

Моделирование генерации жесткого рентгеновского излучения горячими электронами в серебряной мишени

О.Ф.Костенко

Разработана полуаналитическая модель генерации тормозного рентгеновского излучения в металлических мишенях с учетом рециркуляции горячих электронов. Проведены расчеты выхода жесткого тормозного и характеристического рентгеновского излучения в зависимости от толщины серебряной мишени при интенсивности s-поляризованных субпикосекундных лазерных импульсов 2×10^{19} Вт/см². Показано, что эффект рециркуляции горячих электронов в тонких фольгах приводит к значительному увеличению выхода K_{α} -излучения и тормозного излучения в интервале энергии фотонов 10–100 кэВ. Напротив, выход фотонов тормозного излучения в интервале 0.1–1 МэВ из тонких фольг, в которых горячие электроны рециркулируют, примерно соответствует максимальному выходу фотонов из мишеней, в которых рециркуляция несущественна. Проводится сравнительный анализ полученных максимальных коэффициентов преобразования лазерной энергии в энергию рентгеновского излучения.

Ключевые слова: жесткое тормозное и характеристическое рентгеновское излучение, рециркуляция горячих электронов, серебряные мишени.

1. Введение

В настоящее время на лазерных установках петаваттного уровня пиковой мощности проводятся исследования по радиографии вещества, находящегося в состояниях с высокой плотностью энергии (см. обзор [1]). Источниками жесткого короткоимпульсного рентгеновского излучения служат твердотельные лазерные мишени. При воздействии интенсивного лазерного импульса на мишень генерируются горячие (надтепловые) электроны, энергия которых может на порядок превышать пондеромоторную энергию [2]. Горячие электроны, проникая в глубь мишени, генерируют характеристическое и тормозное рентгеновское излучение [2–6]. Разрабатываются аналитические модели и численные коды для оптимизации выхода рентгеновского излучения [7–9], в которых используются квазимаксвелловские функции распределения горячих электронов по начальной энергии и известные скейлинги (зависимости температуры электронов от интенсивности) [10, 11]. Более точная информация о функции распределения может быть получена на основе расчетов методом крупных частиц [2, 6] и при моделировании результатов измерений спектров тормозного излучения [2, 6, 12, 13]. Эффект рециркуляции горячих электронов в электрически изолированных фольгах ограниченных поперечных размеров [7] приводит к увеличению выхода K_{α} -излучения [2, 3, 14] и тормозного рентгеновского излучения [6] при релятивистских интенсивностях. В фольгах, расположенных на толстых проводящих подложках, рециркуляцией горячих электронов можно пренебречь [2].

О.Ф.Костенко. Объединенный институт высоких температур РАН, Россия, 125412 Москва, ул. Ижорская, 13, стр.2;
e-mail: olegkost@ihed.ras.ru

Поступила в редакцию 27 сентября 2018 г., после доработки – 4 ноября 2018 г.

Для радиографии вещества с высокой плотностью энергии используется рентгеновское излучение в диапазоне 10–100 кэВ [1, 15]. Для радиографии плотной плазмы, которую планируется получать с помощью тяжелых ионных пучков на строящейся установке FAIR (GSI, Дармштадт, Германия), требуется рентгеновское излучение с энергией фотонов более 100 кэВ [1].

В работе [13] нами была определена функция распределения горячих электронов по энергии посредством моделирования результатов измерений тормозного и K_{α} -излучений из серебряных мишеней, в которых отсутствовала рециркуляция горячих электронов, генерируемых s-поляризованными субпикосекундными лазерными импульсами интенсивностью 2×10^{19} Вт/см² на лазерной установке PHELIX (GSI, Дармштадт, Германия). В настоящей работе рассмотрена полуаналитическая модель генерации тормозного рентгеновского излучения в металлических мишенях с учетом рециркуляции горячих электронов. Рассчитан выход тормозного рентгеновского излучения в диапазонах энергии фотонов 10–100 кэВ и 0.1–1 МэВ, а также K_{α} -излучения с энергией фотонов 22.1 кэВ с передней и тыльной сторон серебряных мишеней различной толщины как с учетом, так и без учета рециркуляции горячих электронов. Проведено сравнение полученных максимальных коэффициентов преобразования лазерной энергии в энергию рентгеновского излучения с результатами других работ.

2. Модель генерации тормозного рентгеновского излучения

С учетом s-поляризации лазерного излучения, падающего под малым углом на мишень, считалось, что электроны, ускоренные осциллирующей компонентой пондеромоторной силы [16], распространяются перпендикулярно поверхности мишени [13]. Резистивными потерями энергии горячих электронов в серебре при указанной интенсивности можно пренебречь [13, 17].

Число фотонов тормозного излучения с энергией в интервале $(k, k + dk)$, генерируемых электроном с энергией $E > k$ на отрезке пути dx в единицу телесного угла, записывается как

$$dn_{br} = n_a \frac{d^2 \sigma_{br}(E, k, \theta)}{dk d\Omega} dk dx, \quad (1)$$

где n_a – концентрация атомов; $d^2 \sigma_{br}/(dk d\Omega)$ – дифференциальное сечение тормозного излучения; θ – угол испускания фотона относительно направления движения электрона. Если электрон распространяется перпендикулярно поверхности мишени, то испускается

$$dn_{em} = n_a \frac{d^2 \sigma_{br}(E, k, \pi - \alpha_0)}{dk d\Omega} dk dx \exp(-\mu(k)x/\cos \alpha_0) \quad (2)$$

фотонов под углом α_0 к нормали в единицу телесного угла, где $\mu(k)$ – коэффициент поглощения излучения; x – расстояние от электрона до поверхности. Потери энергии электроном описываются функцией $S_p(E)$:

$$\frac{dE}{dx} = -S_p(E). \quad (3)$$

Для длины пробега электрона, на которой его начальная энергия E_0 уменьшается до минимальной рассматриваемой энергии фотонов k_{min} , имеем

$$l_e(E_0) = \int_{k_{min}}^{E_0} \frac{dE_1}{S_p(E_1)}, \quad (4)$$

откуда

$$x = l_e(E_0) - l_e(E). \quad (5)$$

Из формул (1)–(5) получаем спектр тормозного излучения, испускаемого электроном с начальной энергией E_0 с передней стороны мишени толщиной d под углом α_0 к нормали в единицу телесного угла:

$$j_{br}^f(E_0, k, \alpha_0, d) = n_a \int_{E_f(E_0, k, d)}^{E_0} \frac{dE}{S_p(E)} \frac{d^2 \sigma_{br}(E, k, \pi - \alpha_0)}{dk d\Omega} \times \exp\left\{\frac{-\mu(k)[l_e(E_0) - l_e(E)]}{\cos \alpha_0}\right\}, \quad (6)$$

где $E_f = k$, если $l_e(E_0) - l_e(k) \leq d$. Если при условии $l_e(E_0) - l_e(k) > d$ электрон покидает мишень, то E_f находится из решения уравнения $l_e(E_0) - l_e(E_f) = d$ [13]. При этом спектр тормозного излучения, испускаемого электроном с тыльной стороны мишени под углом β_0 к нормали в единицу телесного угла, принимает вид

$$j_{br}^b(E_0, k, \beta_0, d) = n_a \int_{E_f(E_0, k, d)}^{E_0} \frac{dE}{S_p(E)} \frac{d^2 \sigma_{br}(E, k, \beta_0)}{dk d\Omega} \times \exp\left\{\frac{-\mu(k)[d - l_e(E_0) + l_e(E)]}{\cos \beta_0}\right\}. \quad (7)$$

Если при условии $l_e(E_0) - l_e(k) > d$ электрон рециркулирует в мишени, то

$$j_{br}^f(E_0, k, \alpha_0, d) = n_a \sum_{i=1}^{N+1} \int_{E_i}^{E_{i-1}} \frac{dE}{S_p(E)}$$

$$\times \frac{d^2 \sigma_{br}[E, k, (\pi - \alpha_0)p_i + \alpha_0(1 - p_i)]}{dk d\Omega} \times \exp\left\{\frac{\mu(k)\{(2p_i - 1)[l_e(E) - l_e(E_{i-1})] - (1 - p_i)d\}}{\cos \alpha_0}\right\}, \quad (8)$$

$$j_{br}^b(E_0, k, \beta_0, d) = n_a \sum_{i=1}^{N+1} \int_{E_i}^{E_{i-1}} \frac{dE}{S_p(E)} \times \frac{d^2 \sigma_{br}[E, k, \beta_0 p_i + (\pi - \beta_0)(1 - p_i)]}{dk d\Omega} \times \exp\left\{\frac{\mu(k)\{(2p_i - 1)[l_e(E_{i-1}) - l_e(E)] - p_i d\}}{\cos \beta_0}\right\}, \quad (9)$$

где $N = [l_e(E_0) - l_e(k)/d]$ и $p_i = i - 2[i/2]$. При $i = 1, \dots, N$ энергия E_i определяется из решения уравнения $l_e(E_0) - l_e(E_i) = id$, а $E_{N+1} = k$.

Спектры тормозного излучения, испускаемого электронами с начальным распределением по энергии $f_h(E_0)$ с передней и тыльной сторон мишени в заданных направлениях в единицу телесного угла, определяются выражениями

$$J_{br}^f(k, \alpha_0, d) = \int_k^\infty j_{br}^f(E_0, k, \alpha_0, d) f_h(E_0) dE_0, \quad (10)$$

$$J_{br}^b(k, \beta_0, d) = \int_k^\infty j_{br}^b(E_0, k, \beta_0, d) f_h(E_0) dE_0 \quad (11)$$

соответственно. Для чисел фотонов в спектральном диапазоне (k_1, k_2) , где $k_1 \geq k_{min}$, излучаемых с передней и тыльной сторон, имеем

$$N_{ph}^f(d) = 2\pi \int_0^{\pi/2} \sin \alpha_0 d\alpha_0 \int_{k_1}^{k_2} J_{br}^f(k, \alpha_0, d) dk, \quad (12)$$

$$N_{ph}^b(d) = 2\pi \int_0^{\pi/2} \sin \beta_0 d\beta_0 \int_{k_1}^{k_2} J_{br}^b(k, \beta_0, d) dk \quad (13)$$

соответственно.

3. Моделирование генерации тормозного и характеристического рентгеновского излучения

Выход фотонов тормозного излучения с передней (12) и тыльной (13) сторон мишеней толщиной $10 \text{ мкм} \leq d \leq 1 \text{ см}$ рассчитывался в интервалах энергии $10\text{--}100 \text{ кэВ}$ и $0.1\text{--}1 \text{ МэВ}$ с использованием двухтемпературной функции распределения горячих электронов

$$f_h(E_0) = (N_1/T_1) \exp(-E_0/T_1) + (N_2/T_2) \exp(-E_0/T_2), \quad (14)$$

определенной в работе [13] на основе измерений рентгеновского излучения из серебряных мишеней. При интенсивности s-поляризованных субпикосекундных лазерных импульсов $2 \times 10^{19} \text{ Вт/см}^2$ и лазерной энергии на мишени 75 Дж были определены следующие параметры: $N_1 = 4 \times 10^{13}$, $N_2 = 2 \times 10^{12}$, $T_1 = 130 \text{ кэВ}$ и $T_2 = 1.66 \text{ МэВ}$.

Дифференциальное сечение тормозного излучения рассчитывалось по формуле [18]

$$\frac{d^2\sigma_{br}(E, k, \theta)}{dkd\Omega} = \frac{d\sigma_{br}(E, k/E)}{dk} S_{br}(E, k/E, \cos\theta). \quad (15)$$

Сечение $d\sigma_{br}/dk$, дифференциальное только по энергии испускаемого фотона, вычислялось посредством интерполяции данных, представленных в работе [19]. Функция S_{br} , описывающая угловое распределение фотонов, рассчитывалась при энергии электронов $10 \text{ кэВ} \leq E \leq 500 \text{ кэВ}$ путем интерполяции коэффициентов, приведенных в работе [18]. При больших значениях энергии, согласно [20], использовалось классическое дипольное распределение

$$S_{br}(E, \cos\theta) = \frac{3}{16\pi} \left[1 + \left(\frac{\cos\theta - \beta}{1 - \beta \cos\theta} \right)^2 \right] \frac{1 - \beta^2}{(1 - \beta \cos\theta)^2}, \quad (16)$$

где $\beta(E)$ – отношение скорости электрона к скорости света.

Потери энергии электронов в серебре $S_p(E)$ определялись с использованием базы данных ESTAR [21]. Коэффициент поглощения излучения $\mu(k)$ вычислялся на основе таблиц, представленных в работе [22]. Концентрация атомов n_a соответствовала серебру при нормальных условиях.

Максимальный выход фотонов тормозного излучения в интервале энергии 10–100 кэВ из мишеней, в которых рециркуляция горячих электронов несущественна, достигается с тыльной стороны мишени толщиной около 60 мкм (рис.1, кривая 3). Максимальный выход фотонов с передней стороны, который достигается при толщине мишени более 100 мкм (рис.2, кривая 3), примерно в четыре раза меньше. Эффект рециркуляции горячих электронов в тонкой фольге толщиной ~ 10 мкм приводит к увеличению максимального выхода фотонов с тыльной стороны в четыре раза (сравни кривые 1 и 3 на рис.1).

Максимальный выход фотонов тормозного излучения в интервале энергии 0.1–1 МэВ из мишеней, в которых рециркуляцией электронов можно пренебречь, достигается с тыльной стороны мишени толщиной около 1.5 мм (рис.1, кривая 4). Максимальный выход фотонов с передней стороны, который достигается при толщине мишени более 2 мм (рис.2, кривая 4), примерно в 18 раз меньше. Выход фотонов с тыльной и передней сторон

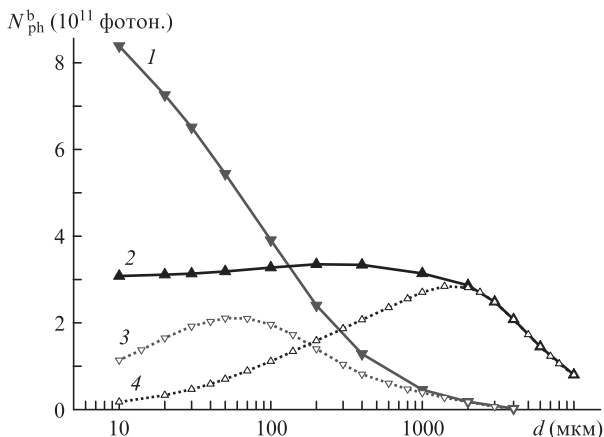


Рис.1. Выход фотонов с тыльной стороны серебряной мишени $N_{ph}^b(d)$ (13) в интервалах энергии 10–100 кэВ (1, 3) и 0.1–1 МэВ (2, 4) с учетом (1, 2) и без учета рециркуляции горячих электронов (3, 4) в зависимости от толщины мишени.

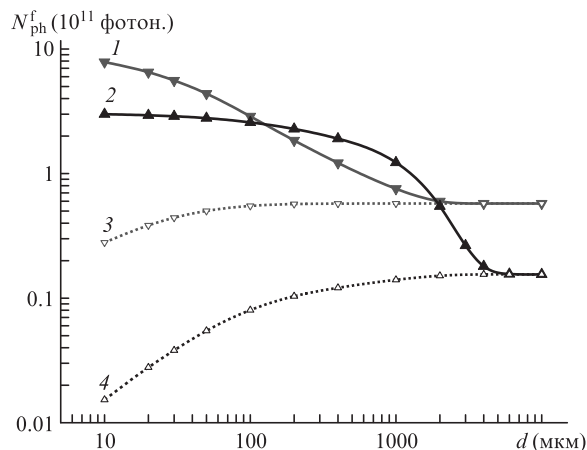


Рис.2. Выход фотонов с передней стороны серебряной мишени $N_{ph}^f(d)$ в интервалах энергии 10–100 кэВ (1, 3) и 0.1–1 МэВ (2, 4) с учетом (1, 2) и без учета рециркуляции горячих электронов (3, 4) в зависимости от толщины мишени.

тонких фольг толщиной 10–20 мкм (кривые 2 на рис.1 и 2 соответственно), в которых горячие электроны рециркулируют, примерно соответствует максимальному выходу фотонов с тыльной стороны мишени, в которой рециркуляция несущественна (сравни кривые 2 и 4 на рис.1).

Расчет чисел фотонов K_α -излучения, испускаемых с передней ($N_K^f(d)$) и тыльной ($N_K^b(d)$) сторон мишени, как с учетом, так и без учета рециркуляции горячих электронов, проводился согласно модели, представленной в работе [8], по формулам

$$N_K^f(d) = 2\pi \int_0^{\pi/2} \sin\alpha_0 d\alpha_0 \int_{E_K}^\infty f_h(E_0) \frac{dN_{em}^f(E_0, \alpha_0, d)}{d\Omega} dE_0, \quad (17)$$

$$N_K^b(d) = 2\pi \int_0^{\pi/2} \sin\beta_0 d\beta_0 \int_{E_K}^\infty f_h(E_0) \frac{dN_{em}^b(E_0, \beta_0, d)}{d\Omega} dE_0. \quad (18)$$

Здесь $dN_{em}^f(E_0, \alpha_0, d)/d\Omega$ и $dN_{em}^b(E_0, \beta_0, d)/d\Omega$ – числа фотонов, испускаемых электроном с начальной энергией $E_0 > E_K$ в единицу телесного угла в заданных направлениях с передней и тыльной сторон соответственно (см. выражения (1)–(4) в работе [8]); E_K – энергия ионизации К-оболочки.

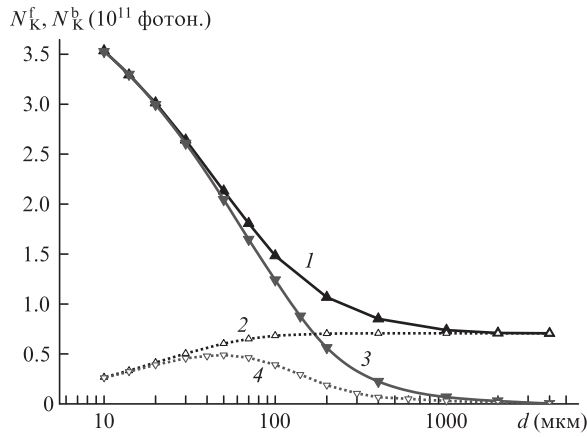


Рис.3. Выход фотонов K_α -излучения с передней (1, 2) и тыльной (3, 4) сторон серебряной мишени (соответственно $N_K^f(d)$ (17) и $N_K^b(d)$ (18)) с учетом (1, 3) и без учета рециркуляции горячих электронов (2, 4) в зависимости от толщины мишени.

Выход фотонов K_{α} -излучения с передней и тыльной сторон тонких фольг толщиной 10–30 мкм примерно одинаков как с учетом рециркуляции (сравни кривые 1 и 3 на рис.3), так и без учета рециркуляции (кривые 2 и 4 на рис.3). Максимум выхода K_{α} -излучения с тыльной стороны мишеней, в которых рециркуляция несущественна, достигается при толщине около 50 мкм (рис.3, кривая 4). Большой выход K_{α} -излучения (примерно на 40%) достигается с передней стороны при толщине более 200 мкм (рис.3, кривая 2). Эффект рециркуляции горячих электронов в тонких фольгах приводит к значительному увеличению максимального выхода K_{α} -излучения: примерно в пять раз с передней стороны и в семь раз с тыльной стороны (см. рис.3) при использовании фольги толщиной 10 мкм.

4. Заключение

Построена полуаналитическая модель генерации тормозного рентгеновского излучения в металлических мишенях с учетом рециркуляции горячих электронов. Проведены расчеты выхода жесткого тормозного и характеристического рентгеновского излучения в зависимости от толщины серебряной мишени при интенсивности s-поляризованных субпикосекундных лазерных импульсов 2×10^{19} Вт/см². Показано, что эффект рециркуляции горячих электронов в тонких фольгах приводит к значительному увеличению выхода K_{α} -излучения и тормозного излучения в интервале энергии фотонов 10–100 кэВ. Напротив, выход фотонов тормозного излучения в интервале энергии 0.1–1 МэВ из фольг толщиной 10–20 мкм, в которых горячие электроны рециркулируют, примерно соответствует выходу фотонов с тыльной стороны мишеней толщиной 1–2 мм, в которых рециркуляция несущественна.

Для подсветки цилиндрических образцов используются фольги толщиной около 10 мкм, что позволяет измерять плотность разогретого плотного вещества (Warm Dense Matter) с высоким пространственным разрешением [1, 15].

Коэффициент преобразования лазерной энергии в энергию K_{α} -излучения при использовании серебряной фольги толщиной 10 мкм, в которой осуществляется рециркуляция горячих электронов, составляет 3×10^{-5} . Это значение согласуется с результатами, полученными на лазерной установке Titan [5]. Отношение числа фотонов K_{α} -излучения, испускаемых с передней поверхности указанной мишени, к числу фотонов тормозного излучения в интервале энергии 1.8 кэВ с центром, соответствующим энергии фотонов K_{α} -излучения 22.1 кэВ, равно 10. Эта оценка спектрального контраста K_{α} -излучения также согласуется с результатами работы [5].

При использовании указанной мишени коэффициент преобразования энергии горячих электронов в тормозное излучение в интервале энергии фотонов 10 кэВ–1 МэВ равен 2.7%, причем в интервале 0.1–1 МэВ содержится 73% энергии тормозного излучения. С учетом коэффициента преобразования лазерной энергии в энергию горячих электронов, проникающих в глубь мишени, $\eta_{L \rightarrow e} = 2\%$ [13] коэффициент преобразования лазерной энергии в энергию тормозного излучения в интервале 0.1–1 МэВ $\eta_{L \rightarrow X} = 4 \times 10^{-4}$. Из работы [1] следует, что при $\eta_{L \rightarrow X} =$

3.5×10^{-4} возможно получение высококачественных радиографических изображений свинцовых образцов миллиметровых размеров, разогретых пучком тяжелых ионов до состояний с высокой плотностью энергии [23].

В заключение отметим, что на порядок больший коэффициент $\eta_{L \rightarrow e}$ получен в работе [17] при наклонном падении р-поляризованного пикосекундного лазерного импульса с близкой интенсивностью 3×10^{19} Вт/см² на алюминиевую фольгу толщиной 5 мкм (в многослойной мишени, в которой отсутствовала рециркуляция горячих электронов, она располагалась перед серебряной фольгой). Перспектива получения на порядок большего коэффициента преобразования лазерной энергии в энергию тормозного излучения в интервале 0.1–1 МэВ при использовании слоистой мишени, состоящей из фольг алюминия и серебра, в которой осуществляется рециркуляция горячих электронов, стимулирует дальнейшие исследования.

- Li K., Borm B., Hug F., et al. *Laser Part. Beams*, **32**, 631 (2014).
- Neumayer P., Aurand B., Basko M., et al. *Phys. Plasmas*, **17**, 103103 (2010).
- Theobald W., Akli K., Clarke R., et al. *Phys. Plasmas*, **13**, 043102 (2006).
- Park H.-S., Chambers D.M., Chung H.-K., et al. *Phys. Plasmas*, **13**, 056309 (2006).
- Westover B., MacPhee A., Chen C., et al. *Phys. Plasmas*, **17**, 082703 (2010).
- Fontaine A.C.L., Courtois C., Lefebvre E., et al. *Phys. Plasmas*, **20**, 123111 (2013).
- Myatt J., Theobald W., Delettretz J.A., et al. *Phys. Plasmas*, **14**, 056301 (2007).
- Костенко О.Ф., Андреев Н.Е. *Квантовая электроника*, **43**, 237 (2013) [*Quantum Electron.*, **43**, 237 (2013)].
- Fiorini F., Neely D., Clarke R.J., Green S. *Laser Part. Beams*, **32**, 233 (2014).
- Wilks S.C., Krueer W.L., Tabak M., Langdon A.B. *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 1383 (1992).
- Beg F.N., Bell A.R., Dangor A.E., et al. *Phys. Plasmas*, **4**, 447 (1997).
- Chen C.D., Patel P.K., Hey D.S., et al. *Phys. Plasmas*, **16**, 082705 (2009).
- Kostenko O.F., Andreev N.E., Rosmej O.N. *Phys. Plasmas*, **25**, 033105 (2018).
- Quinn M.N., Yuan X.H., Lin X.X., et al. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **53**, 025007 (2011).
- Hochhaus D.C., Aurand B., Basko M., et al. *Phys. Plasmas*, **20**, 062703 (2013).
- Krueer W.L., Estabrook K. *Phys. Fluids*, **28**, 430 (1985).
- Vauzour B., Debayle A., Vaisseau X., et al. *Phys. Plasmas*, **21**, 033101 (2014).
- Kissel L., Quarles C.A., Pratt R.H. *At. Data Nucl. Data Tables*, **28**, 381 (1983).
- Seltzer S.M., Berger M.J. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, **12**, 95 (1985).
- Salvat F., Fernández-Varea J.M., Sempau J. *Proc. PENELOPE-2006: A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport* (Barcelona, Spain, 2006, p. 131).
- Berger M.J., Coursey J.S., Zucker M.A., Chang J. *ESTAR, PSTAR, and ASTAR: Computer Programs for Calculating Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions (Version 1.2.3)* (Gaithersburg: NIST, 2005).
- Hubbell J.H., Seltzer S.M. *Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients (Version 1.4)* (Gaithersburg: NIST, 2004).
- Tahir N.A., Deutsch C., Fortov V.E., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 035001 (2005).