Письма в ЖЭТФ, том 98, вып. 12, с. 891 – 897 © 2013 г. 25 декабря

Генерация, транспорт и фокусировка быстрых электронов в нанонитях мишени, облучаемой коротким лазерным импульсом релятивистской интенсивности

А. А. Андреев, К. Ю. Платонов[+1)]

Государственный оптический институт им. Вавилова, 199034 С.-Петербург, Россия

С.-Петербургский государственный университет, 199034 С.-Петербург, Россия

[+] *С.-Петербургский государственный политехнический университет, 195251 С.-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 8 октября 2013 г.

С помощью численного моделирования рассмотрено поглощение короткого интенсивного лазерного импульса мишенями, состоящими из пучка параллельных или сходящихся к вершине конуса углеродных нанонитей. Такие мишени эффективно генерируют поток релятивистских электронов, распространяющихся вдоль нитей и следующих их изгибам. Фокусировка пучка нескольких нитей в одну позволяет уменьшить поперечный размер электронного сгустка по сравнению с диаметром лазерного пучка. Плотность потока энергии электронов в таком сгустке, распространяющемся вдоль одной нанонити, в несколько раз превосходит плотность потока энергии лазерного импульса.

DOI: 10.7868/S0370274X13240065

В настоящее время интенсивно исследуется генерация релятивистских электронных пучков (РЭП) при взаимодействии лазерного излучения с различными мишенями [1]. В сплошных мишенях наличие противотока приводит к неустойчивости, филаментации релятивистского тока и его турбулизации [2]. В структурированных мишенях такой процесс затруднен, поскольку параметры филаментов определены. Следовательно, можно ожидать подавления неустойчивости и значительного увеличения длины пробега РЭП. Коллимированные РЭП были получены в работах [3, 4] при облучении пикосекундным субпетаваттным лазерным импульсом мишени, состоящей из конуса с проводом диаметром в десятки микрон. В экспериментах наблюдалось распространение сгустка электронов вдоль провода на дистанцию порядка миллиметра. Распространение РЭП вдоль проводника аналогичной толщины на дистанции до метра было продемонстрировано в [5, 6]. В них использовался фемтосекундный лазерный импульс меньшей интенсивности. Современные технологии позволяют создавать мишени в форме пучка нитей нанометрового диаметра [7]. Высокий контраст не разрушает их лазерным предымпульсом [8]. Нахождению максимальных значений плотностей потока РЭП, генерируемых лазером, и оптимизации параметров лазерной мишени из нитей и посвящена настоящая работа.

Численное моделирование. Для исследования взаимодействия излучения с мишенью использовалось двумерное моделирование движения частиц плазмы методом “частиц в ячейке”. С помощью модифицированного кода [9] проводилось моделирование взаимодействия лазерного излучения с мишенями, состоящими из параллельных нитей, и мишенями из таких же нитей, сходящихся в фокус. 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 $\tau_L = 45$ фс, максимальная интенсивность $I_L = 3 \cdot 10^{19}$ Вт/см^2. Расчеты проводились в боксе размером 100×100 мкм^2 с $25 \cdot 10^6$ ячейками. Максимальное число квазичастиц в ячейке составляло 30. Мишени состояли из углеродных нитей диаметром от 60 нм с расстоянием между нитями от 100 нм. Перебор диаметров и расстояний показал, что в мишенях из параллельных нитей оптимальными (по числу и энергии ускоренных электронов) являются мишени с диаметром нити s порядка длины скин-слоя l_s лазерного поля релятивистской интенсивности (~ 40 нм для углеводородной нити $C^{+6}H^{+1}$ с начальной плотностью $4 \cdot 10^{22}$ см$^{-3}$) и расстоянием между нитями порядка дебаевского радиуса горячих электронов ($r_D \sim 1$ мкм). Такие оптимальные

[1)] e-mail: konstantin_platonov@yahoo.com

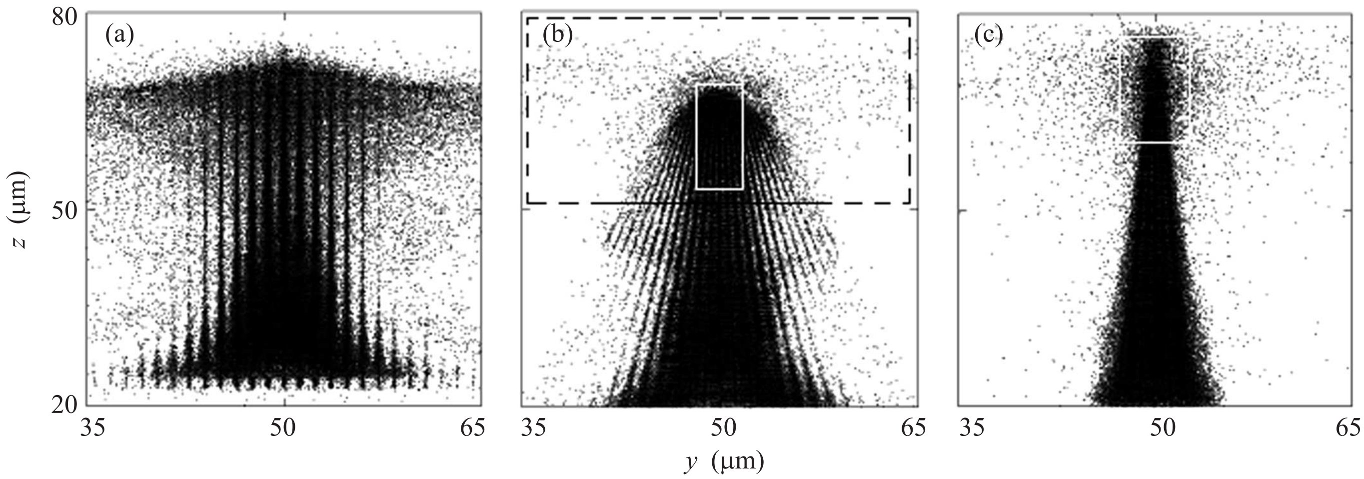

Рис. 1. Плотность горячих ($p_z/m_ec > 0.5$) электронов в мишени с 25 параллельными нитями (a), 25 нитями, сходящимися в конус на дистанции 50 мкм (b) и 5 нитями, сходящимися в конус на дистанции 50 мкм (c). Момент времени 213 фс, $Z = 6$

мишени полностью поглощают лазерное излучение на дистанции в несколько мкм от начала нитей. В сплошной мишени по сравнению с нитяными на момент времени 202 фс в рассматриваемой области количество быстрых электронов на ~ 2 порядка меньше, так как в ней развивается вейбелевская неустойчивость, происходят сильная изотропизация распространения электронов и перекачка энергии от горячих электронов к холодным. В результате поглощенная электронами энергия в сплошной мишени на временах > 200 фс оказывается сосредоточенной в слабо релятивистской области энергий [10]. На рис. 1a показана плотность горячих ($p_z/m_ec > 0.5$) электронов нитяной мишени. Видно, что в такой мишени формируется сгусток быстрых электронов (наблюдаемый в интервале координат $40 < z < 60$ мкм), распространяющийся в глубь мишени. В сплошной мишени на этот же момент времени в данном интервале координат присутствуют лишь отдельные быстрые электроны.

Физической причиной, позволяющей быстрым электронам распространяться вдоль нитей, является возникновение в нитях противотока холодных электронов. Быстрые электроны, покидая нить, приводят к ее положительному заряду. Этот заряд притягивает холодные электроны из удаленных участков нити. Плотность обратного тока в нити превышает плотность тока быстрых электронов в нити (при этом полные токи примерно одинаковы из-за движения быстрых электронов в вакуумном промежутке между нитями). В результате вокруг нити создается магнитное поле полярности, противоположной полярности поля тока самих быстрых электронов. Магнитное поле такой полярности устраняет эффект запирания тока быстрых электронов, превышающего альвеновский ток. В итоге сгусток быстрых электронов способен распространяться вдоль нити на значительные расстояния. На таких расстояниях необходим учет ионизации материала нити при распространении электронного сгустка. Анализ углового распределения быстрых электронов показывает, что его максимум приходится на углы $\sim 10^0$. Таким образом, при распространении электронов вдоль нити практически со световой скоростью также происходят их поперечные колебания (трехмерное движение по спирали) в электростатическом поле нити. Вокруг нити образуется дебаевская "шуба" движущегося сгустка.

В [11, 12] проведено исследование потерь энергии потока быстрых лазерных электронов при распространении в сплошной диэлектрической мишени. Основной вклад в потери вносит коллективная ионизация сгустком материала мишени, появляющаяся из-за наведенного обратного тока. По формулам [12] на дистанции 300 мкм в углероде степень ионизации Z меняется от 6 до 1 при плотности электронного сгустка 10^{19} см$^{-3}$ и энергии 3 МэВ. В PIC-моделировании работы [13] самосогласованный учет столкновительной и полевой ионизации при распространении сгустка приводит к неоднородной степени ионизации вдоль длины нити, а значение $Z \geq 1$ распространяется на десятки микрон. Отметим, что для нити, где часть траектории электронов проходит в вакууме, ионизация может отличаться от случая сплошной среды. Зная угол распространения электрона ($\sim 10^0$), r_{D} и s, можно определить, что в нити проходит только часть траектории $(s/2\sin\theta)/(r_{\mathrm{D}}/2\sin\theta) \approx s/2r_{\mathrm{D}}$. Поэтому в тонких нитях пробег увеличивается в $2r_{\mathrm{D}}/s$ раз (потери электрона при его движении в вакууме на поляризацию вещества нити пренебрежимо малы по сравнению с потерями в сплошной среде). С учетом фактора $s/2r_{\mathrm{D}}$ пробег сгустка электронов вдоль нитей параллельной мишени достигает 1.5 мм. Отметим, что отдельные быстрые электроны распространяются уже в "нейтральном" ($Z \ll 1$) материале нити на сантиметровые расстояния [14]. Для учета всего интервала степени ионизации мы провели расчеты со степенью ионизации углерода $Z = 1$ дополнительно к $Z = 6$. Тогда данные расчета с неоднородной по длине нити степенью ионизации будут укладываться в интервал расчетных данных для этих двух предельных случаев.

Для исследования фокусировки РЭП была рассмотрена мишень $\#\,1$ с оптимальными параметрами нитей, состоящая из 25 параллельных нитей с длиной 80 мкм, диаметром 60 нм и расстоянием между нитями 1200 нм. Пространственное распределение горячих электронов в ней показано на рис. 1a. В мишенях с большим количеством нитей электронный поток расплывается в поперечном направлении на расстояния, превышающие размер лазерного пучка (белые прямоугольники на рис. 1b и c). Сведение нитей мишени $\#\,2$ в точку на дистанции 50 мкм устраняет это расплывание и повышает плотность электронного потока (рис. 1b). Поперечный размер электронного сгустка при фокусировке здесь примерно равен диаметру лазерного пучка. Очевидно, что ограничив поперечное расплывание электронного потока при его распространении, можно при фокусировке уменьшить диаметр сгустка по сравнению с лазерным и достичь максимальной плотности электронного потока. С этой целью была рассмотрена мишень $\#\,3$ (рис. 1c), аналогичная мишени $\#\,2$, но состоящая всего из 5 нитей, перекрывающих поперечный размер лазерного пучка. Для количественного сравнения плотности потока энергии в мишенях $\#\,1$–3 на момент времени 213 фс подсчитывалась энергия E всех быстрых электронов, расположенных в прямоугольнике радиуса $y = 1, 2, 4, 8, 15$ мкм, с z, меняющимся от 50 до 80 мкм. Такой прямоугольник, показанный на рис. 1b штриховой линией, при своем максимальном размере $y = 15$ мкм охватывает облако быстрых электронов мишени $\#\,1$. Зависимость плотности энергии $w = E/2y$ для мишеней $\#\,1$ (кружки), $\#\,3$ (квадраты) от поперечной координаты y приведена на рис. 2. Для мишени $\#\,3$ в области фокусировки в диаметре 1 мкм вокруг оси конуса сосредоточено $\sim 50\%$ электронной энергии. Таким образом, фокусирующая мишень позволяет собрать поток электронов в сгусток с диаметром, меньшим диаметра лазерного пучка. При этом плотность быстрых электронов примерно в 2 раза, а плотность энергии – в 4 раза превышает соответствующие плотности мишени с параллельными нитями. В трехмерном случае увеличение плотности энергии должно достигать порядка величины. Моделирование со степенью ионизации $Z = 1, 6$ мишени $\#\,3$ показало слабую зависимость поглощения и энергии релятивистских электронов от степени ионизации сразу после окончания лазерного импульса. Однако на временах ~ 200 фс в мишени $\#\,3$ при ионизации до $Z = 6$ потери энергии электронов при их распространении по нитям существенно превышают потери для случая $Z = 1$. В результате в расчете с $Z = 1$ в области фокусировки мишени $\#\,3$ оказывается 85% поглощенной энергии. Максимальная плотность энергии электронов в области фокусировки при степени ионизации $Z = 1$ возрастает примерно в 2 раза по сравнению с данными рис. 3, соответствующими $Z = 6$.

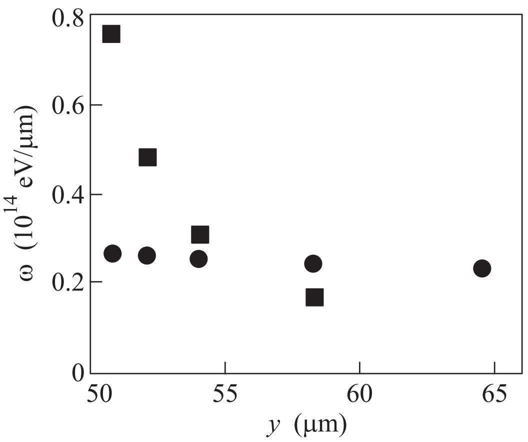

Рис. 2. Радиальное распределение (координата y) плотности энергии электронов w в момент времени 213 фс для мишени $\#\,1$ (кружки) и $\#\,3$ (квадраты). Степень ионизации $Z = 6$

Определение поперечного диаметра пучка сфокусированных электронов. На рис. 1b и c достигнута максимальная фокусировка электронного сгустка для мишеней с различным числом нитей. Дальше к вершине конуса электроны не продвигаются. В момент остановки распространения сгустка происходит перестройка структуры обратного тока и магнитного поля нитей мишени. Анализ обратного тока показывает, что до остановки (170 фс) ток структурирован в отдельные нити, а в вершине конуса имеет вид, аналогичный току одиночной более толстой нити. Точно так же ведет себя на рис. 3a, b

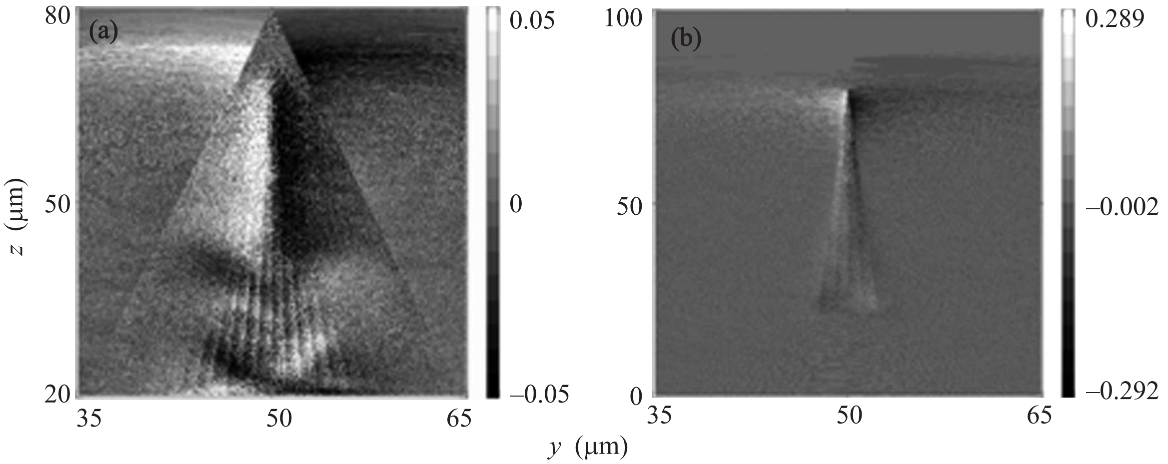

Рис. 3. Магнитное поле (в единицах лазерного E_L) быстрых электронов мишени с 25 (a) и 5 (b) нитями в области фокусировки электронного пучка

и магнитное поле фокусирующей мишени. До точки остановки поле сосредоточено внутри конуса мишени и складывается из полей отдельных нитей, видимых на рис. 3a. В точке остановки сгустка регулярное поле вышло из конуса наружу, как это свойственно полю сплошного провода. Внутри конуса осталось случайное поле, характерное для сплошной мишени. Таким образом, точка остановки характеризуется тем, что в ней распределения токов и полей меняют свой качественный вид: до точки остановки это поля мишени с отдельными нитями, в точке остановки и далее – поля сплошной мишени. Для мишени # 2 (рис. 3a) компонента электрического поля E_y в точке остановки больше компоненты E_z и в месте нахождения сгустка поле E_z не усилено по сравнению с другими местами. Поэтому остановка электронов связана с развитием вейбелевской неустойчивости, а не с кулоновским отталкиванием от вершины конуса. Для мишени # 3 сгусток достигает вершины конуса. Его остановка связана с генерацией сильного поля E_z. Как известно, два горячих плазменных облака объединяются в одно, когда расстояние между ними сравнивается с дебаевским электронным радиусом. Как только расстояние между нитями $z_0 \sin\alpha$ (где координата точки остановки z_0 отсчитывается от вершины конуса, α – угол между соседними нитями) становится меньше дебаевского радиуса (отвечающего поперечной температуре) $r_{\text{D}} = \sqrt{\varepsilon_{eh}\sin^2\theta/4\pi e^2 n_{eh}}$ (где $\theta \sim 7^0$ – угол распространения электрона, n_{eh}, ε_{eh} – плотность и энергия горячих электронов), положительные заряды нитей объединяются. Обратный ток вытесняется из толщины мишени на поверхность. В толщине мишени магнитное поле обратного тока в виде отдельных нитей пропадает. Быстрые электроны внутри мишени пинчуются собственным магнитным полем, возникает виртуальный катод, развиваются филаменты (вейбелевская неустойчивость). Распространение электронов внутри мишени начинает происходить как в сплошном веществе. Таким образом, уравнение точки остановки имеет вид

$$z_0 = \frac{\sin\theta}{\sin\alpha}\sqrt{\varepsilon_{eh}/4\pi e^2 n_{eh}}. \quad (1)$$

Быстрые электроны продвигаются тем ближе к вершине конуса, чем выше их плотность. Минимальный поперечный диаметр электронного сгустка в фокусе можно оценить следующим образом. Если N (нечетное) – число нитей, то угол раствора конуса из нитей $\alpha(N-1)$. Соответственно в точке z_0 диаметр составит $2z_0\text{tg}[\alpha(N-1)/2]$. Следует учесть, что электроны выступают за нить на расстояние порядка дебаевского радиуса и добавить удвоенный дебаевский радиус к этому диаметру. В результате минимальный диаметр фокусировки составит

$$d_{\min} \approx 2\sin\theta\sqrt{\varepsilon_{eh}/4\pi e^2 n_{eh}} \times \times\left\{1 + \frac{\text{tg}[\alpha(N-1)/2]}{\sin\alpha}\right\}, \quad \alpha > 0. \quad (2)$$

Формула (2) показывает, что мишени с небольшим количеством нитей обладают лучшей фокусировкой (также $n_{eh} \sim N^{-\beta}$). Оценка по формуле (2) рис. 1b ($N = 25$) и рис. 1c ($N = 5$) дает $d_{\min} \approx 4$ мкм для рис. 1b и $d_{\min} \approx 0.8$ мкм для рис. 1c. Концентрация быстрых электронов для каждой из мишеней бралась из данных численного расчета. В численном расчете на рис. 1c величина $d_{\min}$ на вершине конуса составляет 1.2 мкм. В области фокусировки $65 < z < 80$ мкм на рис. 1c сосредоточено

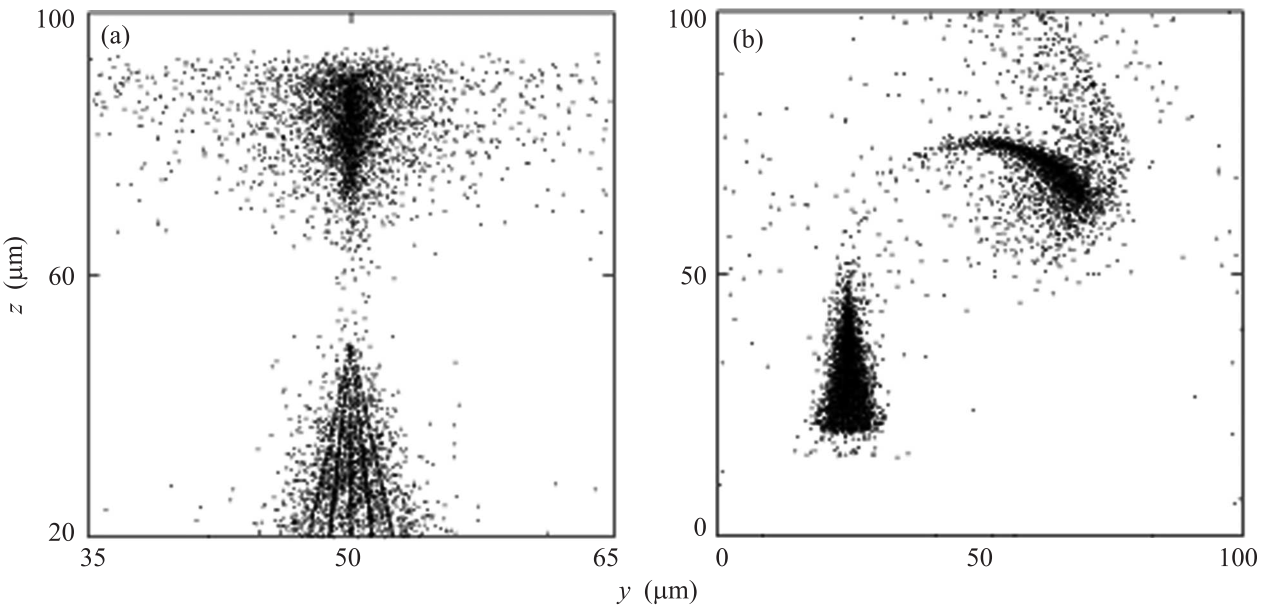

Рис. 4. Пространственное распределение быстрых ($|p|/m_e c > 1$) электронов в конусной мишени с прямым проводом (a) и изогнутым по радиусу 25 мкм проводом (b) при $Z = 6$

$\sim 43\%$ энергии всех электронов бокса (поглощенной лазерной энергии). При размерах лазерного импульса 4×14 мкм^2 фокусировка $\sim 43\%$ его энергии в области 1.2×15 мкм^2 в 2D-геометрии означает увеличение плотности энергии примерно в 2 раза. Это согласуется с рис. 2, на котором отношение высот квадрата и кружка равно примерно 2 на расстоянии 1.5–2 мкм от оси конуса. При степени ионизации мишени $Z = 1$ в области 1.2×15 мкм^2 вблизи вершины оказывается $\sim 80\%$ энергии, а плотность энергии электронов в 4 раза превышает плотность лазерной энергии. В 3D-геометрии увеличение плотности энергии должно быть существенно больше (фактор $(d_L/d_{\min})^2$) и достигать 8 раз (30 раз при $Z = 1$). Для переменной степени ионизации определяемые величины должны укладываться в интервал данных расчетов для $Z = 6$ и 1. При изменении лазерной интенсивности численные расчеты показали, что $\varepsilon_{eh} \sim I_L^{\alpha}$, $\alpha \approx 0.7$. Учитывая, что поглощение нитяной мишени близко к единице и $\varepsilon_{eh} n_{eh} c \sim I_L$, можно сделать вывод о том, что в (2) $d_{\min} \sim I_L^{\alpha-1/2}$. Соответственно в 3D-случае плотность энергии быстрых электронов в фокусе $\sim I_L^{2(1-\alpha)} \sim I_L^{0.6}$. Таким образом, с увеличением лазерной интенсивности плотность энергии должна возрастать. Расчет с интенсивностью $3 \cdot 10^{20}$ Вт/см^2 показал 10-кратное увеличение плотности электронной энергии в фокусе мишени # 3 по сравнению с лазерной.

Анализ распределения плотности обратного тока показывает его увеличение (до 2 раз) вблизи вершины конуса. Это означает, что объемная плотность энергии холодных электронов (как и горячих) также увеличена по сравнению с таковой для мишеней с параллельными нитями. В работе [13] было показано, что мишени с параллельными нитями обладают экстремально высокими плотностями энергии холодных (20 кэВ) электронов. Численный расчет дает энергию холодного электрона в вершине конуса 45 кэВ. При плотности холодных электронов, отвечающей $Z \sim 6$, получающаяся оценка их плотности энергии соответствует верхней границе работы [13].

Транспорт сфокусированного потока быстрых электронов по отдельной нити. Сфокусированный на вершине конуса мишени # 2 электронный сгусток высокой плотности может транспортироваться далее по отдельной нити, являющейся продолжением конуса. На рис. 4 приведены результаты моделирования, в котором высота конуса мишени # 2 уменьшена до 30 мкм (уменьшение ниже этого значения приводит к заметному падению электронной энергии), а центральная нить продолжена далее до границы бокса. Распределение быстрых ($p_z/m_e c > 1$, рис. 4a) электронов демонстрирует, что сфокусированный электронный сгусток продолжает направленное движение вдоль центральной нити. Анализ энергии движущегося по нити электронного сгустка ($z > 60$ мкм на рис. 4a) показывает, что в нем сосредоточено 8% поглощенной мишенью энергии (коэффициент поглощения близок к 1). Радиальное распределение энергии сгустка в нити на рис. 4a выглядит следующим образом: в диаметре 1 мкм вокруг нити сосредоточено 50% энергии, 200 нм – 25%, 60 нм – 15%. Таким образом, основная часть энергии переносится электронами, находящимися вне нити, но в ее ближайшей окрестности диаметром 1–2 мкм. Длина сгустка на рис. 4a примерно соответствует длине лазерного импульса. При поперечном размере сгустка 1 мкм и его энергии в 10% от лазерной в 2D-геометрии плотность потока электронной энергии будет меньше лазерной, но в 3D-случае превысит ее в 2 раза. Для степени ионизации $Z = 1$ в электронном сгустке размером с лазерный импульс (область прямоугольника на рис. 4a) переносится уже 25% поглощенной энергии. Плотность потока энергии электронов при $Z = 1$ (с учетом размеров сгустка и лазерного импульса) в 2D-случае примерно равна лазерной, но в 3D-варианте превышает ее в 4.5 раза. Изгиб нити с радиусом 25 мкм (рис. 4b) не нарушает распространения сгустка. Минимальный радиус кривизны $R_{\min}$, при котором не происходит значительного роста потерь энергии электронов, есть радиус, для которого на расстоянии $\sim r_{\rm D}$ происходит поворот на угол порядка θ: $R_{\min}\theta \approx r_{\rm D}$. Отсюда $R_{\min} \approx r_{\rm D}/\theta$. Для $r_D \sim 1$ мкм (см. также радиальное распределение энергии сгустка) и $\theta \sim 7^0$ минимальный радиус составит 8 мкм. При уменьшении значения радиуса ниже $R_{\min}$ кинетическая энергия сгустка быстрых электронов будет падать, переходя в энергию амбиполярного поля. Таким образом, сфокусированные конусной мишенью электроны, движущиеся вдоль нити, могут быть доставлены в заданную точку пространства.

Отметим, что при движении в окрестности нити электроны совершают бетатронные колебания. Расчет соответствующего излучения представляет собой задачу, которая будет рассмотрена в последующей работе.

Ускорение ионов. Ускорение ионов происходит на всем протяжении поверхностей нитей по направлению нормали к поверхности. Если в фокусе поместить диск малого (<1 мкм) радиуса, то в месте фокуса будет происходить увеличение энергии иона в несколько раз. Однако число таких ионов невелико. Оно определятся отношением площади поверхности эмиттера ионов к площади поверхности всей мишени. При этом невозможно сделать площадь поверхности и объем нитей малыми, так как для эффективной фокусировки и отсутствия отражения нужен малый угол их наклона. Возможным преимуществом мишени с нитями по сравнению с фольгой является столкновение друг с другом разлетающихся в поперечном направлении потоков ионов от отдельных нитей. Из-за малого поперечного размера мишени время столкновения (прохождения ионов одной нити сквозь другие) также мало. В результате порождается короткий импульс продуктов ядерной реакции. Так, в случае дейтерия в нитях рассмотренной выше мишени # 2 в результате столкновений образуется короткий (1 пс) нейтронный импульс, содержащий $\sim 10^4$ нейтронов.

В заключение отметим, что мишень с нитями позволяет существенно увеличить поглощение и транспорт лазерной энергии электронами в глубь мишени по сравнению со сплошной мишенью. Физической причиной, позволяющей увеличить пробег, является отсутствие компенсации тока горячих и противотока холодных электронов внутри нитей. В итоге часть тока горячих электронов движется вне нити. Оптимальная толщина отдельной нити при этом оказывается порядка скин-слоя электромагнитного поля. При распространении вдоль нити быстрые электроны следуют изгибам нити. При сведении нитей в фокус они фокусируются в пятно диаметром меньше лазерного. При продолжении фокуса одной прямой или изогнутой нитью электроны продолжают двигаться по ней. На большие расстояния быстрыми электронами переносится до нескольких десятков процентов энергии исходного лазерного импульса. Несмотря на потери, плотность энергии горячих электронов из-за фокусировки в малый размер может на порядок превосходить плотность энергии лазерного импульса.

---

1. G. Mourou, T. Tajima, and S. Bulanov, Rev. Mod. Phys. **78**, 309 (2006).
2. P. Gibbon, *Short Pulse Laser Interactions with Matter Imperial*, College Press (2005), 312 p.
3. R. Kodama, Y. Sentoku, Z. L. Chen, G. R. Kumar, S. P. Hatchett, Y. Toyama, T. E. Cowan, R. R. Freeman, J. Fuchs, Y. Izawa, M. H. Key, Y. Kitagawa, K. Kondo, T. Matsuoka, H. Nakamura, M. Nakatsutsumi, P. A. Norreys, T. Norimatsu, R. A. Snavely, R. B. Stephens, M. Tampo, K. A. Tanaka, and T. Yabuuchi, Nature (London) **432**, 1005 (2004).
4. B. Ramakrishna, S. Kar, A. P. L. Robinson, D. J. Adams, K. Markey, M. N. Quinn, X. H. Yuan, P. McKenna, K. L. Lancaster, J. S. Green, R. H. H. Scott, P. A. Norreys, J. Schreiber, and M. Zepf, Phys. Rev. Lett. **105**, 135001 (2010).
5. S. Tokita, K. Otani, T. Nishoji, S. Inoue, M. Hashida, and S. Sakabe, Phys. Rev. Lett. **106**, 255001 (2011).
6. H. Nakajima, S. Tokita, S. Inoue, M. Hashida, and S. Sakabe, Phys. Rev. Lett. **110**, 155001 (2013).

7. K. Ostrikov, Rev. Mod. Phys. **77**, 489 (2005).
8. A. Andreev, S. Steinke, M. Schnuerer, T. Sokollik, A. Henig, P. V. Nickles, K. Yu. Platonov, and W. Sandner, Phys. Plas. **17**, 1 (2010).
9. A. Kemp and H.Ruhl, Phys. Plas. **12**, 033105 (2005).
10. А. А. Андреев, К. Ю. Платонов, Оптика и спектроскопия (2013) (в печати).
11. V. T. Tikhonchuk, Phys. Plas. **9**, 1416 (2002).
12. K. Ondrej, A. Debayle, and V. T. Tikhonchuk, Phys. Rev. E **75**, 016403 (2007).
13. M. A. Purvis, V. N. Shlyaptsev, R. Hollinger, C. Bargsten, A. Pukhov, A. Prieto, Y. Wang, B. Luther, L. Yin, S. Wang, and J. Rocca, Nature Photonics **7**, 796 (2013).
14. С. П. Денисов, Соросовский образовательный журнал **11**, 90 (1999).