

УДК 621.378

Получение релятивистской интенсивности с использованием фемтосекундного излучения Ti:Sapphire лазерной системы с пиковой мощностью 0,2 ТВт

В. В. Большаков, А. А. Воробьев, Р. В. Волков, В. А. Князьков, А. Б. Савельев
Физический факультет и МЛЦ МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

Н. В. Еремин, А. А. Пасхалов
НИИЯФ МГУ им. Д. В. Скобельцына, Москва, Россия

А. П. Шевелько, Е. Д. Казаков
Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

М. Ю. Романовский
Институт общей физики им. Прохорова РАН, Москва, Россия

Приведены результаты экспериментов по диагностике параметров лазерного излучения и получению 10^{18} Вт/см² при использовании 0,2 ТВт лазерной системы на основе кристалла Ti:Sapphire (Ti:Sa). Так, длительность лазерного импульса составила 50 фс, контраст на наносекундном масштабе времени 10^6 , на пикосекундном — не хуже чем 10^5 . Для определения величины интенсивности излучения проводилось измерение средней энергии горячих электронов, которая составила (139 ± 12) кэВ.

PACS: 52.38.-r

Введение

В настоящее время благодаря использованию метода усиления chirпированных импульсов (СРА-системы) [1, 2], уменьшению длительности и улучшению пространственного качества излучения (в том числе за счет использования адаптивной оптики) пиковые интенсивности на поверхности мишени превысили 10^{22} Вт/см² [3, 4], в то время как фемтосекундные лазерные установки, обеспечивающие релятивистскую интенсивность ($\sim 1,4 \cdot 10^{18}$ Вт/см²), стали стандартным инструментом экспериментаторов по всему миру [5, 6]. Типичные энергии лазерных импульсов, получаемые в подобных лазерных системах, составляют от сотни миллиджоулей до нескольких джоулей (пиковая мощность — несколько тераватт и выше), а характерные диаметры пятна фокусировки превышают 10 мкм [7, 8]. В то же время максимальная интенсивность при минимальной энергии лазерного импульса может быть достигнута в так называемых лямбда-куб-системах, в которых предельно короткий лазерный импульс (длительностью в несколько оптических циклов, т. е. имеющий длину вдоль волнового вектора порядка длины волны) при фокусировке сжимается в пространстве по двум поперечным координатам до характерных масштабов порядка длины волны [9]. Впервые о создании такого рода лазерной системы

сообщалось в [10], а в работе [11] было заявлено о получении с помощью такой системы релятивистской интенсивности.

Характеризация интенсивности в фокальном пятне является достаточно сложной экспериментальной проблемой. Чаще всего интенсивность оценивается исходя из параметров импульса (энергии, длительности) до фокусирующей системы и размера фокального пятна при малой интенсивности лазерного излучения. Такая оценка, однако, является довольно приблизительной в силу возможных искажений пространственно-временной структуры излучения в фокальном пятне при полной энергии излучения вследствие самовоздействия, тепловых эффектов, временного расплывания и других эффектов.

Для определения реальной интенсивности излучения на мишени можно использовать непрямые методы, связанные с оценкой величины средней энергии электронов, летящих из плазмы, исходя из их энергетического спектра [12], спектра рентгеновского излучения [13] либо ионного тока плазмы [14]. Так, в работе [11] утверждается о достижении интенсивности лазерного излучения величины 10^{18} Вт/см² с использованием лямбда-куб-системы (энергия импульса 1,1 мДж, длительность 22 фс, диаметр пятна $\sim 1,3$ мкм при использовании адаптивной системы коррекции аберраций). Однако средняя энергия электронов, полу-

ченная в проводившихся экспериментах, составляет величину $\sim 10\text{--}15$ кэВ, что соответствует на порядок меньшей интенсивности.

В настоящей работе экспериментально продемонстрирована возможность получения релятивистской интенсивности при использовании лазерной системы с пиковой мощностью 0,2 ТВт (50 фс, 10 мДж) и диаметре пятна фокусировки на поверхности мишени вольфрама 3,5 мкм. Средняя энергия горячих электронов в наших экспериментах превысила ~ 140 кэВ при оценке по спектру рентгеновского свечения плазмы в диапазоне энергий квантов 0,1—1,0 МэВ.

Лазерная система

В работе использовалась 0,2 ТВт-твердотельная лазерная система на основе кристалла Ti:Sa. На рис. 1 представлена схема установки. Задающий генератор (лазер на основе кристалла Ti:Sa с пассивной синхронизацией мод керровской линзой Mira-seed компании Coherent Inc. с накачкой лазером Verdi 5W) формирует импульсы с шириной спектра 40 нм, центральной длиной волны 800 нм, частотой повторения импульсов 77 МГц при средней мощности 0,5 Вт.

Для накачки усилителей применяется импульсное излучение Nd:YAG-лазера Surelite компании Continuum на длине волны 532 нм с длительно-

стью импульса 10 нс, энергией до 320 мДж, частотой следования 10 Гц. Для chirпирования импульса используется стретчер из двух плоских зеркал, сферического зеркала $f = 90$ см и дифракционной решетки 1400 штр/мм. Эффективное расстояние между плоским зеркалом и дифракционной решеткой — 30 см, угол падения на решетку — 27° . Компрессор состоит из двух дифракционных решеток 1400 штр/мм, расстояние между которыми равно 30 см. Эффективность компрессора $\sim 70\%$.

Для усиления chirпированного импульса последовательно используются регенеративный и многопроходный усилители. Применяемый регенеративный усилитель на кристалле Ti:Sa имеет следующие параметры: длина кристалла — 12 мм, число проходов — 15, частота открывания затвора резонатора 10 Гц, энергия выходного импульса 8—9 мДж. Число проходов многопроходного усилителя равно 4, а выходная энергия достигает 60 мДж.

В связи с наличием нелинейной фазовой само-модуляции в воздухе компрессор лазерного излучения был установлен в отдельной вакуумной камере, соединенной с камерой взаимодействия и камерой для диагностики параметров излучения. В результате была создана экспериментальная вакуумированная система, представленная на рис. 2.

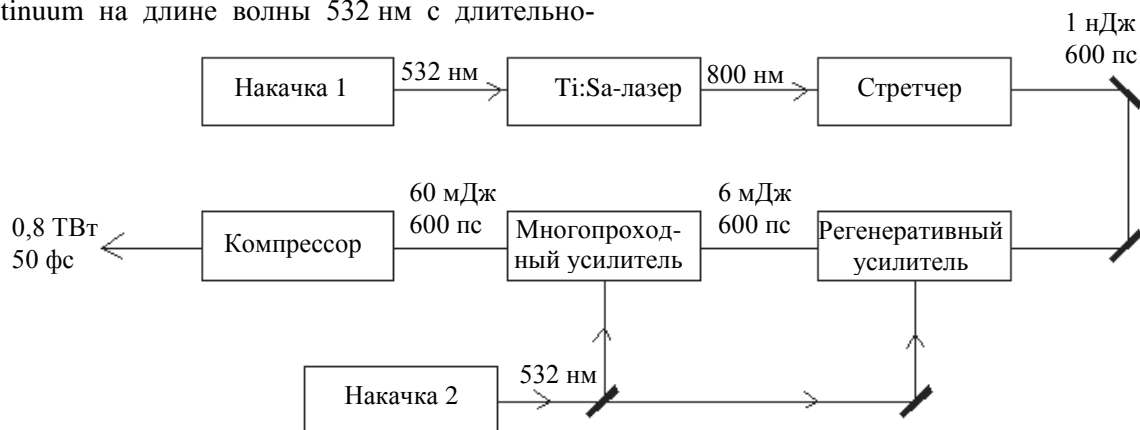


Рис. 1. Схема лазерной системы на основе кристалла Ti:Sa: накачка 1 — лазер Verdi 5W; накачка 2 — Nd:YAG-лазер Surelite компании Continuum

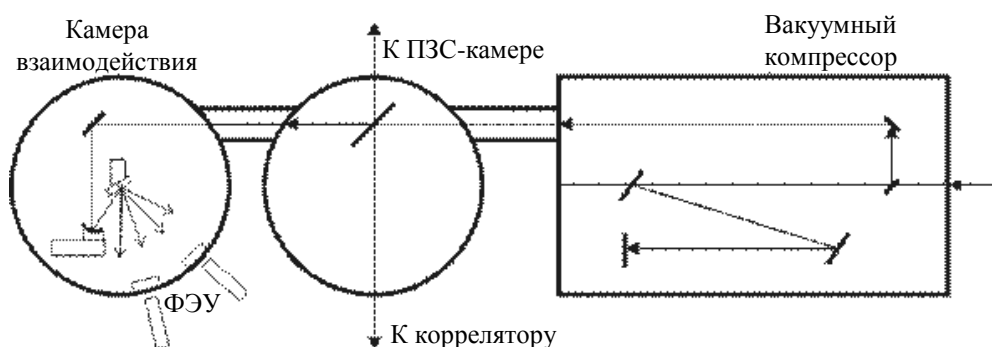


Рис. 2. Вакуумированная система для компрессии, диагностики и фокусировки фемтосекундного излучения лазерной установки на основе кристалла Ti:Sa

Данная система позволяет достигать в камерах и компрессора, и промежуточной давление остаточных газов ~ 1 Торр, а в камере взаимодействия — лучше 10^{-2} Торр.

В камере компрессора расположены дифракционные решетки и зеркала. Промежуточная камера необходима для вывода излучения и его диагностики: измерения контраста, длительности, диаметра пятна фокусировки. В камере взаимодействия расположены мишень на трехкоординатной линейной подвижке и внеосевое параболическое зеркало, фокусирующее излучение на мишень и закрепленное на подвижке, обеспечивающей юстировку по двум углам.

Диагностика параметров лазерного излучения

Измерение длительности лазерного импульса с помощью автокоррелятора второго порядка показало, что длительность этого импульса составляет (50 ± 5) фс. При исследовании взаимодействия мощного лазерного излучения с веществом важно знать величину контраста лазерного излучения, так как он может существенным образом влиять на характер взаимодействия. В данной работе проводили измерения контраста на нано- и пикосекундных интервалах времени.

На временном интервале в единицы-десятки наносекунд между предимпульсом и основным импульсом лазерного излучения контраст измеряли с помощью быстродействующего PIN-диода. Сигнал с фотодиода регистрировали с помощью осциллографа Tektronix TDS 1012 с полосой пропускания 100 МГц. Для повышения контраста лазерного импульса (устранения предимпульсов, просачивающихся из регенеративного усилителя через ячейку Поккельса и имеющих амплитуду порядка 10^{-3} от основного излучения) между регенеративным и многопроходным усилителями была установлена дополнительная поляризационная развязка с ячейкой Поккельса. В результате контраст на наносекундном масштабе (контролируемый быстрым PIN-диодом) превысил 10^6 .

Для измерения пикосекундного контраста лазерного излучения измерялась кросскорреляционная функция третьего порядка. На входе в коррелятор лазерное излучение фокусировалось линзой с фокусным расстоянием 1 м на кристалл второй гармоники DKDP толщиной 4 мм с синхронизмом о-о-е. После кристалла излучение на основной частоте отражалось делительной пластинкой и задерживалось с помощью линии задержки на 100 фс — 50 пс. Далее излучение на частотах пер-

вой и второй гармоник сводилось на кристалле DKDP толщиной 1 мм с синхронизмом о-е-о — неколлинеарном генераторе суммарной частоты. Излучение на частоте третьей гармоники основного излучения фильтровалось диафрагмой 1 мм и регистрировалось ФЭУ-106 и цифровым осциллографом Tektronix TDS 1012.

В результате проведенных измерений не было обнаружено ни одного предимпульса с амплитудой, превышающей уровень шума, во временном окне в 50 пс, предшествующем основному импульсу. Таким образом, ограничивающим фактором в измерении пикосекундного контраста является достигнутое в эксперименте отношение сигнал/шум, которое составило 10^5 . Поэтому можно утверждать, что пикосекундный контраст лазерного излучения не хуже 10^5 .

Параметр качества излучения M^2 определялся как отношение площади фокусного пятна при фокусировке линзой с фокусным расстоянием $f = 4,56$ м к площади фокусного пятна для пучка того же исходного диаметра ($d_0 = 1$ см), но имеющего гауссовый поперечный профиль интенсивности. Расчет теоретического значения диаметра пятна фокусировки в фокусе длиннофокусной линзы проводился по формуле

$$D_{theory} = 0,44 \cdot \frac{\lambda f}{d_0},$$

что дает величину (161 ± 16) мкм. Экспериментально измеренный диаметр пятна фокусировки был равен $D_{exp} = (212 \pm 5)$ мкм. Таким образом, для параметра качества получаем оценку $M^2 = 1,8 \pm 0,3$.

Для фокусировки мощного лазерного импульса на поверхность мишени использовалось алюминиевое внеосевое параболическое зеркало с $F/D \sim 5$ производства компании Janus Technology Inc. Схема юстировки этого зеркала представлена на рис. 2. Ослабленное до 100 мкДж оптическое излучение, проходя через делительную пластинку, фокусируется внеосевым параболическим зеркалом на мишень. Для отражения излучения назад вместо рабочей мишени применяется дополнительная мишень. Отраженное назад излучение отражается делительной пластинкой и, фокусируясь линзой с фокусным расстоянием 4,56 м, попадает на ПЗС-камеру. Построенное таким образом изображение пятна фокусировки излучения на мишени представлено на рис. 3, а, на рис. 3, б — распределение интенсивности в изображении пятна фокусировки после юстировки параболического зеркала.

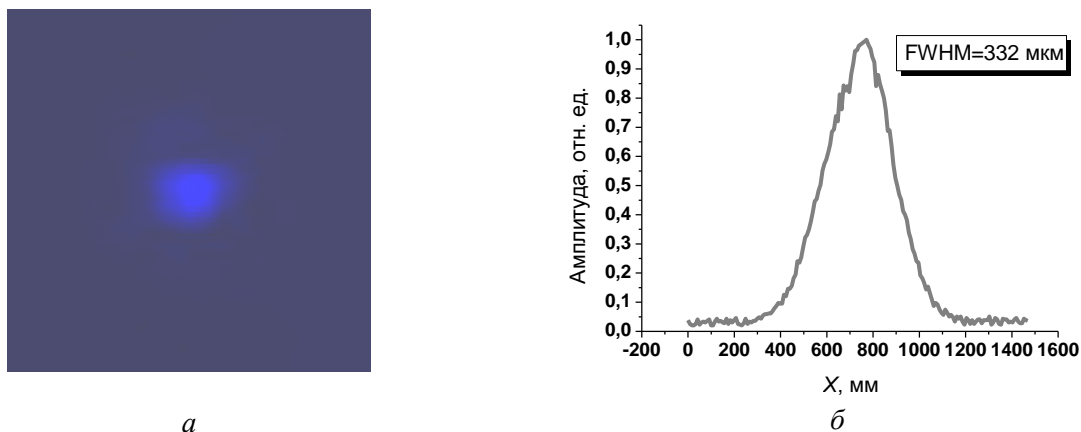


Рис. 3. Изображение пятна фокусировки на мишени (а) и распределение интенсивности в поперечном сечении этого изображения (б)

Оценка диаметра D_f пятна фокусировки получалась как

$$D_f = \frac{f_{mir}}{f} D_i \approx (3,5 \pm 0,1) \text{ мкм},$$

где f_{mir} — фокусное расстояние зеркала;

D_i — диаметр изображения фокального пятна по уровню половины интенсивности.

На основе данных рис. 3 можно оценить количество энергии, содержащееся в пятне фокусировки D_f . Оно составляет 56 % от падающей на мишень энергии. Отметим также, что измеренный коэффициент отражения алюминиевого внеосевого параболического зеркала на длине волны 800 нм составил 80 %.

Оценка величины интенсивности на мишени по спектру рентгеновского свечения плазмы

В соответствии с приведенными выше результатами, энергия, содержащаяся в одиночном лазерном импульсе, составляет $J = 10$ мДж при длительности лазерного импульса $\tau = 50$ фс, а диаметр пятна фокусировки, в который удается сфокусировать излучение, не превышает $d = 3,5$ мкм. При оценке интенсивности в фокальном пятне следует учесть оценку количества энергии в пятне фокусировки, приведенную выше ($\gamma = 0,56$), а также коэффициент отражения применяемого алюминиевого внеосевого параболического зеркала $R = 0,8$. Тогда значение пиковой интенсивности, достигнутое в наших экспериментах, составляет

$$I = R\gamma \frac{4J}{\pi d^2 \tau} \approx 10^{18} \text{ Вт/см}^2.$$

Диаметр пятна фокусировки, полученный в эксперименте при полной энергии лазерного импульса, оценивали исходя из уширения спектраль-

ных линий характеристического излучения фемтосекундной лазерной плазмы: К- α -линии. Регистрацию проводили рентгеновским спектрометром, описанным в работе [15], при этом детектор располагали непосредственно в вакуумной камере взаимодействия (см. рис. 2). На полученном в ходе эксперимента спектре видна К- α -линия меди, укладываемая в один пиксель ПЗС-линейки размером 8 мкм.

Аппроксимируя характеристическую линию гауссовской функцией и учитывая, что отношение сигнал/шум в данном измерении составило величину ~ 40 , можно оценить, что характерный размер рентгеновского источника излучения оказывается равным не более 3 мкм. Таким образом, и при полной энергии лазерного импульса характерный диаметр пятна фокусировки не увеличивается.

Для оценки пиковой интенсивности лазерного излучения проводили измерение спектра рентгеновского свечения фемтосекундной лазерной плазмы в области энергий квантов от 0,01 до 1 МэВ. Излучение фокусировалось внеосевым параболическим зеркалом на мишень, расположенную под углом 45° к оси пучка на моторизованных линейных подвижках, что обеспечивало свежую поверхность в каждом лазерном выстреле.

Оценку средней энергии горячих электронов в диапазоне энергий от 0,01 до 0,1 МэВ проводили при использовании двухдетекторной методики, описанной в работе [16]. Регистрацию спектра высокоэнергетичной компоненты рентгеновского излучения проводили с помощью ФЭУ (ФЭУ-87 с кристаллом NaI, толщиной 32 мм), набора свинцовых диафрагм и фильтров различных диаметров и толщин. В работе обеспечивали одноквантовый режим регистрации фотонов с помощью ФЭУ варьированием расстояния от детектора до источника, а также использованием различных комбинаций диафрагм и фильтров. Средняя вероятность

регистрации одиночного рентгеновского кванта равнялась 0,1. Распределение рентгеновских квантов строилось примерно по 5000—10000 лазерных импульсов.

Измерения с использованием двухдетекторной методики, модифицированной с учетом роста средней энергии горячих электронов до значений свыше 50 кэВ, проводили путем комбинации фильтров 100 мкм алюминия, 13 и 50 мкм тантала. Обработку результатов проводили с учетом низкой эффективности кристалла NaI толщиной 5 мм при регистрации рентгеновских квантов с энергией свыше 100 кэВ. В итоге была получена оценка на среднюю энергию горячих электронов в области спектра до 100 кэВ в (61 ± 22) кэВ.

Гистограмма распределения рентгеновских квантов по энергии, полученная при использовании одноквантовой методики и толстого кристалла NaI, представлена на рис. 4.

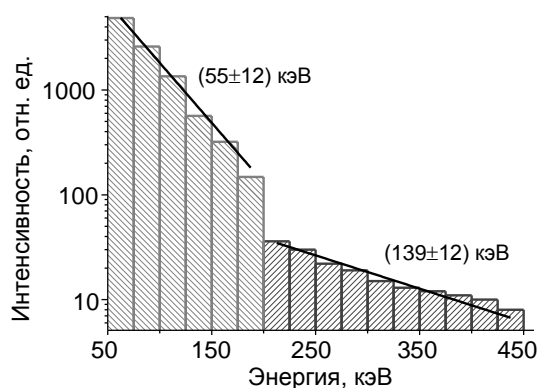


Рис. 4. Гистограмма распределения рентгеновских квантов по энергии в диапазоне 0,05—0,46 МэВ

Спектральный диапазон регистрации определялся выбором фильтров (свинцовые пластинки толщиной 1 мм) и режима регистрации. Оценка средней энергии по огибающей спектра дает величину (55 ± 12) кэВ на низкоэнергетическую компоненту, хорошо совпадающую с оценкой по двухдетекторной методике. В диапазоне энергий до 1 МэВ полученное значение средней энергии составило (139 ± 12) кэВ.

Анализ литературы показывает, что разные авторы получают совершенно различные оценки на среднюю энергию (или "температуру") горячих электронов при одной и той же интенсивности лазерного излучения, проводя оценку в различных спектральных интервалах энергий рентгеновского излучения. Соответственно, одно и то же значение средней энергии горячих электронов может быть получено при существенно разных интенсивностях лазерного излучения, если оценка делается по

рентгеновскому спектру разных спектральных интервалов их регистрации. Итак, оценка на среднюю энергию горячих электронов существенно зависит от диапазона энергий рентгеновских квантов, по которому проводится эта оценка. В частности, это означает, что спектр электронов не может быть описан распределением с одной квазitemпературой, а различные части этого спектра могут определяться различными механизмами ускорения электронов.

Для корректной оценки интенсивности по средней энергии горячих электронов на основании известных из литературы соотношений между параметрами лазерного излучения и параметрами плазмы нужна известная осторожность, поскольку различные механизмы ускорения электронов дают вклад в разные диапазоны энергий электронов, а границы этих диапазонов могут существенно смещаться с изменением параметров лазерного излучения.

Так, известная формула для резонансного поглощения при субрелятивистских интенсивностях [12] соответствует, очевидно, "хвосту" распределения электронов, который в нашем случае соответствует рентгеновским квантам с энергией свыше 1 МэВ.

В нашем случае оценка на интенсивность лазерного излучения может быть сделана исходя из формулы для пондеромоторного потенциала $T_p = m_e c^2 (\sqrt{1 + a_0^2} - 1)$ [17]. Это дает для интенсивности оценку в 10^{18} Вт/см² и подтверждающую сделанную ранее оценку на интенсивность исходя из параметров лазерного импульса и качества фокусировки излучения.

Заключение

Охарактеризована лазерная система на основе кристалла Ti:Sa. Длительность лазерного импульса составила 50 фс. При энергии лазерного импульса в 10 мДж выходная мощность равнялась 0,2 ТВт. Контраст в наносекундном временном интервале составил 10^6 , в пикосекундном интервале — не хуже 10^5 .

При использовании внеосевого параболического зеркала удалось сфокусировать лазерное излучение в пятно диаметром 3,5 мкм, что позволило достичь интенсивности лазерного излучения 10^{18} Вт/см². Данное значение интенсивности также подтверждается проведенными измерениями средней энергии высокоэнергетической компоненты горячих электронов фемтосекундной лазерной плазмы, которая составила (139 ± 12) кэВ при аппроксимации спектра рентгеновского излучения плазмы в диапазоне энергий квантов 0,1—1,0 МэВ.

Настоящая работа поддержана грантом РФФИ
№ 07-02-00724а.

Литература

1. Крюков П. Г. // Квантовая электроника. 2001. Т. 31. № 2. С. 95.
2. Backus S., Durfee C. G., Murnane M. M., Kapteyn H. C. // Rev. of scien. Instr. 1998. V. 69. № 3. P. 1207.
3. Bahk S.-W., Rousseau P., Planchon T. A., Chvykov V., Kalintchenko G., Maksimchuk A., Mourou G. A., Yanovsky V. // Opt. Lett. 2008. V. 29. № 24. P. 2837.
4. Yanovsky V., Chvykov V., Kalinchenko G., Rousseau P., Planchon T., Matsuoka T., Maksimchuk A., Nees J., Cheriaux G., Mourou G., Krushelnick K. // Ibid. V. 16. № 3. P. 2109.
5. Hansen S. B., Faenov A. Ya., Pikuz T. A., Fournier K. B., Shepherd R., Chen H., Widmann K., Wilks S. C., Ping Y., Chung H. K., Niles A., Hunter J. R., Dyer G., Ditmire T. // Phys. Rev. E. 2005. V. 72. № 036408.
6. Dobosz S., Doumy G., Stabile H., D'Oliveira P., Monot P., Re'au F., Huller S., Martin Ph. // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95. №. 025001.
7. Li Y. T., Zhang J., Sheng Z. M., Zheng J., Chen Z. L., Kodama R., Matsuoka T., Tampo M., Tanaka K. A., Tsutsumi T., Yabuuchi T. // Phys. Rev. E. 2004. V. 69. № 036405.
8. Zhang J., Zheng J., Sheng Z. M., Li Y. T., Qiu Y., Jin Z., Teng H. // Ibid. №. 046408.
9. Mourou G. A., Tajima T., Bulanov S. V. // Rev. Mod. Phys. 2006. V. 78. P. 309.
10. Albert O., Wang H., Liu D., Chang Z., Mourou G. // Opt. Lett. 2000. V. 125. P. 1125.
11. Hou B., Nees J. A., Theobald W., Mourou G. A., Chen L. M., Kieffer J.-C., Krol A., Chamberlain C. C. // Appl. Phys. Lett. 2004. V. 84. № 13. P. 2259.
12. Gordienko V. M., Lachko I. M., Mikheev P. M., Savel'ev A. B., Uryupina D. S., Volkov R. V. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2002. V. 44. P. 2555.
13. Chen H., Soom B., Yaakobi B., Uchida S., Meyerhofer D. D. // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 70. № 22. P. 3431.
14. Zepf M., Clark E. L., Beg F. N., Clarke R. J., Dangor A. E., Gopal A., Krushelnick K., Norreys P. A., Tatarakis M., Wagner U., Wei M. S. // Ibid. 2003. V. 90. P. 064801.
15. Агранат М. Б., Андреев Н. Е., Ашутков С. И., Овчинников А. В., Ситников Д. С., Фортвов В. Е., Шевелько А. П. // Письма в ЖЭТФ. 2006. Т. 83. В. 2. С. 80.
16. Волков Р. В., Гордиенко В. М., Михеев П. М., Савельев А. Б. // Квантовая электроника. 2000. Т. 30. С. 896.
17. Gibbon P., Forster R. // Plasma Phys. Cont. Fus. 1996. V. 38. P. 769.

Статья поступила в редакцию 1 августа 2008 г.

Reception of relativistic intensity with use of the femtosecond radiations of Ti:Sapphire laser system with 0.2-TW peak power

V. V. Bolshakov, A. A. Vorobyev, R. V. Volkov, V. A. Knyazkov, A. B. Savel'yev
Physical Faculty of the Moscow State University, Moscow, Russia

N. V. Eremin, A. A. Paskhalov
Research Institute for Nuclear Physics of the Moscow State University, Moscow, Russia

A. P. Shevelko, E. D. Kazakov
Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Science, Moscow, Russia

M. Yu. Romanovsky
Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Science, Moscow, Russia

In the presented work the results of experiments on diagnostics of parameters of laser radiation are given for 0.2-TW laser system on the basis of a Ti:Sa crystal. It has been shown that the intensity is up to 10^{18} W/cm². A duration of a laser impulse has made 50 fs, contrast on the nanosecond time scale is 10^6 , on the ps one — is not worse, than 10^5 . For definition of size of intensity of radiation, measurement of an average energy for hot electrons was spent. It has made (139±12) keV.

PACS: 52.38.-r