tilde{x}^{-2} - 1)}}\right]^{-1}. \tag{13}$$

Она приведена на рис.5 для различных ε_φ. В отличие от периода колебаний, зависимость средней по времени мощности излучения от параметра ε_φ является сильной. Рост мощности при уменьшении момента импульса электрона объясняется тем, что при малых моментах электрон подходит ближе к нити, где поле сильнее, ускорение больше и, соответственно, мощность излучения выше. Отметим, что при движении электрона в ионном канале (см. потенциал в нижней строке (2)), рассмотренном в [4, 11], мощность излучения определяется формулой, аналогичной (11):

$$P_{1\mathrm{e}}^{\mathrm{ch}}(r) = \frac{8e^4\rho_{\mathrm{ch}}^2\gamma_z^2}{3m_{\mathrm{e}}^2c^3}\,\frac{[1 + \varepsilon_\varphi^2(r_0^2/r^2 - 1)]r^2}{r_{\mathrm{ch}}^4}, \tag{14}$$

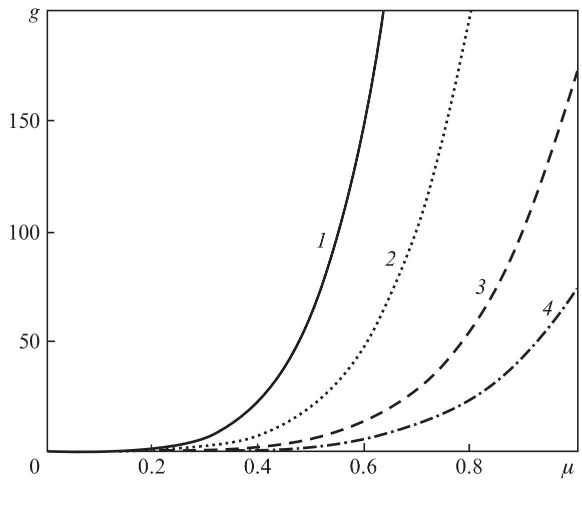

Рис.5. Зависимости $g(\mu)$ при $\varepsilon_\varphi = 0.05$ (*1*), 0.1 (*2*), 0.2 (*3*) и 0.3 (*4*).

где $\rho_{\rm ch}$ и $r_{\rm ch}$ – заряд канала на единицу длины и его радиус. Из сравнения выражений (11) и (14) видно, что отношение мощностей излучения в канале и в нити определяется соотношением между $\rho_{\rm ch}/r_{\rm ch}$ и $\rho/r_{\rm w}$, или между $n_{\rm i}^{\rm ch}r_{\rm ch}$ и $n_{\rm i}r_{\rm w}$. Для канала радиусом 3 мкм (равным радиусу лазерного пучка) в плазме с концентрацией 10^{19} см$^{-3}$ и для нити радиусом 30 нм с концентрацией ионов 6×10^{22} см$^{-3}$ мощность излучения одного электрона в нити превышает таковую в канале в $\sim$50 раз.

Формула (12) определяет мощность излучения отдельного электрона. Мощность излучения электронов всех нитей получается согласно (5) усреднением (12) по функции распределения (рис.2). На рис.2 приведены распределения по углу и энергии ($\tan^2\vartheta = \mu$, γ_z) электронов всех нитей мишени. Средняя по распределению $f_{\rm e}(\mu,\gamma_z)$ электронов мощность излучения определяется выражением

$$\langle P\rangle = \int f_{\rm e}(\mu,\gamma_z)\,{\rm d}\mu\,{\rm d}\gamma_z\,\frac{2e^2c\gamma_z^4}{3r_0^2}\,g(\mu,\varepsilon_\varphi). \qquad (15)$$

Численный расчет по формуле (15) при малом безразмерном значении момента импульса электрона ($\varepsilon_\varphi = 0.1$) дает $\langle P\rangle = 2.7\times10^{12}$ эрг/с ($\varepsilon_\varphi = 0.1$ соответствует примерному равенству азимутальной и характерной радиальной скоростей). Лазерная мощность $P_{\rm L}$ для интенсивности $I_{\rm L} = 3\times10^{19}$ Вт/см^2, $d_{\rm L} = 4$ мкм составляет 5×10^{19} эрг/с. Коэффициент конверсии по мощности $\varepsilon_P = 0.8\times10^{-6}$. Для канала с концентрацией электронов 10^{19} см$^{-3}$ коэффициент ε_P примерно в 200 раз меньше. Таким образом, вне области действия лазерного поля коэффициент конверсии мал (меньше, чем, например, коэффициент конверсии в характеристическое излучение ионов мишени), и этот случай неоптимален для эффективной генерации когерентного жесткого излучения.

4. Резонансные бетатронные колебания

При движении электрона в мишени из нитей возможен резонанс между колебаниями электрона в поле лазерной волны и в электростатическом поле нити. Выше в аналитической модели резонанс наблюдался при $\beta = 0.19$ (рис.4,*б*). При резонансе амплитуда (энергия) бетатронных колебаний возрастает (см. рис.4,*б*), и именно резонансный случай наиболее интересен для исследования и оптимален для увеличения мощности вторичного излучения. Бетатронные колебания электронов в рассматриваемых условиях характеризуются сильной нелинейностью (зависимостью частоты от амплитуды), поэтому численный поиск резонансных параметров мишени и лазерного импульса требует изменения хотя бы одного из этих параметров в широких пределах.

Для поиска резонансных условий было проведено моделирование взаимодействия лазерного импульса (параметры приведены выше) с одной нитью переменного диаметра, $d_{\rm w} = 5-100$ нм, на расстоянии 75 мкм. При достижении $d_{\rm w} = 13$ нм (в точке $z = 35$ мкм) происходило значительное (примерно в четыре раза) увеличение поперечного импульса и энергии электрона. Для подтверждения резонансного значения диаметра было выполнено моделирование мишеней с диаметром нити 7 и 13 нм и расстоянием между нитями 1200 нм. Параметры лазерного импульса те же, что и для рис.1. На рис.6 показана зависимость максимального γ-фактора электрона от безразмерной плотности заряда нити β. Плотность заряда нити определялась

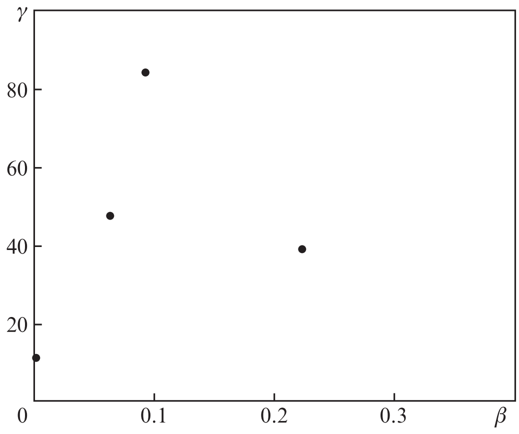

Рис.6. Зависимость максимального γ-фактора электрона от безразмерной плотности заряда нити β, полученная по результатам численного 2D PIC-моделирования. Параметры лазерного импульса те же, что и для рис.1.

по разности средних концентраций электронов и ионов внутри нити и составила 0.06 и 0.08 для $d_{\rm w} = 7$ и 13 нм соответственно. Дополнительно на рис.6 приведены описанные выше данные моделирования для $d_{\rm w} = 60$ нм ($\beta = 0.23$) и максимальный лоренц-фактор электрона в поле лазерной волны с интенсивностью 3×10^{19} Вт/см^2 в отсутствие нитей. Сравнение численных данных (рис.6) с аналитической моделью (рис.4,*б*) показывает, что в численном расчете, как и в модели, наблюдается выраженный резонанс, но при $\beta \approx 0.08$. Расхождение (примерно в два раза) между резонансными значениями плотности заряда, полученными в аналитической модели и при численном расчете, связано со сделанными приближениями: в модели β является независимым параметром, а в расчете он устанавливается самосогласованным образом и определяется параметрами импульса и мишени.

Резонансное для аналитической модели значение $\beta = 0.19$ соответствует полному удалению электронов из нити диаметром $\sim$3 нм (или, в случае нити большего диаметра, частичному, пропорционально отношению площадей, удалению). В численном расчете резонансный диаметр составлял 13 нм и экстракция электронов была частичной. В аналитической модели в случае резонанса средняя энергия электрона увеличивается примерно в два раза (как и в численном расчете), а средняя интенсивность излучения – примерно в четыре раза по сравнению с нерезонансным случаем ($\beta = 0.23$). В отличие от движения электрона в поле волны (без нити, $\beta = 0$) происходит более существенное увеличение энергии (в восемь раз) и мощности (в 60 раз) излучения.

Аналитическая модель позволяет исследовать свойства резонанса при изменении диаметра нити (см. рис.4). В модельных расчетах резонанс имеет «острый» характер, т.к., например, значения $\beta = 0.18$, 0.19, 0.2 дают в разы различающиеся энергию электрона и интенсивность излучения. В реальном эксперименте и при численном моделировании значения $r_{\rm w}$ и $a_{\rm L}$ определяют плотность заряда, т.к. она устанавливается самосогласованным образом. Соответственно и в модели параметр β не может выбираться произвольно. Проведем его оценку из условия того, что электростатическое поле нити, возникшее из-за экстракции электронов лазерным полем, должно быть сравнимо с лазерным полем: $2e\rho/r_{\rm w} = 2e(n_{\rm i} - n_{\rm e})r_{\rm w} \approx E_{\rm L}$. Из этого соотношения следует, что $\beta \approx a_{\rm L}r_{\rm w}\omega_{\rm L}/c$. Для $r_{\rm w} = 30$ нм при $a_L = 5$ модельное значение $\beta \approx 1.2$, что больше расчетного резонансного значения $\beta = 0.19$, поскольку при частичной экстракции электронов из нити модель не позволяет определить соответствующий диаметр точно. Однако она позволяет определить интервал поиска резонансного диаметра нити при заданных лазерных параметрах. Резонанс чувствителен к временному профилю лазерного импульса. Замена прямоугольной огибающей импульса (рис.4) на гауссов профиль приводит при $\beta = 0.19$ к уменьшению резонансных значений на рис.4,*б* примерно в два раза. Однако сам резонанс сохраняется и при плавном профиле.

Отметим, что при изменении толщины лазерной мишени также наблюдается максимум энергии быстрых электронов при определенном значении толщины [12], однако для мишени из нитей этот максимум является более острым и интерпретируется как следствие резонанса при колебаниях электронов.

Аналитически условие резонанса записывается как условие резонанса между лазерной накачкой и колебаниями в поле нити: $\omega_L = 2\pi/T$. Условие резонанса соответствует наличию двух независимых сил в уравнении радиального движения и отсутствию связи продольного и поперечного движений. Такой случай реализуется для системы (1) в пределе $p_{y,z} \ll 1, \gamma \approx \gamma_z \approx 1, a(\xi) \ll 1$, т.е. при малых амплитудах лазерного поля. В этом случае уравнение радиального движения принимает вид

$$\ddot{\tilde{r}} = \frac{\partial a(\xi)}{\partial \xi} + \frac{\partial \tilde{U}(\tilde{r})}{\partial \tilde{r}}. \tag{16}$$

При малых отклонениях электрона от оси нити (см. потенциал в нижней строке (2)) его движение становится гармоническим:

$$\ddot{\tilde{r}} + \beta \tilde{r}_w^{-2} \tilde{r} = a_L \cos\xi. \tag{17}$$

Условие резонанса для уравнения (17) имеет вид $\beta = \tilde{r}_w^2 = (2\pi r_w/\lambda_L)^2 \ll 1$. При увеличении амплитуды колебаний и выходе электрона за пределы нити колебания в потенциальном поле, описываемые выражением (16), становятся нелинейными: период T зависит от амплитуды r_{max},

$$\frac{cT}{r_{max}} \approx 1.5 + \frac{2}{\sqrt{\beta}}. \tag{18}$$

Условие резонанса при этом принимает вид $\tilde{r}_{max}(1.5 + 2\beta^{-1/2}) \approx 2\pi$. Отметим, что резонанс при нелинейных колебаниях по своим свойствам отличается от резонанса в линейном уравнении (17): с увеличением амплитуды меняется частота и система выходит из резонанса, при этом амплитуда начинает уменьшаться, частота возвращается к резонансному значению и амплитуда снова начинает расти. В результате происходят апериодические изменения амплитуды колебаний и энергии электрона, видимые, например, на временной зависимости γ на рис.4,*а*. Амплитуда колебаний при этом меняется апериодически и остается конечной даже в отсутствие диссипативных сил.

При релятивистских амплитудах лазерного поля ($a(\xi) > 1$) поперечное движение электронов смешивается с продольным и в полной системе (1) невозможно выделить две отдельные поперечные силы с раздельными частотами воздействия и аналитически записать условие резонанса. Система (1) дает возможность определить только тенденции изменения резонансного условия. Так, малость характерного угла распространения электрона (рис.2,*б*) позволяет в нулевом приближении считать $\gamma_z \approx$ const, и тогда влияние продольного движения на поперечное сводится к увеличению эффективной массы электрона и период поперечных колебаний возрастает. Действительно, согласно (9) период растет при увеличении γ_z. В результате безразмерная величина $T\omega_L$ также растет: например, в расчетах, выполненных по аналитической модели, при резонансных параметрах $\tilde{r}_{max} \approx 20$, $\langle\gamma_z\rangle \approx 10.6$, $\beta = 0.19$ получаем $T\omega_L \approx \tilde{r}_{max}(1.5 + 2\sqrt{\gamma_z/\beta}) \approx 312 \gg 2\pi$. В плазменном канале [4, 11] ситуация аналогична: при резонансе отношение частоты колебаний в канале к лазерной частоте ω_p^{ch}/ω_L составляет $\sim$0.12.

Численно оптимальное для достижения максимума амплитуды $\tilde{r}(\tau)$ значение плотности заряда нити β^* как функция a_L определяется выражением $\beta^*(a_L) \approx 0.02 a_L^{1.3}$, что справедливо в интервале $2 < a_L < 30$ и при расстоянии между нитями $b > 2\tilde{r}(\tau)$, $\forall\tau$. Резонансный параметр в системе (1) слабо зависит от радиуса нити в диапазоне $r_w = 10-200$ нм.

Поскольку в реальности β не является произвольным параметром, а определяется параметрами лазерного импульса и мишени, для нахождения оптимального диаметра нити как функции лазерной интенсивности были выполнены расчеты для интенсивностей 10^{20} и 10^{21} Вт/см^2. Остальные параметры были такими же, как и при моделировании (см. рис.1). Для каждой из этих двух интенсивностей проводился перебор диаметров нити в диапазоне 20–200 нм с шагом 20 нм. Выбирался тот диаметр, для которого энергия электронов максимальна. Результаты расчетов приведены на рис.7 (точки). Видно, что зависимость оптимального диаметра от амплитуды поля близка к линейной, т.е. $d_w \propto \sqrt{I_L}$. Для сопоставления результатов численных расчетов с оптимальной безразмерной плотностью заряда $\beta^*(a_L)$, следующей из уравнений (1), на рис.7 представлены значения плотности заряда нити β для каждого из трех оптимальных диаметров. Пунктирной кривой показана зависимость $\beta^*(a_L)$. Видно, что скейлинговая формула для оптимальной плотности заряда согласуется с данными численного 2D PIC-моделирования.

В резонансном случае коэффициент конверсии лазерного излучения в когерентное рентгеновское излучение может быть существенно увеличен. Для этого нити мишени должны иметь оптимальный диаметр и расстояние

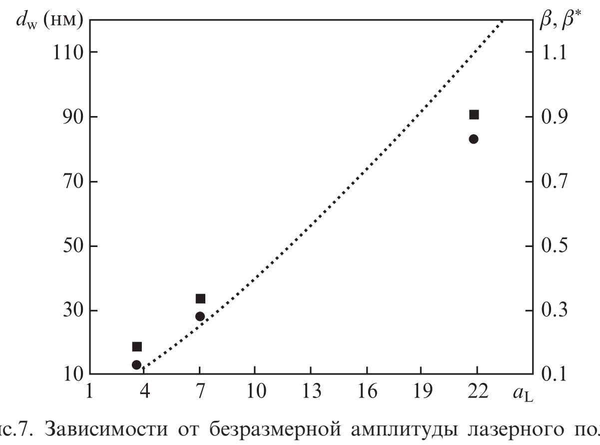

Рис.7. Зависимости от безразмерной амплитуды лазерного поля a_L оптимального диаметра d_w нити (●), а также безразмерных плотностей заряда нити β (■) и β^* (кривая). Длительность лазерного импульса 45 фс, диаметр пучка 4 мкм, расстояние между нитями мишени 1200 нм.

между ними для большей глубины проникновения лазерного импульса внутрь нитяной мишени и совместного распространения электронов и лазерного импульса вдоль нитей должно быть увеличено до $b \geqslant 2\lambda_{\mathrm{L}}$. На рис.3,*а* это соответствует большой высоте нижнего прямоугольника и отсутствию остальных областей. Аналитическая формула (15) для мощности бетатронного излучения в этом случае несправедлива (присутствует поперечное поле), и оценка проводится численно непосредственно по формулам (1), (3). Поскольку мощность излучения растет с ростом a_{L}, для нахождения максимального коэффициента конверсии возьмем максимально возможное экспериментальное значение $a_{\mathrm{L}} = 30$. Тогда расчет по формулам системы (1) дает оптимальное значение $\beta^* = 1.7$ при $r_{\mathrm{w}} = 150$ нм. Значения энергии и мощности излучения отдельного электрона, полученные по формуле (3), таковы: $\langle\gamma\rangle = 14500$, $\langle\tilde{P}_{1\mathrm{e}}\rangle = 3\times10^{10}$, $\langle\gamma_z\rangle = 530$ ($\tilde{r}_{\max} = 120$).

Резонансное значение β определяет число быстрых электронов, т.к. $\rho = en_{\mathrm{ch}}/(ct_{\mathrm{L}}) = \beta m_{\mathrm{e}}c^2/(2e)$. Усреднение по функции распределения для оценки заменим умножением интенсивности излучения отдельного электрона на n_{ch}. Коэффициент конверсии ε_P вычислим, считая, что нить «перехватывает» лазерное излучение на эффективной площади $\pi r_{\max}^2$. Тогда

$$\varepsilon_P = \frac{n_{\mathrm{ch}}P_{1\mathrm{e}}}{I_{\mathrm{L}}\pi r_{\max}^2} = \frac{4e^2\omega_{\mathrm{L}}^2 t_{\mathrm{L}}}{3m_{\mathrm{e}}c^3}\,\frac{\beta\tilde{P}_{1\mathrm{e}}}{a_{\mathrm{L}}^2\tilde{r}_{\max}}$$

и для $t_{\mathrm{L}} = 30$ фс, $a_{\mathrm{L}} = 30$ получаем $\varepsilon_P \approx 0.02$.

Максимум спектральной мощности излучения приходится на энергию $\hbar\omega_{\mathrm{c}} \approx (\hbar\omega_{\mathrm{L}}\gamma_z^3\pi/\tilde{r}_{\max})[1.5 + 2(\beta/\gamma_z)^{-1/2}]$, составляющую для наших параметров $\sim$2.45 МэВ. Ширина максимума порядка 1.5 МэВ. Вид спектра соответствует спектру синхротронного излучения. Отметим, что мишень из нитей, отвечающая условиям резонанса, имеет отношение диаметра нити к расстоянию между нитями $d_{\mathrm{w}}/b = 0.02$. В работе [7] было показано, что наибольшее поглощение (наибольшая суммарная энергия горячих электронов) получается при $d_{\mathrm{w}}/b \approx 0.05$. Длина поглощения при этом составляет единицы микрометров. Таким образом, для максимальной конверсии в бетатронное излучение необходима более «разреженная» мишень из нитей, в которой лазерный импульс распространяется на десятки микрометров, вызывая резонанс колебаний электрона в поперечном поле и в потенциальном поле нити.

5. Сравнение мощностей бетатронного и тормозного излучений

При движении электрона в среде мощность тормозного излучения определяется выражением

$$P^{\mathrm{BG}} = \frac{4e^6Z^2n_{\mathrm{i}}\gamma}{m_{\mathrm{e}}c^2\hbar}\ln(2\gamma),$$

и отношение мощностей бетатронного и тормозного излучений

$$\frac{\langle P\rangle}{P^{\mathrm{BG}}} = \frac{137m_{\mathrm{e}}c^2\gamma_z^4}{6x_0^2e^2Z^2n_{\mathrm{i}}\gamma\ln(2\gamma)}\,\mu^2.$$

При интенсивности 10^{21} Вт/см^2, $r_{\max} \approx 1$ мкм, $\mu \approx 1$, $\gamma_z \approx 6$, $\gamma \approx 36$, $n_{\mathrm{i}} \approx 6\times10^{22}$ см$^{-3}$ и $Z = 6$ получаем $\langle P\rangle/P^{\mathrm{BG}} = 0.03$. Таким образом, с точки зрения генерации максимального числа жестких квантов, выгоднее направлять быстрые электроны в сплошную среду. Отметим, что в тонкой нити основная часть траектории электрона проходит вне нити. Поэтому мощность тормозного излучения меньше примерно в $r_{\max}/r_{\mathrm{w}}$ раз (на самом деле еще меньше, т.к. большие прицельные параметры тоже вносят вклад в тормозное излучение). Для $r_{\max} \approx 1$ мкм и $r_{\mathrm{w}} \approx 50$ нм она меньше примерно в 20 раз. Тогда в тонкой нити мощность тормозного излучения порядка мощности бетатронного, но меньше мощности излучения того же числа электронов в сплошной среде. После генерации электронов в нити для получения максимального выхода жесткого излучения выгоднее направить их в сплошную среду, чем предоставить им двигаться вдоль нити.

Спектральная мощность бетатронного излучения определяется формулой, аналогичной формуле для синхротронного излучения:

$$\frac{\mathrm{d}P_{1\mathrm{e}}}{\mathrm{d}\omega} = \frac{\sqrt{3}\,e^2\gamma_z}{2\pi r_0}\,\mu^2 F\!\left(\frac{\omega r_0(1.5 + 2\mu^{-1/2})}{3\pi\gamma_z^3 c}\right), \tag{19}$$

где

$$F(x) = x\int_x^\infty K_{5/3}(\xi)\,\mathrm{d}\xi.$$

Максимум выражения (19) приходится на частоту $\omega_{\mathrm{cw}} \approx (\gamma_z^3\pi c/r_0)(1.5 + 2\mu^{-1/2})$. Интеграл по всем частотам от выражения (19) дает полную мощность излучения (12).

Спектральная мощность излучения Бете–Гайтлера

$$\frac{\mathrm{d}P^{\mathrm{BG}}}{\mathrm{d}\omega} = \frac{16e^2Z^2n_{\mathrm{i}}}{3m_{\mathrm{e}}^2c^4}\ln\frac{2\gamma^2m_{\mathrm{e}}c^2}{\hbar\omega}.$$

Отношение спектральных мощностей в точке максимума $\omega = \omega_{\mathrm{cw}}$

$$\frac{\mathrm{d}P/\mathrm{d}\omega}{\mathrm{d}P^{\mathrm{BG}}/\mathrm{d}\omega} = \frac{3\sqrt{3}\,\gamma_z m_{\mathrm{e}}^2c^4}{32\pi x_0e^4Z^2n_{\mathrm{i}}\ln[4x_0\gamma^2m_{\mathrm{e}}c/(3\hbar\gamma_z^3)]}\,\mu^2,$$

что для нити радиусом 30 нм с концентрацией ионов 6×10^{22} см$^{-3}$ составит $\sim$400. Таким образом, пик бетатронного излучения возвышается над тормозным фоном даже в случае сплошной среды. Для нитей мощность тормозного фона меньше максимум в $r_{\max}/r_{\mathrm{w}}$ раз. Поэтому амплитуда пика должна превышать тормозной фон примерно на три порядка.

Бетатронное излучение электронов некогерентно по их ансамблю, поэтому переход от мощности излучения отдельного электрона к мощности излучения сгустка сводится к усреднению по функции распределения электронов сгустка.

6. Заключение

Лазерная мишень из тонких нитей является источником рентгеновского когерентного бетатронного излучения аналогично плазменному каналу в оптически прозрачной плазме. При оптимальных диаметре нитей и расстоянии между ними мощность рентгеновского излучения мишени из нитей на два порядка превышает мощность в плазменном канале при одинаковых параметрах лазерного импульса. Особенностями рассмотренного бетатронного излучения являются большая энергия кванта, соответствующая максимуму спектральной интенсивности излучения, когерентность по числу ионов на единицу длины нити и отсутствие когерентности по числу излучающих быстрых электронов. Наличие резонанса по лазерной интенсивности и диаметру нити позволяет при интенсивностях $\sim 10^{21}$ Вт/см^2 достичь коэффициента конверсии лазерной энергии в энергию когерентных жестких квантов $\sim 1\%$. Бетатронное излучение имеет узкую направленность вдоль нитей и спектр, совпадающий по форме со спектром синхротронного излучения. Таким образом, мишень, состоящая из пучка тонких нитей, может рассматриваться в качестве эффективного лазерного источника когерентного рентгеновского излучения.

1. Mourou G., Tajima T., Bulanov S. *Rev. Mod. Phys.*, **78**, 309 (2006).
2. Gibbon P. *Short Pulse Laser Interactions with Matter* (London: Imperial College Press, 2005).
3. Ostrikov K. *Rev. Mod. Phys.*, **77**, 489 (2005).
4. Kostyukov I., Kiselev S., Pukhov A. *Phys. Plasmas*, **10**, 4818 (2003).
5. Nakajima H., Tokita S., et al. *Phys. Rev. Lett*., **110**, 155001 (2013).
6. Kemp A., Ruhl H. *Phys. Plasmas*, **12**, 033105 (2005).
7. Андреев А.А., Платонов К.Ю. *Оптика и спектроскопия*, **117**, 298 (2014).
8. Joy D., Luo S. *Scanning*, **11**, 176 (1989).
9. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теория поля* (М.: Наука, 1972).
10. Andreev A., Ceccotti T., Levy A., Platonov K., Martin Ph. *New J. Phys*., **12**, 045007 (2010).
11. Arefiev A., Khudik V., Schollmeier M. *Phys. Plasmas*, **21**, 033104 (2014).
12. Andreev A.A., Platonov K.Yu., Schnürer M., Prasad R., Ter-Avetisyan S. *Phys. Plasmas*, **20**, 033110 (2013).