بررسی اثر ضربهٔ یونی در روش گداخت سریع و محاسبه انرژی آستانهٔ گداخت واکنش هیدروژن– بور

محمدیان پورطالاری، علیرضا

استادیار گروه فیزیک ، دانشکده علوم پایه ، واحد صوفیان ، دانشگاه آزاد اسلامی ، صوفیان ، ایران

چکیده:

در این مقاله با معرفی مدل نظری و جدید گداخت سریع توسط ضربهٔ یونی ، انرژی آستانهٔ گداخت برای واکنش همجوشی پاک و عاری از رادیواکتیو هیدروژن- بور محاسبه شده است. نتایج نشان می دهند که انرژی آستانهٔ گداخت هیدروژن- بور برابر با $E^{*}_{threshold} \approx 7.7\times10^{15}\, erg/cm^{2}$ *است. برآورد دیگری از گداخت هیدروژن- بور نیز با در نظر گرفتن آثار ناشی از انتشار یک ضربهٔ یونی بسیار قوی، منجر به کاهش تقریبا چهار مرتبه ای انرژی آستانهٔ مطالعه شده است.*

کلمات کلیدی: *گداخت سریع ، ضربهٔ یونی ، واکنش هیدروژن- بور ، انرژی آستانه*

مقدمه :

تولید انرژی از طریق گداخت مخلوطی از ایزوتوپ های هیدروژن و بور از اهمیت زیادی برخوردار است، زیرا واکنش همجوشی این ایزوتوپ ها محصولات رادیواکتیو و نوترون های پرانرژی ایجاد نمی کند و از نظر زیست محیطی سوخت بسیار تمیز و بدون آلاینده محسوب می‌شود:

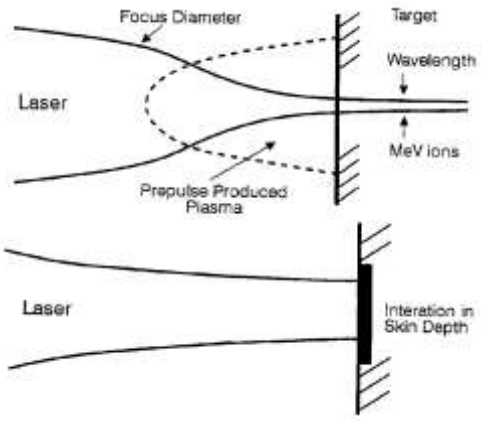
$$ {}^{1}_{1}H + {}^{11}_{5}B \rightarrow 3\ {}^{4}_{2}He + 8.7\ MeV \qquad (۱) $$

در این واکنش همجوشی، هیچگونه واکنش جانبی وجود ندارد و ذرات آلفای تولید شده مستقیماً به انرژی الکتریسیته تبدیل می‌شوند. تنها مشکل این واکنش، بزرگ بودن سد کولنی بین هسته‌ها و کوچک بودن سطح مقطع واکنش است و برای عملی شدن آن به انرژی های اولیهٔ بسیار زیاد و دماهای بسیار بالا نیاز است[۱] . دراین مقاله ، طرح گداخت سریع توسط ضربه یونی تحت شتابدهی بلوک پلاسما معرفی شده است که در آن با درنظرگرفتن آثار غیر خطی ناشی از اندرکنش لیزر با پلاسما، انرژی مورد نیاز لیزر در دسترس خواهد بود[٤]-[٢]. این روش به عنوان یک روش احتمالی برای بدست آوردن انرژی از واکنش همجوشی هیدروژن- بور مطرح می‌باشد[۱۳]-[۹] .

برآورد انرژی آستانه گداخت هیدروژن- بور در این مقاله از اهداف خاصی برخوردار است ، زیرا با در نظر گرفتن ضریب ممانعت ناشی از اثر لایه دوگانه ، انرژی آستانه گداخت تحت تاثیر قرار گرفته و در مرحله بعدی با در نظرگرفتن آثار ناشی از انتشار ضربه یونی ، انرژی آستانه گداخت بهبود خواهد یافت.

تولید بلوک‌های پلاسما توسط لیزر :

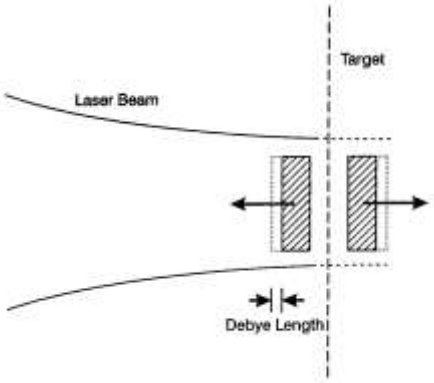
در اندرکنش پالس‌های لیزری پرقدرت با توانهای پتاوات و زمانهای پالس پیکو ثانیه ($PW - ps$) با هدف‌های جامد، یک نابهنجاری معناداری کشف شده است که به عنوان شتاب نیروی غیرخطی اثرگذار توضیح داده می‌شود[۵] . شکل زیر، عملکرد نیروی غیرخطی اثرگذار (نیروی پاندروماتیو) را در یک بعد نشان می‌دهد:



شکل۱ : اثر لایهٔ دو گانه در مرز پلاسمای داغ و پلاسمای سرد[۵]

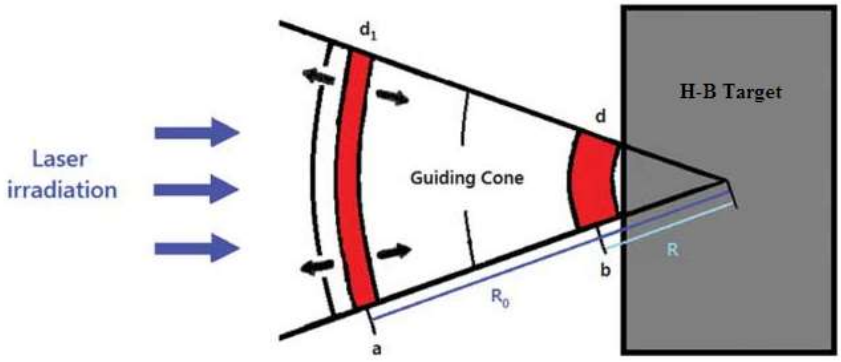
این امر از ایجاد پلاســـما در جلوی هدف جلوگیری می‌کند و در نتیجه پدیدهٔ خودکانونی کنندگی نور لیزر رخ نمی‌دهد ولی در عوض بلوک‌های پلاسمایی ایجاد می‌شود که از آن به عنوان نابهنجاری یاد می‌شود. بنابراین پدیدهٔ خود کانونی کنندگی تحت این شـرایط معتبر نیسـت و نیروی غیرخطی شـتابدهنده حاکم اسـت که اثر آن تشـکیل بلوک‌های پلاسمایی از لایهٔ سطحی هدف جامد می‌باشد.

در این مدل با وارد شدن نیروی غیرخطی اثرگذار در دو جهت مخالف دو بلوک پلاسما تولید می‌شود و در ناحیه‌ای به ضخامت چندین طول دبای، یکی هم جهت و دیگری در خلاف جهت پالس لیزر شروع به حرکت می‌کنند :



شکل۲ : دو بلوک پلاسمایی تولید شده توسط پالس لیزر[۵]

برای تولید بلوک‌های پلاسمایی، ابتدا یک پالس لیزری با طول پالس در حدود ps و شدت $10^{16}\frac{W}{cm^2}$ و انرژی کمتر از $1J$ بر روی ناحیه‌ای با چگالی حالت جامد و به ضخامت d که هندسهٔ مخروطی شکل دارد تابیده می‌شود و آنرا به پلاسما تبدیل می‌کند[۱٤] ، سپس با وارد شدن نیروی غیرخطی اثر گذار (نیروی پاندروماتیو) لایهٔ نازکی با سرعت زیاد به صورت بالستیک به طرف سوخت اصلی هیدروژن- بور حرکت می‌کند. این لایهٔ نازک شتابدار هنگام برخورد با هدف ، فشرده‌تر شده و ضخامت آن به d_1 می‌رسد[۷] . در این مرحله ، به علت اندرکنش بلوک های پلاسمایی تشکیل شده و برخورد آنها با هدف ، گداخت در سوخت اصلی هیدروژن- بور ایجاد می‌شود و با انتقال دما به تمام نقاط هدف جامد ، گداخت در آن توسعه می‌یابد. شکل زیر طرحواره ای از گداخت القا شده توسط لیزر را بر اساس تولید بلوک‌های پلاسمایی نشان می‌دهد:

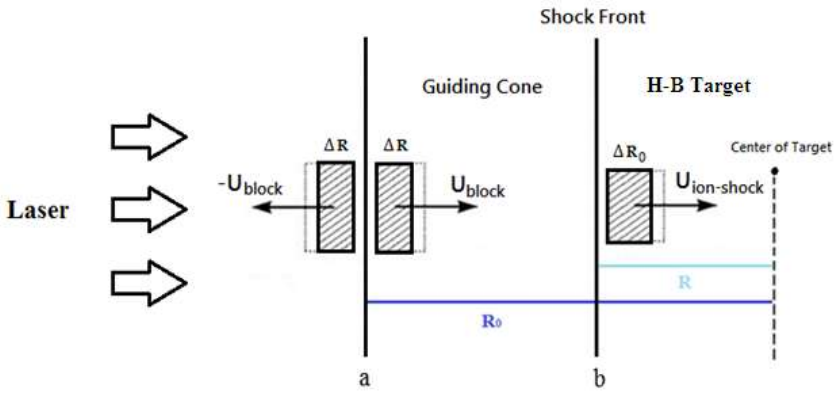


شکل ۳ : طرحواره ای از گداخت توسط شتابدهی بلوک پلاسما

انتشار ضربهٔ یونی :

بلوک‌های پلاسمایی تولید شده توسط نیروی غیرخطی اثرگذار در اندرکنش لیزر- پلاسما دارای گشتاور بالایی هستند و به سمت عقب، یعنی به طرف راه انداز لیزری، جهت‌گیری می‌کنند. پایستگی تکانه باعث می‌شود که یک بلوک انفجاری پلاسما به سمت جلو، یعنی به طرف هدف جامد هیدروژن- بور حرکت کند[۱۵] . این انفجار به درون هدف باعث ایجاد یک جبههٔ موج واکنش گرما هسته‌ای می‌گردد. اگر پالس لیزر به طور مستقیم باعث گرمایش هدف مسطح گردد، در اینصورت مسیر بلوک‌های پلاسمایی شتابدار تولید شده توسط نیروی غیرخطی اثر گذار اساساً عمود بر سطح هدف جامد خواهد بود. در هندسهٔ تخت، مسأله ما معادل با بلوک پلاسمایی به ضخامت ΔR است. اگر ضخامت بلوک پلاسما ΔR در مقایسه با مسافت $R_0 - R$ کوچک باشد (یعنی $\Delta R << R_0 - R$)، در اینصورت زمان انتقال موج ضربه در عبور از بلوک پلاسما قابل صرفنظر کردن خواهد بود، بنابراین می توان بلوک پلاسمایی را طوری در نظر گرفت که گویی تمام مادهٔ آن یکباره گرم شده است.

شکل زیر، انفجار به درون یک بلوک پلاسمایی شتابدار و یک ضربهٔ یونی را نشان می‌دهد:

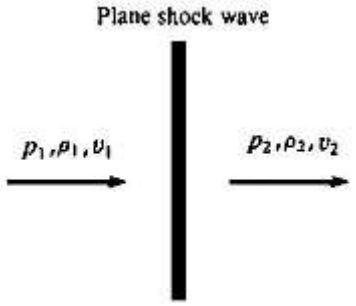


شکل٤ : بلوک پلاسمایی شتابدار و انفجار ضربهٔ یونی به درون هدف

موج انفجاری در این مدل ، معادل است با یک موج ضربهٔ یونی که توسط یک ناحیهٔ واکنش گرما هسته‌ای همراهی می شود. پس از اثر ضربهٔ یونی، سرعت جریان کاهش می‌یابد ولی فشار و دما افزایش می‌یابند و پلاسما از طریق این موج ضربه گرم وفشرده می شود.

محاسبات ریاضی :

امواج ضربه در پلاسماهای تولید شده با لیزر، معمولاً در محیطی تجزیه و تحلیل می‌شوند که این محیط به صورت یک هدف جامد مسطح بوده و توسط امواج ضربهٔ یک بعدی فشرده شده است. مطابق شکل زیر، یک موج ضربهٔ تخت را در نظر می‌گیریم و فرض می‌کنیم که فشار P، چگالی ρ و سرعت V در دو طرف این سطح ناپیوستگی به ترتیب با اندیس 1 برای ناحیهٔ بالا جریانی و با اندیس 2 برای ناحیهٔ پایین جریانی مشخص می‌شود:



شکل۵ : بلوک پلاسمایی شتابدار و انفجار ضربهٔ یونی به درون هدف [۱۷]

برای موج ضربهٔ یک بعدی که در دو طرف سطح ناپیوستگی حرکت می‌کند، فشار، چگالی و سرعت پلاسمای ضربه‌دار شده، از قوانین پایستگی جرم، تکانه و انرژی در جریان یک بعدی پلاسما تعیین می‌شوند:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) = 0 \qquad (۱)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial x}(P + \rho u^2) = 0 \qquad (۲)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varepsilon + \frac{\rho u^2}{2}) + \frac{\partial}{\partial x}\left[\rho u(\varepsilon + \frac{u^2}{2} + \frac{P}{\rho})\right] = 0 \qquad (۳)$$

در حالت پایدار، یعنی حالتی که پلاسمای پشت سر و جلوی ضربه پایدار باشد، از مشتقات زمانی می‌توان صرفنظر کرد. در این حالت، سیستم معادلات فوق به شکل زیر ساده می‌شوند:

$$\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2 \qquad (٤)$$

$$P_1 + \rho_1 u_1^2 = P_2 + \rho_2 u_2^2 \quad (۵)$$

$$\varepsilon_1 + \frac{u_1^2}{2} + \frac{P_1}{\rho_1} = \varepsilon_2 + \frac{u_2^2}{2} + \frac{P_2}{\rho_2} \quad (٦)$$

این معادلات را روابط رانکین – هوگونیوت می‌نامند. با استفاده از این روابط ، شرایط انتشار موج ضربه در واکنش‌های گرما هسته‌ای ناشی از اندرکنش پالس‌های لیزری با هدف جامد مطالعه می‌شود. با فرض آنکه بلوک پلاسما صلب باقی بماند ، معادله حرکت آن به صورت زیر خواهد بود:

$$M_{block} \frac{du_{block}}{dt} = P_1 A \quad (۷)$$

که در آن M_{block} جرم، u_{block} سرعت، P_1 فشار و A مساحت بلوک پلاسما می‌باشد. جرم بلوک پلاسما از رابطهٔ زیر بدست می آید:

$$M_{block} = \rho_0 A \Delta R \quad (۸)$$

با جاگذاری این رابطه در معادلهٔ (۷) داریم:

$$\frac{du_{block}}{dt} = \frac{P_1}{\rho_0 \Delta R} \quad (۹)$$

اگر فشار P_1 ثابت بماند، در اینصورت سرعت انفجار بلوک پلاسما با معادلهٔ زیر داده می شود:

$$u_{block} = \frac{P_1 t}{\rho_0 \Delta R} \quad (۱۰)$$

تا وقتی که انفجار به سطح هدف برسد ، سرعت آن با زمان افزایش می‌یابد ، پس می‌توان نوشت :

$$R_0 - R = \int u_{block}\, dt = \frac{P_1 t^2}{2\rho_0 \Delta R} \quad (۱۱)$$

طوری که :

$$t = \sqrt{\frac{2(R_0 - R)\rho_0 \Delta R}{P_1}} \quad (۱۲)$$

سرعت نهایی انفجار بلوک پلاسما به درون مخروط هدایت نیز با رابطهٔ زیر داده می‌شود:

$$u_{block} = \left[2(R_0 - R) \frac{P_1}{\rho_0 \Delta R} \right]^{1/2} \quad (۱۳)$$

حال با استفاده از قوانین پایستگی جرم، تکانه و انرژی، روابط رانکین- هوگونیوت را بر اساس مدل گداخت سریع توسط ضربهٔ یونی به شکل زیر می نویسیم:

$$\rho_0 u_{ion-shock} = \rho_1 u_{block} \quad (۱٤)$$

$$P_0 + \rho_0 u_{ion-shock}^2 = P_1 + \rho_1 u_{block}^2 \quad (۱۵)$$

$$\varepsilon_0 + \frac{u_{ion-shock}^2}{2} + \frac{P_0}{\rho_0} = \varepsilon_1 + \frac{u_{block}^2}{2} + \frac{P_1}{\rho_1} \quad (۱۶)$$

که در آنها اندیس‌های 0 و 1 به ترتیب کمیت‌ها را در جلو و عقب موج ضربه نشان می دهند.

اگر فرض کنیم که بلوک پلاسما به صورت گاز کامل باشد، در اینصورت پس از اندکی محاسبه داریم:

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{(\gamma+1)P_1 + (\gamma-1)P_0}{(\gamma-1)P_1 + (\gamma+1)P_0} \quad (۱۷)$$

در گداخت محصورشدگی لختی، ضربه‌های خیلی قوی بسیار مهمتر هستند. برای چنین ضربه‌هایی، از رابطه (۱۷) داریم:

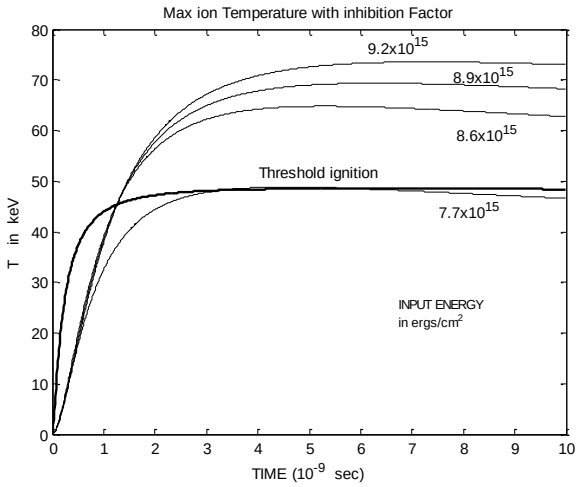
$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \quad (۱۸)$$

در حالت چگالی حدی، به ازای $\gamma = \frac{5}{3}$ داریم:

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = 4 \quad (۱۹)$$

بحث و نتیجه گیری :

در این مدل گداخت، یک مقدار بزرگ و معینی از انرژی پالس لیزری در یک ناحیهٔ محدود و مشخص آزاد می‌شود و درنتیجهٔ این عمل یک موج انفجاری توسط بلوک‌های پلاسمایی شتابدار آغاز می‌گردد که در رأس آن یک موج ضربهٔ یونی وجود دارد. ناحیهٔ ضربهٔ یونی جلوتر از ناحیهٔ گرمایی الکترون می‌باشد. در حالت آستانه ، اتلاف تابش ترمزی با هدایت حرارتی الکترونها برابر می‌شود. منحنی‌های پایین حالت آستانه، مربوط به احتراق ساده می‌باشند که بعد از رسیدن به یک مقدار ماگزیموم شروع به کاهش می‌کنند و منحنی‌های بالای حالت آستانه، مربوط به گداخت می‌باشند که همواره در حال افزایش دما هستند. منحنی‌های ماگزیموم دمای یون ، برای پلاسمای هیدروژن- بور به شکل زیر بدست آمد.



شکل٦ : ماگزیموم دمای یون را با در نظر گرفتن ضریب ممانعت

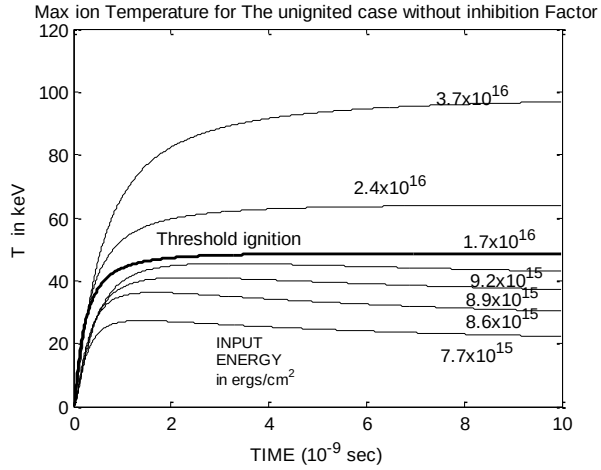
در این شکل، چگالی شار انرژی آستانه برابر است با:

$$E^{*}_{threshold} \approx 7.7\times10^{15} erg/cm^{2} \qquad (۲۰)$$

یک تجدیدنظر ، با درنظر گرفتن اثر ضربه یونی، منجر به کاهش چگالی شار انرژی آستانه شده است:

$$E^{*}_{threshold} \approx 1.7\times10^{15} erg/cm^{2} \qquad (۲۱)$$

از مقایسهٔ این نتایج با یکدیگر، نتیجه می گیریم که در اثر ضربهٔ یونی ، چگالی شار انرژی آستانه چهار مرتبه کاهش می‌یابد. در واقع ، این نتیجه منجر به مقادیری از ماگزیموم دمای یون می شود که این مقادیر چهار مرتبه از مقادیر بدست آمده قبلی کمتر هستند و تصدیق این موضوع است که مدل گداخت سریع توسط ضربهٔ یونی برای گداخت ساچمه سوختی هیدروژن- بور بسیار مناسب است.



شکل۷ : ماگزیموم دمای یون را با در نظر گرفتن اثر ضربه یونی

مرجع‌ها :

[1] H. Hora, and et.al. ; *Laser and Particle Beams* **23**, (2005) 423–432.
[2] J. Badziak, and et.al ; *Laser Part. Beams* **17**, (1999) 323–329.
[3] R. Sauerbrey; *Phys. Plasmas* **3**, (1996) 4712–4716.
[4] H. Hora; *Laser Part. Beams* **25**, (2007) 37–45.
[5] H. Hora ; *Czech. J. Phys*; **53**, (2003) 199–217.
[6] M. Ghoranneviss, and et.al. ; *Laser and Particle Beams* **26**, (2008) 105–111.
[7] Mohammadian pourtalari, A.; Jafarizadeh, M.A.; Ghoranneviss, M.; *Radiation Effects & Defects in Solids*. **167**, No. 11 (2012) 850–862.
[8] M. S.Chu; *Phys. Fluids*; **15**, (1972) 413-422.
[9] Tabak, M.; Hammer, J.; Glinsky, M.N.; Kruer, W.L.; Wilks, S.C.; Woodworth, J.;Campbell, E.M.; Perry, M.D.; Mason, R.J. *Phys. Plasmas* (1994), **1**, 1626–1634.
[10] Hora, H.; Badziak, J.; Read, M.N.; Li, Y.T.; Liang, T.J.; Liu, H.; Sheng, Z.M.; Zhang, J.; Osman, F.; Miley, G.H.; Zhang,W.; He Xianto, P.; Hanscheng, G.S.; Jablonski, S.; Wolowski, J.; Skladanowski, Z.; Jungwirth, K.; Rohlena, K.; Ullschmied, J. *Phys. Plasmas* (2007), **14**, 1072701–1072707.
[11] Hora, H.; Badziak, J.; Boody, F.; Hopel, R.; Jungwirth, K.; Kralikova, B.; Kraska, J.; Laska, L.; Parys, P.; Perina, P.; Pfeifer, K.; Rohlena, J. Opt. Commun. 2002, 207, 333–338.
[12] Hora, H. *Czech. J. Phys.* (2003), **53**, 199–217.
[13] Sauerbrey, R. *Phys. Plasmas* (1996), **3**, 4712–4716.
[14] Zhang, P.; He, J.T.; Chen, D.B.; Li, Z.H.; Zhang, Y.; Wong, L.; Li, Z.H.; Feng, B.H.; Zhang, D.X.; Tang, X.W.; Zhang, J. Phys. Rev. E (1998), **57**, 3746–3752.
[15] Badziak, J.; Kozlov, A.A.; Makowksi, J.; Parys, P.; Ryc, L.; Wolowski, J.; Woryna, E.; Vankov, A.B. Laser Part. Beams (1999), **17**, 323–329.
[16] Hora, H. *Phys. Fluids* (1969), **12**, 182–191.
[17] Hora, H. *Laser Plasma Physics*: Forces and the Nonlinearity Principle; Bellingham, WA: SPIE Press (2000), 61–67.
[18] Hora, H. *Laser Part. Beams* (2007), **25**, 37–45.