

04;07

## Верхняя оценка коэффициента конверсии лазерно-плазменного источника коротковолнового излучения для нанолитографии

© С.Г. Калмыков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург  
E-mail: Serguei.Kalmykov@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 26 мая 2009 г.

Лазерная плазма рассматривается в качестве источника излучения в EUV-диапазоне для нужд нанолитографии. В предположении плазмы, излучающей как черное тело, получена верхняя оценка коэффициента конверсии такого источника. Рассматриваются перспективы повышения эффективности реальных плазм, используемых в этом качестве.

PACS: 52.38.Dx, 52.50.Jm

Одним из наиболее привлекательных источников EUV-излучения (Extreme Ultra Violet) для нужд нанолитографии считается микроплазма, возбуждаемая импульсом лазерного излучения на газовой мишени, в частности на плотной сверхзвуковой струе ксенона [1]. Перспектива применения такого источника в промышленных фотолитографах предъявляет высокие требования к его эффективности — в первую очередь, к коэффициенту конверсии энергии лазерного импульса в энергию EUV-излучения:  $\eta_{conv} = E_{EUV}/E_{las}$ , где  $E_{EUV}$  — энергия EUV-излучения в требуемом диапазоне длин волн,  $E_{las}$  — полная энергия лазерного импульса. Достигнутое в различных экспериментах значение  $\eta_{conv}$  для обсуждаемого типа источника обычно не превышает 0.1% (см., например, [2,3]). Автору известна лишь одна работа [4], в которой  $\eta_{conv}$  превышает указанное значение и составляет  $\eta_{conv} = 0.45\%$ .

В этой связи интересно получить некое наивысшее, допускаемое основными физическими законами значение  $\eta_{conv}$ , пригодное для

сравнения с экспериментальными данными. Известно, что в классе квазиравновесных источников наивысшей излучательной способностью обладало бы черное тело. Рассмотрим в качестве модели излучающую как черное тело лазерную плазму в квазистационарном состоянии, когда поглощаемая ею мощность лазерного излучения уравнивает энергетические потери:  $P_{abs} = P_{loss}$ .

$P_{loss}$  состоит из излучательных потерь, потерь, связанных с адиабатическим расширением плазмы в вакуум, т.е. превращением тепловой энергии в кинетическую энергию разлета, и энергии, уносимой из плазмы нейтральными частицами:  $P_{loss} = P_{rad} + P_{adiab} + P_{particle}$ . Для интересующих нас температур плазмы  $kT = 10-25$  eV интенсивность излучения черного тела варьирует в диапазоне  $\sigma T^4 \approx (1-40) \cdot 10^9$  W/cm<sup>2</sup>. Потери, связанные с адиабатическим расширением плазмы с ионными тепловыми скоростями  $V_i \approx 6 \cdot 10^5$  cm/s (для ксенона) для плазмы с концентрацией ионов, например,  $n_i = 10^{18}$  cm<sup>-3</sup> и средним ионным зарядом  $Z = 10$  (концентрация электронов  $n_e = Zn_i$ ), составляют  $(n_e + n_i)kTV_i \approx 2 \cdot 10^7$  W/cm<sup>2</sup>. Энергия, выносимая нейтральными атомами, вылетающими из плазмы с теми же ионными скоростями, очевидно, на несколько порядков меньше  $P_{adiab}$ . Таким образом,  $P_{loss} \approx P_{rad}$ .

Верхнюю оценку коэффициента конверсии,  $\eta_{conv,max}$  можно получить, если кроме предположения о чернотельном характере излучения из плазмы дополнительно предположить, что вся мощность (энергия) лазерного луча поглощается плазмой и переходит в ее тепловую энергию:  $P_{las} = P_{abs}$  ( $E_{las} = E_{abs}$ ). Поскольку энергозатраты начального периода ионизации и первичного нагрева плазмы  $E_{ini}$  намного меньше полной излученной плазмой энергии (в рассматриваемом примере эти энергозатраты в расчете на один ион  $\Sigma(E_i) + kT_i + ZkT_e \approx 1$  keV, и при разумном размере (радиусе) плазменного образования,  $r_{pl} \approx 100$  μm,  $E_{ini} \sim 4 \cdot 10^{-4}$  J), вместо энергий в определении  $\eta_{conv}$  можно подставить соответствующие мощности квазистационарного периода. Тогда для рассматриваемой модели

$$\begin{aligned} \eta_{cons,max} &= E_{EUV}/E_{las} = P_{EUV}/P_{las} = P_{EUV}/P_{abs} \\ &= P_{EUV}/P_{loss} = P_{EUV}/P_{rad}. \end{aligned} \quad (1)$$

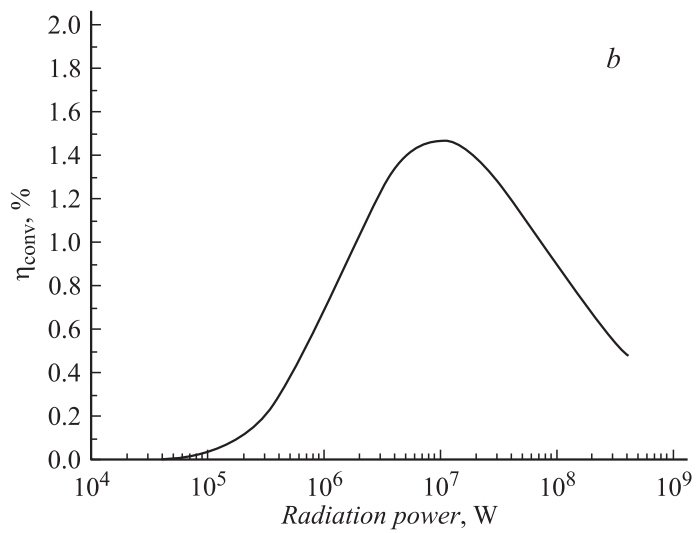
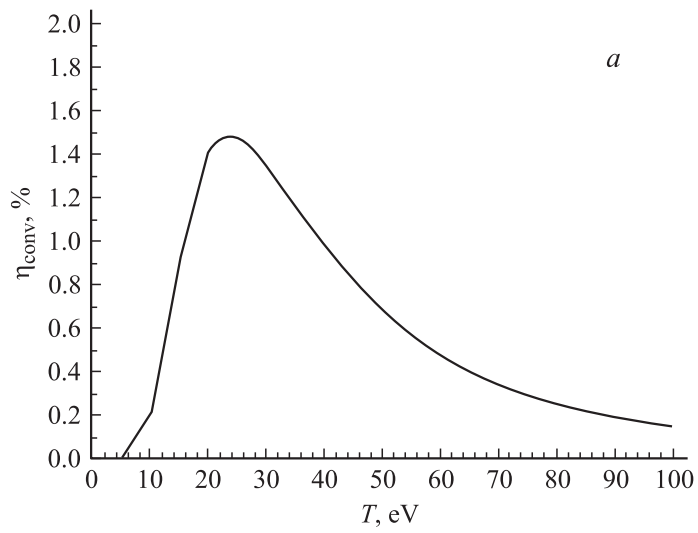
Для плазмы, излучающей как черное тело:

$$\eta_{conv,max} = \frac{P_{EUV}}{P_{rad}} = \frac{\int_{\lambda_0-\Delta\lambda/2}^{\lambda_0+\Delta\lambda/2} r_\lambda d\lambda}{\int_0^\infty r_\lambda d\lambda} \approx \frac{r_\lambda(\lambda_0)\Delta\lambda}{\sigma T^4} = \frac{4.2 \cdot 10^5}{T_{eV}^4 [\exp(92.5/T_{eV}) - 1]}, \quad (2)$$

где  $\lambda$  — длина волны излучения из плазмы,  $\lambda_0 \pm \Delta\lambda/2$ , где  $\lambda_0 = 13.4$  nm, а  $\Delta\lambda/\lambda_0 = 2\%$ , — общепринятый диапазон длин волн EUV-источника,  $r_\lambda$  — планковская интенсивность излучения черного тела в единичном интервале длин волн,  $T$  и  $T_{eV}$  — температуры плазмы в градусах Кельвина и электронвольтах соответственно,  $\sigma$  — постоянная Стефана–Больцмана. Функция  $\eta_{conv,max}(T)$  показана на рисунке, *a*, она имеет максимум, который для выбранной полосы излучения лежит при  $T_{eV} = 23.6$  eV и составляет  $\eta_{conv,max} = 1.5\%$ . Этот простой фундаментальный результат для планковского излучателя был, по-видимому, неоднократно получен ранее (см., например, [5]); в соответствии с вышесказанным, его можно рассматривать как верхнюю границу коэффициента конверсии.

Поскольку интегральная мощность чернотельного излучения однозначно связана с температурой законом Стефана–Больцмана, представляет интерес зависимость  $\eta_{conv}$  от вкладываемой в плазму (или излучаемой из нее) мощности. Эта зависимость (при  $r_{pl} = 100 \mu\text{m}$ ) показана на рисунке 1, *b*. Видно, что оптимальная температура плазмы, соответствующая максимуму  $\eta_{conv}$ , достигается при  $P_{abs} = 10^7$  W.

В реальных плазмах поглощается лишь порядка 10–30% от полной мощности лазерного импульса. Тогда мощность лазерного излучения, необходимая для получения оптимальной температуры, составит  $(3-10) \cdot 10^7$  W, что примерно соответствует типичным экспериментальным условиям (при энергиях и длительностях лазерного импульса 0.5–1 J и 10–20 ns соответственно), а максимально достижимый для чернотельной модели коэффициент конверсии —  $\eta_{conv,max} = (0.15-0.45)\%$ . Как отмечено выше, в экспериментах наблюдались величины  $\eta_{conv}$ , близкие к этим значениям —



Зависимость коэффициента конверсии чернотельной плазмы: *a* — от температуры, *b* — от поглощаемой плазмой (и излучаемой ею) мощности.

$\eta_{conv} = 9.03 - 0.45\%$ . Отметим еще одну особенность кривой на рисунке,  $b$  — температура плазмы и, следовательно,  $\eta_{conv}$  в районе максимума слабо чувствительны к вариациям вводимой в плазму мощности: изменение последней в 4 раза вызывает изменение  $\eta_{conv}$  в пределах 7% от оптимальной его величины. Подобное явление также наблюдалось в экспериментах [2].

Конечно, типичная для современных экспериментальных условий плазма прозрачна для собственного излучения — длина поглощения фотона (Г.Т. Раздобарин, ФТИ, 2005, частное сообщение)

$$l_{ph} = 8 \cdot 10^{24} \cdot \frac{\sqrt{T_{eV}}}{n_e^2 Z \lambda^3} e^{-\frac{h\nu}{kT}} \quad (n_e \text{ в } \text{см}^{-3}, l_{ph} \text{ и } \lambda - \text{ в } \text{см}) \quad (3)$$

при  $n_e = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ,  $Z = 10$ ,  $T_{eV} = 10 \text{ eV}$  для длины волны  $\lambda \approx 100 \text{ \AA}$  (энергия фотона  $h\nu \approx 100 \text{ eV}$ ) составляет  $l_{ph} \approx 1.5 \text{ см}$ , что существенно превышает типичные размеры лазерной плазмы. Такая плазма излучает не континуально, как черное тело, а в спектральных линиях, что подтверждается в ряде экспериментальных и расчетно-теоретических работ [3,5]. Однако отмеченные корреляции оценок, сделанных на основе чернотельного излучателя, с экспериментальными данными не могут быть объяснены иначе как тем, что интенсивность излучения плазмы не слишком сильно отличается от интенсивности излучения черного тела — не более чем в несколько раз ниже последней, а ее зависимость от температуры плазмы оказывается очень сильной, похожей на аналогичную зависимость для черного тела.

Основной путь повышения  $\eta_{conv}$  выглядит очевидным — увеличение плотности мишени и тем самым плотности плазмы. С одной стороны, при определенных условиях это повышает долю поглощенной в плазме лазерной энергии (см. оценки в [6]), с другой — приближает излучение плазмы к чернотельному. Из-за особенностей распространения электромагнитных волн в плазме (см., например, [6,7]) этот путь может потребовать применения более коротковолновых, например, эксимерных ультрафиолетовых лазеров. В работе [6] также предлагается применение коротковолновых лазеров, но исходя из совершенно других соображений. При сопоставимой мощности облучения скорость многофотонной ионизации газа мишени для коротковолновых ультрафиолетовых лазеров на порядки превосходит скорость ионизации для традиционно применяемых инфракрасных лазеров. В результате резко

сокращается длительность начальной стадии развития плазменного образования, когда концентрация заряженных частиц плазмы нарастает практически от нуля до величин, необходимых для эффективного функционирования столкновительного механизма поглощения энергии лазерного излучения и нагрева плазмы.

Таким образом, повышая плотность мишени и применяя коротковолновые ультрафиолетовые лазеры, можно надеяться на достижение предельного значения коэффициента конверсии лазерно-плазменного источника EUV-излучения,  $\eta_{conv, max} \sim 1\%$ .

Работа выполнена при поддержке МНТЦ, грант № 3857.

## Список литературы

- [1] Сейсян Р.П. // ЖТФ. 2005. Т. 75. С. 1.
- [2] Домрачева И.В. и др. // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. В. 22. С. 9.
- [3] Schriever G. et al. // J. Vac. Sci. Technol. B. 1999. V. 17. N 5. P. 2058.
- [4] Diefendorff K. Extreme Lithography (6/19/2000). <<http://www.mpronline.com>>.
- [5] Bakshi V. EUV Sources for Lithography. SPIE Press. Bellingham, WA, USA, 2006.
- [6] Калмыков С.Г. // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. В. 17. С. 65.
- [7] Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З. Физика плазмы для физиков. М., 1979.