

жет быть существенно при описании электрофизических (например, транспортных) и механических свойств таких материалов. Автор выражает благодарность М.В. Елашкину, А.В. Лужкову и В.П. Шабатину за возможность использования в работе синтезированных ими композитов.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Bednorz J.G., Müller K.A. // Z. Phys. 1986. V. 64. P. 189-194.
- [2] Веркин Б.И., Бандурян Б.Б., Барыльник А.С. и др. // ФНТ. 1987. Т. 13. № 7. С. 771-783.
- [3] Добромыслов А.В., Долгих Г.В., Та-луц Г.Г. и др. // ФММ. 1988. Т. 65. № 4. С. 763-771.
- [4] Daolin Chen, Dexing Pang, Zhongjin Yang et al. // J. Phys. C: Sol. State Phys. 1988. V. 21. N 9. P. L271-L275.
- [5] Mandelbrot B.B. Fractal geometry of nature. San-Francisco: Freeman. 1982. P. 432.
- [6] Мосолов А.Б., Динариев О.Ю. // ЖТФ. 1988. Т. 58. № 2. С. 233-238.
- [7] Sharma R.G., Reddy Y.S., Jha S.R. et al // Pramana - J. Phys. 1988. V. 30. N 1. P. L75-80.
- [8] Свистунов В.М., Таренков В.Ю., Дьяченко А.И. // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 49. № 11. С. 614-617.
- [9] Pavana D., Berger H., et al. // Prys. C. 1988. V. C153-155. P. 1339-1340.

Институт проблем  
механики АН СССР

Поступило в Редакцию  
2 августа 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 19

12 октября 1989 г.

01; 04

#### ПРИБЛИЖЕНИЕ ЛОКАЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ ДЛЯ РАСЧЕТА ТОРМОЗНОЙ СПОСОБНОСТИ ПЛАЗМЫ В ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ СОСТОЯНИЯХ

А.Я. Полищук, В.Е. Фортгов,  
В.С. Хлопонин

1. Один из проектов осуществления управляемой термоядерной реакции с инерционным удержанием плазмы основан на использовании пучков заряженных частиц для сжатия и разогрева мишени

[1, 2]. Численное моделирование этих процессов требует широкодиапазонной информации по комплексу теплофизических свойств плазмы в экстремальных состояниях: уравнению состояния [3], степени ионизации, оптическим свойствам, тормозной способности и др.

Один из путей решения этой проблемы — использование аналитического варианта обобщенной „химической модели“ плазмы [4], позволяющей аналитически рассчитывать переносные коэффициенты, тормозной спектр [5] и тормозную способность плазмы [6] в широком диапазоне параметров. Это обстоятельство играет важную роль в математическом моделировании физических процессов. Отметим, что метод расчета тормозной способности плазмы, предложенный в [7], основан на численной процедуре нахождения ионизационного равновесия.

Удобная для использования „химическая модель“ плазмы основывается на информации об энергетических характеристиках изолированных атомов и ионов. Контроль адекватности этого подхода требует развития альтернативных моделей для плотной горячей плазмы. В настоящей работе предложен и реализован метод расчета тормозной способности плазмы, основанный на приближении локальной электронной плотности и не требующий знания характеристик индивидуальных атомов и ионов. Подтвержден недавно экспериментально обнаруженный эффект усиления тормозной способности при нагревании плазмы.

2. Будем описывать плотное горячее вещество как набор эквивалентных сферически симметричных ячеек Вигнера–Зейтца объема  $V_0$ , в центре которых расположены атомные ядра с зарядом  $Z$ . Распределение электронной плотности характеризуется функцией  $n(\vec{r})$ . Тогда тормозную силу  $S$ , действующую на ион, движущийся в среде со скоростью  $v$ , можно представить в виде:

$$S = \frac{1}{V_0} \int S(n(\vec{r}), T, v) d\vec{r}, \quad (1)$$

где  $S(n, T, v)$  — тормозная способность однородной электронной плазмы с плотностью  $n(\vec{r})$  при температуре  $T$ .

3. Для расчета профиля электронной плотности  $n(\vec{r})$  в ячейке и ее зависимости от температуры и плотности вещества использовалась градиентная формулировка метода функционала плотности [8, 9]. Если сохранить члены не выше второго порядка по  $\hbar$ , то функция  $n(\vec{r})$  определяется из уравнения

$$\frac{\partial f_0(n)}{\partial n} + \frac{\partial f_{xc}(n)}{\partial n} - \frac{\partial G(n)}{\partial n} (\nabla n)^2 - 2G(n) \Delta n - \frac{Z}{r} + \int \frac{n(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d\vec{r}' = \mu, \quad (2)$$

которое следует дополнить условиями электронейтральности, конечности  $n(r)$  в начале координат и обращения в нуль градиента  $n(r)$  на границе ячейки при  $r=R_0$ . Выражения для  $f_0(n)$  и  $G(n)$  можно найти в [8, 10]. В [9] исправлены опечатки, допущенные в [10]. Учет обменных и корреляционных поправок  $f_{xc}(n)$  произво-

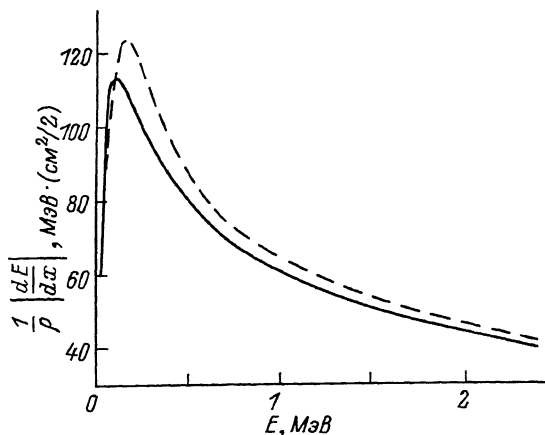


Рис. 1. Расчетная тормозная способность протонов в золоте при нормальной плотности  $\rho = 19.3 \text{ г/см}^3$  и температуре  $T = 0$  (сплошная линия) в зависимости от энергии протона  $E$ . Штриховой линией обозначены экспериментальные результаты [18].

дится в соответствии с [11]. Степень ионизации вещества может быть рассчитана из условия, что концентрация свободных электронов  $n_f = n(R_0)$ . Отметим, что результаты, получаемые в рамках описанной методики, оказываются весьма близкими к расчету по „химической модели“ [4] и учитывают как термическую ионизацию, так и ионизацию давлением.

4. Вычисление величины  $S(n, T, \sigma)$  в аналитическом виде возможно только в характерных предельных случаях. Они определяются соотношением между скоростью иона  $\sigma$  и эффективной электронной скоростью  $\sigma_e$ , статистическими свойствами электронной подсистемы (больцмановский случай и случай полного вырождения), а также характером ион-электронных столкновений (классическое или квантовое рассеяние). Эти предельные случаи рассмотрены в [12-17]. При  $\sigma \ll \sigma_e$  из выражения для тормозной силы  $S$  через диэлектрическую проницаемость можно получить:

$$S = \frac{4\pi n Z^2}{\sigma^2} g(\sigma) \ln \Lambda, \quad (3)$$

где  $Z_i$  - заряд иона,  $g(\sigma) = \tilde{g}(\sigma) = (\sigma/\sigma_f)^3 / (1 + \exp(-\beta\mu))$  - доля электронов, имеющих скорость меньшую  $\sigma$ , а кулоновский логарифм  $\ln \Lambda$  имеет точно такой же вид как и при описании статической и динамической проводимости плазмы [5]

$$\ln \Lambda = \frac{1}{4} \ln (1 + (b_{\max}/b_{\min})^4). \quad (4)$$

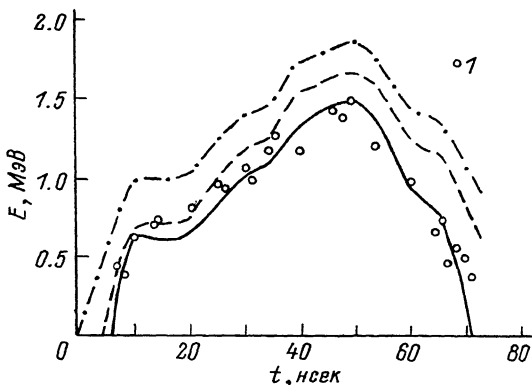


Рис. 2. Торможение протонного пучка мощностью  $0.35 \text{ ТВт/см}^2$  в алюминиевой мишени толщиной  $6.2 \text{ мкм}$ . Эксперимент [21]: штрих-пунктирная линия – входная энергия протонов, 1 – энергия на выходе. Расчет выходной энергии протонов: сплошная линия – нагреваемая пучком мишень, штриховая линия – холодная мишень.

Конкретные значения параметров  $b_{max}$  и  $b_{min}$  для рассматриваемой задачи содержатся в общих формулах, приведенных ниже. Формула для тормозной силы, удовлетворяющая всем точным асимптотическим соотношениям, получается из (3), (4) если положить

$$g(v) = (1 + 1/\bar{g}(v))^{-1},$$

$$b_{max} = \frac{v_e f}{\omega_p}, \quad b_{min} = \max\{\lambda, \zeta\}, \quad (5)$$

$$\lambda = 1/2 v_T, \quad \zeta = \frac{r}{2} \frac{Z_1}{v_T^2},$$

где де-Бройлевская длина волны  $\lambda$  описывает квантовое, а длина Ландау  $l$  – классическое рассеяние,  $\Gamma = 1.78$ . Скорости  $v_e f$  и  $v_T$  связаны со скоростью иона  $v$  и средней электронной скоростью  $v_e$

$$v_e f = \max\left\{v, \sqrt[4]{\frac{\Gamma}{6e}} v_e\right\},$$

$$v_T = \max\left\{v, \sqrt[4]{\frac{2e}{3\Gamma}} v_e\right\}, \quad (6)$$

$$v_e^2 = 2 \sqrt{\epsilon_f^2 + 3T^2/2e\Gamma}.$$

Отметим, что интерполяционные формулы для тормозной способности однородной электронной плазмы, впервые предложенные в [7], в одних предельных случаях не удовлетворяют точным асимптотическим соотношениям, а в других – удовлетворяют им с логарифмиче-

ской точностью. Кроме этого, в настоящей работе более корректно описывается промежуточная область частично вырожденной плазмы. Эти обстоятельства существенны при сравнении с экспериментальными данными для плотной горячей плазмы, которое отсутствовало в [7].

5. На рис. 1 настоящий расчет тормозной способности золота при нормальных условиях для быстрых протонов сравнивается с экспериментальными результатами [18]. Экспериментальные данные по торможению ионов в плотном горячем веществе крайне малы [19-21]. В уникальном эксперименте, выполненном в Институте нейтронной физики и реакторной техники (Карлсруэ, ФРГ) [21] измерялись потери энергии протонного пучка с пиковой мощностью  $0.35 \text{ ТВт/см}^2$  в алюминиевой фольге толщиной  $6.2 \text{ мкм}$ , нагреваемой самим пучком. На рис. 2 приводятся развертки по времени энергии входного и выходного пучков, измеренные в эксперименте [21]. На этом же рисунке приводятся расчетные значения, полученные в рамках теории, изложенной в настоящем сообщении. Рассмотрены два случая - холодная мишень и нагретая пучком мишень. В последнем случае средняя температура и плотность мишени брались в соответствии с работой [21]. Отметим хорошее согласие с экспериментом и подчеркнем, что расслоение „холодной“ и „горячей“ кривой, увеличивающееся со временем, определенно указывает на эффект усиления тормозной способности с ростом температуры.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Arnold R.C., Meyer - ter - V e h n J. // Repts. Prog. Phys. 1987. V. 50. P. 559.
- [2] Зенкевич П.Р., Имшенник В.С., Капчинский И.М., Кошкарев Д.Г., Шевченко В.Г. // Препринт ИТЭФ. 1981. № 64.
- [3] Бушман А.В., Фортвов В.Е. // УФН. 1983. Т.140. С. 177.
- [4] Беспалов И.М., Полищук А.Я. // Письма ЖТФ. 1989. Т. 15, Вып. 3. С. 4.
- [5] Полищук А.Я. // Письма ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 10. С. 4.
- [6] Полищук А.Я., Фортвов В.Е. Тр. 1 Всесоюз. симп. по радиационной плазмодинамике. 1989. С. 13.
- [7] Баско М.М. // Физика плазмы. 1984. Т. 10. Вып. 6. С. 1195.
- [8] Полищук А.Я. // Препринт ИВТАН. 1986. № 1. С. 197.
- [9] Polishchuk A.Ya. // Solid St. Comm. 1987. V. 61. N 3. P. 193.
- [10] Perrot F. // Phys. Rev. A. 1979. V. 20. N 2. P. 586.

- [11] Y o n e i K., O z a k i J., T o m i s h i -  
m a Y. // J. Phys. Soc. Jpn. 1987. V. 56. N 8.  
P. 2697-2712.
- [12] S k u p s k y S. // Phys. Rev. A. 1977. V. 16.  
P. 727.
- [13] A r i s t a N.R., B r a n d W. // Phys. Rev.  
A. 1981. V. 23. P. 1898.
- [14] M a y n a r d G., D e u t s c h C. // Phys.  
Rev. A. 1982. V. 26. P. 665.
- [15] A r i s t a N.R., B r a n d W. // J. Phys.  
C. 1983. V. 16. P. L1217.
- [16] F e r r a r i i s L., A r i s t a N.R. // Phys.  
Rev. A. 1984. V. 29. P. 2145.
- [17] К о т е л ь н и к о в С.С., Я к о в л е в Д.Г. // ЖЭТФ.  
1983. Т. 84. № 4. С. 1348.
- [18] A n d e r s e n H.H., Z i e g l e r J.F. /  
The Stopping and Ranges of Ions in Matter. Per-  
gamon. New York. 1977. V. 3.
- [19] Y o u n g F.C. et al. // Phys. Rev. Lett. 1982.  
V. 49. N 8. P. 549.
- [20] O l s e n J.N. et al. // J. Appl. Phys. 1985.  
V. 58. N 8. P. 2958.
- [21] B a u e r W., B l u h m H., G o e l B.  
Workshop on Inertial Confinement Fusion. Varenna.  
1988.

Институт высоких температур  
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию  
10 июля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 19 12 октября 1989 г.

04; 12

### ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА СВЧ ВАКУУМНО-ПЛАЗМЕННУЮ ОБРАБОТКУ В МИКРОЭЛЕКТРОНИКЕ

Р.К. Я ф а р о в, А.А. Н а з а р о в,  
Э.Т. М е в л ю т

Одной из важнейших характеристик плазменных процессов, используемых в микроэлектронике, является селективность воздействия на материалы, которая помимо решения конкретных технологических задач [1], означает также минимизацию энергозатрат и исходных реагентов при получении продукта с заданными свойствами. Для высокой энергетической эффективности необходимо локализовывать энергию, вкладываемую в разряд преимущественно на одном выде-