

О возможности оптической диагностики процессов лазерного ускорения электронов в плазме околоритической плотности

М. Е. Вейсман¹ и Н. Е. Андреев^{1,2}

¹ Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва 125412, Россия

² Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер., 9, Долгопрудный 141701, Россия

E-mail: bme@ihed.ras.ru

Статья поступила в редакцию 6 декабря 2022 г.

Аннотация. Проведен анализ спектра синхротронного излучения электронов, совершающих бетатронные колебания и ускоряемых по механизму прямого лазерного ускорения в ионном канале, созданном мощным лазерным импульсом в плазме околоритической плотности. Показано, что характеристики спектра излучения отражают характерные параметры пространственных и энергетических распределений электронов. Это открывает возможность диагностики энергетического спектра электронов в плазменной мишени по спектру синхротронного излучения таких электронов, что важно ввиду возможных отличий такого спектра от спектра вылетевших из плазменной мишени электронов. <https://doi.org/10.33849/2022111>

1. ВВЕДЕНИЕ

Плазма околоритической плотности может быть получена при облучении малоплотной мишени из аэрогеля наносекундными предимпульсами мощных лазерных импульсов. Воздействие на такую плазму лазерного импульса с длиной много больше длины плазменной волны и с мощностью, превышающей критическую для релятивистской самофокусировки мощность, приводит к образованию в такой плазме полностью или частично свободного от электронов ионного канала, в котором по механизму прямого лазерного ускорения [1, 2] в квазистационарных электрических и магнитных полях могут эффективно ускоряться до энергий в десятки – сотни МэВ ступки электронов, заряд которых может достигать при этом величин порядка 1 мКл [3, 4]. Такие ступки ускоренных электронов могут далее использоваться для создания мощных источников коротковолновых излучений [5]. В свою очередь, бетатронное излучение электронов, ускоряемых в ионном канале, может быть использовано для диагностики динамики таких электронов в канале и их энергетического спектра, который может отличаться от спектра электронов, вылетевших из плазменной мишени и зарегистрированных детектором.

В настоящей работе показано, что путем подбора параметров, характеризующих пространственные и энергетические распределения ускоряемых в ионном канале электронов, а также число таких электронов, возможно достаточно аккуратно описать спектр излучения, что и определяет возможности диагностики характеристик ускоряемых электронов.

В качестве тестового спектра использован спектр излучения электронов, полученный при помощи моделирования методом частиц в ячейке в работе [6] для параметров, соответствующих эксперименту [5]. В этом эксперименте использовался лазерный импульс с длиной волны 1.053 мкм, излучаемый лазером на неодимовом стекле, фокусируемый в эллиптическое пятно с диаметрами на половине интенсивности (12 ± 2) мкм и (18 ± 2) мкм. Энергия лазерного излучения на полувывоте фокального пятна E_{FWHM} составляла 17–22 Дж. Пиковая лазерная интенсивность дости-

гала 2.5×10^{19} Вт/см² при длительности 750 ± 250 фс. В качестве мишени использовались слои триацетатной целлюлозы объемной плотностью 2 мг/см³ и толщиной 300–400 мкм.

2. РАСЧЕТЫ СПЕКТРА И ПОДБОР ПАРАМЕТРОВ

Для разработки методов диагностики энергетического спектра и числа частиц или заряда ускоренных в ионном канале электронов проанализируем характеристики испускаемого этими электронами излучения в зависимости от их параметров. Для этого будем рассматривать число квантов $N_{0.1\%BW}$, излученных в частотный интервал 0.1% от частоты кванта ω , и рассчитывать зависимость $N_{0.1\%BW}(\omega)$.

Расчет проведем для условий, соответствующих эксперименту, описанному в работе [5]. В этом эксперименте основной лазерный импульс с интенсивностью 2.5×10^{19} Вт/см² и длительностью около 700 фс воздействовал на плазму с околоритической концентрацией электронов $n_{e,0} = 0.65n_c$ (где $n_c = m\omega_0^2/(4\pi e^2)$ — критическая концентрация, определяемая как концентрация электронов, при которой лазерная частота ω_0 сравнивается с плазменной частотой $\omega_p = \sqrt{4\pi n_e e^2/m}$; m и e — масса и заряд электронов, соответственно; в литературе чаще употребляется термин “плазма околоритической плотности” вместо “плазма с околоритической концентрацией электронов”). Сама плазма создавалась в мишени из тринитроцеллюлозы с помощью сверхзвуковой волны ионизации, генерируемой дополнительным наносекундным предимпульсом, воздействующим на мишень с характерной задержкой около 2–3 нс относительно последующего основного лазерного импульса [7]. Под действием основного лазерного импульса в плазме околоритической плотности создавался ионный канал длиной около 300 мкм, в котором по механизму прямого лазерного ускорения ускорялись электроны, захватываемые из плазмы.

Будем считать что электроны двигаются со скоростью, близкой к скорости света, вдоль оси Oz и совершают поперечные бетатронные колебания $x(\tau) = r_\beta \cos[\int_0^\tau \Omega_\beta(\tau') d\tau']$ вдоль оси Ox с частотой Ω_β и ампли-

тудой r_β . Будем также считать, что в силу изменения гамма-фактора γ_e и частоты бетатронных колебаний Ω_β излучение одного и того же электрона некогерентно на разных периодах колебаний, также как и излучение разных электронов, а кроме того, считаем, что относительное изменение Ω_β и γ_e мало на периоде $T_\beta = 2\pi/\Omega_\beta$. В этом случае, используя полученное в [8] выражение для энергии, излученной в телесный угол $d\Theta$ в интервал энергий квантов $\hbar d\omega$ за время T в направлении $0z$, получаем следующее выражение для $N_{0.1\%BW}$:

$$N_{0.1\%BW}(\omega, t) = 3 \cdot 10^{-3} \alpha_f (1 - \cos \theta_{ef}) \frac{N_e}{2\pi^3} \omega_{ef} \times \int_0^t dt' \int_0^\infty f_E(E, t') dE \times \int_0^{r_{\max}} dr_\beta r_\beta f_e(r_\beta, t') \left(\frac{\omega}{\omega_c} \right)^2 K_{2/3}^2 \left(\frac{\omega}{\omega_c} \right), \quad (1)$$

где

$$\omega_c = \frac{3}{2} \omega_{ef} a_\beta, \quad \omega_{ef} = 2\gamma_e^2 \Omega_\beta, \quad a_\beta = \frac{\gamma_e \Omega_\beta r_\beta}{c},$$

$\alpha_f = e^2/(\hbar c)$; θ_{ef} — эффективный угол излучения, который в ниже приведенных расчетах был равным $\pi/4$; при выводе (1) предполагалось, что параметр Виглера $a_\beta \gg 1$; эффективное число электронов N_e рассчитывалось как

$$N_e \approx \pi r_\sigma^2 c t_{ef} n_{e,0} \mu_{acc}, \quad (2)$$

где $n_{e,0}$ — среднее значение первоначальной концентрации электронов в плазме, μ_{acc} — эффективная доля ускоренных электронов в ионном канале, t_{ef} — эффективное время ускорения электронов, которое для обсуждаемых параметров было равно $t_{ef} = 100T_0$, где T_0 — лазерный период; r_σ — характерная амплитуда бетатронных колебаний, при этом распределение электронов по амплитудам их бетатронных колебаний описывалось как

$$f_e(r_\beta) = [\pi r_\sigma^2]^{-1} \exp[-(r_\beta/r_\sigma)^2], \quad (3)$$

$$r_\sigma(t) = r_{\sigma,0} (T_0/T_2(t))^{1/4};$$

распределение электронов по энергиям описывалось как

$$f_E(E, t) = dst \frac{\exp(-E/T_1) + \varkappa \exp(-E/T_2)}{T_1 + \varkappa T_2}, \quad (4)$$

$$T_i(t) = T_0 + (T_{i,\max} - T_0)(t/t_{ef})^{0.3}, \quad i = 1, 2, \quad (5)$$

где T_0 — температура электронов в начале ускорения, T_1 и T_2 — эффективные температуры “тепловых” и “надтепловых” электронов, соответственно, $\varkappa$ — доля надтепловых электронов. Частота бетатронных колебаний описывалась как

$$\Omega_\beta = C_{\Omega_\beta} \Omega_{\beta,\max}, \quad \Omega_{\beta,\max} = \omega_p / \sqrt{2\gamma_e}, \quad (6)$$

где $\Omega_{\beta,\max}$ — частота бетатронных колебаний в полно-

стью свободном от электронов канале [9] в относительно разреженной плазме, концентрация электронов в котором много меньше критической.

На рисунке 1 показаны рассчитанные для условий вышеуказанного эксперимента [5] по вышеприведенным формулам (1)–(6) зависимости $N_{0.1\%BW}(\omega)$ при различных расчетных параметрах, показанных на легенде и указанных в таблице 1. Точечными маркерами показаны данные численных PIC расчетов работы [6]. Расчетные параметры, соответствующие варианту 1 таблицы 1, отвечают наилучшему согласию со спектром, полученном при численном моделировании методом частиц в ячейках (PIC методом).

Из рисунка 1 следует, что особенности спектра синхротронного излучения, наблюдаемые в PIC-расчетах, можно описать при помощи вышеописанной простой модели (1) с распределением (3) электронов по амплитудам их бетатронных колебаний и двухтемпературным энергетическим распределением вида (4). При этом низкоэнергетичная часть функции распределения электронов по энергиям (4) с температурой T_1 в наибольшей степени влияет на часть спектра излучения левее энергии квантов $\hbar\omega_c$, а высокоэнергетичная часть функции распределения электронов по энергиям (4) с температурой T_2 наиболее значительно влияет на часть спектра с $\hbar\omega > \hbar\omega_c$.

3. ВЫВОДЫ

Несмотря на сложность процессов, происходящих при воздействии на плазму околоритической плотности мощного лазерного излучения с длительностью, превышающей период плазменной волны и с мощностью, превышающей критическую для релятивистской самофокусировки, приведенный анализ показывает, что рассмотренная модель с несколькими параметрами позволяет достаточно аккуратно описать спектр излучения ускоренных в образующемся ионном канале электронов. Это указывает на возможность проводить оценки по спектру излучения таких электронов их энергетических и пространственных характеристик.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pukhov A, Sheng Z M and Meyer-ter Vehn J 1999 *Physics of Plasmas* **6** 2847–2854 (*Preprint* <https://doi.org/10.1063/1.873242>)
2. Arefiev A V, Khudik V N, Robinson A P L, Shvets G, Willingale L and Schollmeier M 2016 *Physics of Plasmas* **23** 056704 (*Preprint* <https://doi.org/10.1063/1.4946024>)
3. Rosmej O N, Gyrdymov M, Günther M M, Andreev N E, Tavana P, Neumayer P, Zähler S, Zahn N, Popov V S, Borisenko N G, Kantsyrev A, Skobliakov A, Panyushkin V, Bogdanov A, Consoli F, Shen X F and Pukhov A 2020 *Plasma Physics and Controlled Fusion* **62** 115024
4. Pugachev L, Andreev N, Levashov P and Rosmej O 2016 *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **829** 88 – 93
5. Rosmej O N, Shen X F, Pukhov A, Antonelli L, Barbato F, Gyrdymov M, Günther M M, Zähler S, Popov V S, Borisenko N G and Andreev N E 2021 *Matter and Radiation at Extremes* **6** 048401
6. Shen X F, Pukhov A, Günther M M and Rosmej O N 2021 *Applied Physics Letters* **118** 134102

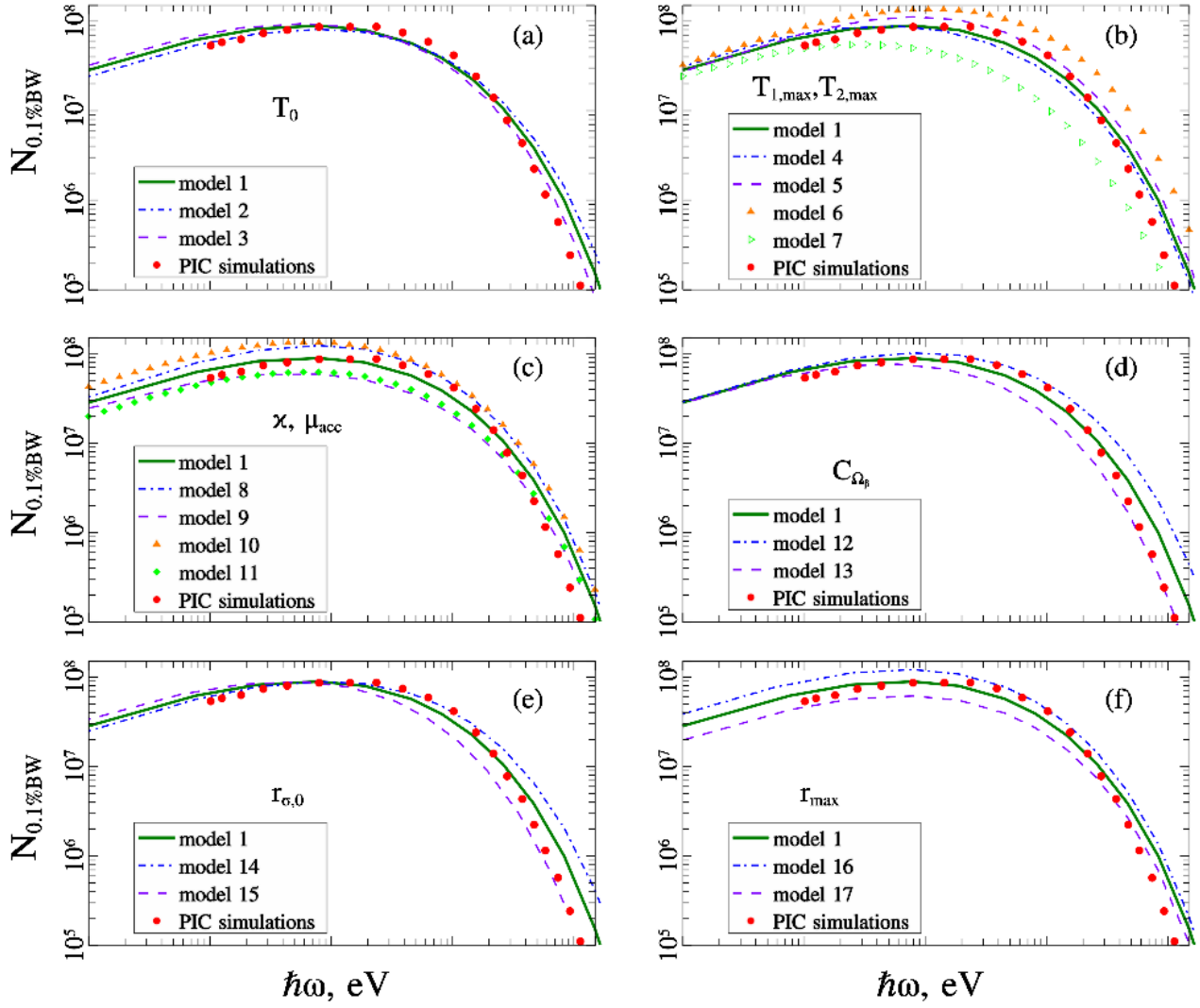


Рисунок 1. Спектр синхротронного излучения: число квантов, испущенных в частотном интервале 0.1% от частоты ω , в зависимости от ω . Точками обозначен численный расчет методом частиц в ячейке работы [6]. На других кривых показаны расчеты по аналитической модели, представленной в данной работе, для параметров, указанных в таблице 1 для соответствующих моделей 1–17, см. легенду. Остальные параметры указаны в тексте. Параметры, которые варьируются в соответствующих подрисунках, указаны над легендой.

7. Rosmej O N, Andreev N E, Zaehter S, Zahn N, Christ P, Borm B, Radon T, Sokolov A, Pugachev L P, Khaghani D, Horst F, Borisenko N G, Sklizkov G and Pimenov V G 2019 *New Journal of Physics* **21** 043044

8. Esarey E, Shadwick B A, Catravas P and Leemans W P 2002 *Phys. Rev. E* **65** 056505

9. Khudik V, Arefiev A, Zhang X and Shvets G 2016 *Physics of Plasmas* **23**

№ модели	T_0 , eV	$T_{1,\max}$, eV	$T_{2,\max}$, eV	$\varkappa$	μ_{acc}	C_{Ω_β}	$r_{\sigma,0}$, μm	$r_{\max}$, μm
1	0.2	2	8	0.2	0.1	0.7	3	6
2	0.4	2	8	0.2	0.1	0.7	3	6
3	0.1	2	8	0.2	0.1	0.7	3	6
4	0.2	3	8	0.2	0.1	0.7	3	6
5	0.2	1	8	0.2	0.1	0.7	3	6
6	0.2	2	10	0.2	0.1	0.7	3	6
7	0.2	2	6	0.2	0.1	0.7	3	6
8	0.2	2	8	0.4	0.1	0.7	3	6
9	0.2	2	8	0.1	0.1	0.7	3	6
10	0.2	2	8	0.2	0.15	0.7	3	6
11	0.2	2	8	0.2	0.07	0.7	3	6
12	0.2	2	8	0.2	0.1	0.8	3	6
13	0.2	2	8	0.2	0.1	0.6	3	6
14	0.2	2	8	0.2	0.1	0.7	4	6
15	0.2	2	8	0.2	0.1	0.7	2	6
16	0.2	2	8	0.2	0.1	0.7	3	7
17	0.2	2	8	0.2	0.1	0.7	3	5

Таблица 1. параметры расчетов для разных моделей 1 – 17 (1-й столбец). Прямоугольными рамками выделены параметры, отличающиеся от соответствующих параметров модели №1 (1-я строка таблицы)