

КОЭФФИЦИЕНТЫ УСИЛЕНИЯ ЛАЗЕРНЫХ МИШЕНЕЙ С ДЕЙТЕРИЕВЫМ ГОРЮЧИМ

Н.Г.Басов, С.М.Гарина, С.Ю.Гуськов, Н.В.Змитренко, С.П.Курдюмов,
В.Б.Розанов, А.А.Самарский

В предлагаемой работе кратко изложены результаты численного и теоретического анализа сжатия и горения дейтериевых мишеней. Обсуждены условия интенсивного горения дейтерия в мишенях инерционного термоядерного синтеза (рис. 2, 7).

1. Преимущества управляемого термоядерного синтеза по сравнению с атомной энергетикой проявились бы в полной мере при отказе от использования радиоактивных веществ (триция) в топливе термоядерных реакторов.

Интерес к изучению горения дейтериевых мишеней возникает также и с чисто физической точки зрения. При горении ДТ смеси (в характерном диапазоне температур) энергетический выход с одного дейтона (или одного тритона) смеси $D_{0,5}T_{0,5}$ практически совпадает с выходом реакции ${}^3H(d, n){}^4He$, равным 17,6 МэВ, поскольку роль остальных реакций синтеза мала ^{1, 2}. В случае чисто дейтериевого топлива доли первичных и вторичных реакций, определяемый ими термоядерный выход, а также вклад в плазму энергии быстрых термоядерных частиц существенно зависят от условий по температуре и сжатию. В результате расчетов ряда лазерных мишеней с дейтериевым топливом были получены зависимости $\epsilon_y(T)$ и $\epsilon_a(T)$ выхода и вклада в плазму на один дейтон от температуры, достигаемой в процессе горения (рис. 1). При этом соотношение между числом первичных реакций n и p и вторичных t и g также зависит от температуры. Например, при достижении 140 кэВ $n : p : t : g = 0,32 : 0,32 : 0,28 : 0,08$, а при достижении 280 кэВ — $0,31 : 0,31 : 0,25 : 0,13$. Отсюда можно сделать вывод об эффективности обогащения дейтерия примесью гелия-3. Реакция ${}^3He(d, p){}^4He$ обладает наибольшим выходом (18,3 МэВ), однако, как видно, ее роль всегда меньше, чем других реакций. Кроме того, при разумных значениях ρR трудно говорить о более чем 50%-ном вкладе энергии быстрого протона этой реакции. В расчетах замена дейтерия на смесь $D_{0,5}{}^3He_{0,5}$ увеличила выгорание в $\sim 1,5$ раза при увеличении максимальной температуры, достигнутой в процессе горения почти в три раза.

2. Излагаемые здесь результаты расчетов получены с помощью программы "Диана" (см. ¹). В основу рассмотрения положена мишень того же типа, что и в ¹, но с различными значениями аспектного отношения аблятора A . Применение в вычислительных экспериментах профилированного лазерного импульса (когда за последние 10 – 20% длительности вкладывается $\sim 50\%$ энергии) привело к значениям энерговклада в топливо перед началом горения $\sim 0,7 - 1,4$ МДж/мг, скорости полета оболочки к центру $v \sim 800 - 1000$ км/с, параметра ρR в топливе $\sim 2 - 10$ г/см². Значения гидродинамического КПД η (отношение кинетической энергии ускоренных к центру слоев к поглощенной в мишени) хорошо описываются формулой $\eta \approx 0,052 A^0,3$.

3. Аналитическое исследование модели однородного горения дейтерия (температура и плотность топлива не зависят от пространственных координат — см. также ^{3, 4}) привело к приближенной формуле, связывающей выгорание $\phi = 1 - f_D$ (f_D — доля ядер дейтерия в мишени к концу горения) с параметром $\rho R = \rho R \sqrt{1 + \mu_*}$ передгорением, где μ_* — отношение неиспаренной массы аблятора к массе топлива (см. рис. 2):

$$\phi \approx \begin{cases} K_m^{-1} \xi^{-3/2} [2 \exp(\xi - 1) - (\xi + 1)], & \xi < 5,25, \\ 1 - 1,07 [\xi - \ln(\frac{K_m}{6} \xi)]^{-1/2}, & \xi \geq 5,25. \end{cases}$$

Здесь $\xi^{2/3} \approx 0,375 \widetilde{\rho R}$, $K_m = \epsilon_y / 3T_0 \approx 10^2$, а дейтерий считается идеальным газом (в данной формуле с показателем адиабаты $\gamma = 5/3$)

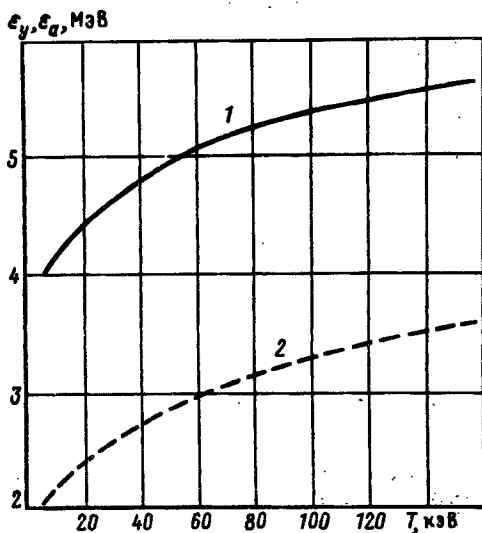


Рис. 1

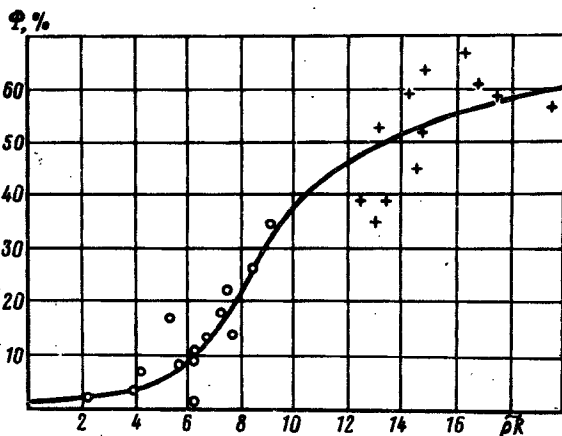


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость выхода с одного дейтона ϵ_y (1) и вклада продуктов реакций в плазму ϵ_a (2) от максимальной температуры, достигнутой в процессе горения

Рис. 2. Теоретическая зависимость выгорания ϕ (%) от значения параметра $\widetilde{\rho R}$ (г/см²) (сплошная линия, $T_0 = 15$ кэВ) и результаты расчетов (o и +)

Наличие неоднородности горения можно проверить, сравнивая взятый из расчетов параметр $\beta = \widetilde{\rho R}(\phi^{-1} - 1)$ с теоретическим значением однородной модели $\beta_0(T) = s_d^{-1}(T) \sqrt{3km_D T}$, где m_D — масса дейтона, $s_d = s_n + s_p$ — сумма скоростей ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$ и ${}^2\text{H}(d, p){}^3\text{He}$ -реакций, T — максимальная температура горения. При $\beta < \beta_0$ наблюдается существенно неоднородное горение. В большинстве расчетов $\beta/\beta_0 \approx 0,95 - 1,10$. Лучше по коэффициенту усиления расчеты имеют $\beta/\beta_0 \approx 0,6$.

Как показывают расчеты, условие разгорания мишени можно оценить простым соотношением: $t_q < t_g$, где $t_q = c_v \rho T_0 G^{-1}(T_0) [q(T_0) - \exp(-\widetilde{\nu}_0/T_0)]^{-1}$, $t_g = R_0 \sqrt{(1 + \mu_*)} / 2c_v T_0$, ρ и T_0 — плотность и температура в дейтерии перед горением, G — удельная мощность объемных потерь, $\widetilde{\nu}_0$ — эффективная частота экранировки, q — отношение термоядерного источника энергии к объемным потерям ($q \approx 0,33 s_d \epsilon_a / \sqrt{T_0}$, s_d — в 10^{-18} см³ · с⁻¹, ϵ_a — в МэВ, T_0 — в кэВ). Это соотношение можно переписать в виде $5,65 (\widetilde{\rho R} / T_0) [q - \exp(-\widetilde{\nu}_0/T_0)] > 1$, где $\widetilde{\rho R}$ — в г/см².

4. И использованные здесь физико-математические модели содержат ряд сравнительно оптимистичных предположений, что естественно для поисковой работы — выяснения принципиальной возможности DD-горения. Анализ результатов расчетов показывает, что необходимо более тщательное и аккуратное рассмотрение вопросов учета излучения в энергетическом балансе плазмы. Однако, такое рассмотрение не исключает обнаруженной в проведенных вычислительных экспериментах возможности интенсивного горения дейтерия. Так, например, для ряда мишеней было получено, что отношение выделившейся энергии к поглощенной лазерной $K_{yc} = E_{TЯ} / E_a \approx 18 - 20$. При модельном учете предельно возможного влияния излучения на энергобаланс топлива K_{yc} для этих мишеней снижается до $\approx 9 - 10$.

В заключение отметим, что вопрос обогащения дейтерия примесью гелия-3 рассматривался также в работах ⁵⁻⁷.

1. Басов Н.Г., Гуськов С.Ю., Данилова Г.В. и др. КЭ, 1985, 12, 1289.
2. Аврорин Е.Н., Зуев А.И., Лыков В.А. и др. Вопросы атомной науки и техники. Методики и программы численного решения задач математической физики, 1985, № 2, с. 21.
3. Гуськов С.Ю., Розанов В.Б. В кн.: Теория нагрева и сжатия низкоэнтропийных термоядерных мишеней. Труды ФИАН, М.: Наука, 1982, 134, 153.
4. Афанасьев Ю.В., Гамалий Е.Г., Лебо И.Г., Розанов В.Б. там же, с. 100.
5. Филиюков А.А. Лазерный термоядерный синтез: М.: Знание, 1975, с. 64.
6. Martin A.R., Bond A. JBIS, 1979, 32, 283.
7. Miley G.H. Atomkernenergie, 1978, Bd. 32, Lfg. 1, s. 12.

Поступила в редакцию
25 июля 1988 г.

Письма в ЖЭТФ, том 48, вып. 5, стр. 247 – 249

10 сентября 1988 г.

ПРИРОДА СУБМИЛЛИМЕТРОВОЙ ФОТОПРОВОДИМОСТИ В ИНВЕРСИОННЫХ СЛОЯХ НА ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ

*Е.В.Берегулин, С.Д.Ганичев, К.Ю.Глух, Г.М.Гусев, З.Д.Квон, М.Ю.Мартисов,
А.Я.Шук, И.Д.Ярошецкий*

Обнаружена быстрая субмиллиметровая фотопроводимость в инверсионных слоях на поверхности Si. Малое время фотоотклика (менее 40 нс) и общность свойств резонансной и нерезонансной фотопроводимости позволяют связать эффект с разогревом двумерного электронного газа.

Природа субмиллиметровой отрицательной фотопроводимости (ФП) в двумерном электронном газе на поверхности Si продолжает оставаться предметом дискуссии (см., например, ^{1, 2}). Обсуждается два механизма ее возникновения: за счет разогрева всей структуры — болометрическая модель, и за счет чисто электронных (в том числе и разогревных) процессов. Неоднозначность ситуации обусловлена, в частности, тем, что до настоящего времени нет прямых экспериментальных доказательств того или иного механизма.

В данной работе впервые обнаружена быстрая (< 40 нс) субмиллиметровая ФП, обусловленная как друдевским поглощением (нерезонансная ФП), так и межподзонами переходами (резонансная ФП). Наличие быстрой кинетики ФП (< 40 нс) прямым образом свидетельствует о том, что в обоих случаях ФП имеет одну и ту же природу и определяется, как будет показано ниже, разогревом электронного газа.

Экспериментальные образцы представляли собой МОП-транзисторы с толщиной подзатворного диэлектрика $d \sim 1200$ Å, изготовленные на поверхности кремния, отклоненной на угол $9,5^\circ$ от поверхности (100) вокруг направления [011]. Как показано в ³, это позволяет возбуждать оптические переходы между квантовыми подзонами при нормальном падении света. Максимальная подвижность электронов в инверсионном канале μ при температуре эксперимента ($T = 4,2$ К) составляла $1,7 \cdot 10^4$ см²/В · с. В качестве источника излучения использовался импульсный субмиллиметровый лазер на NH₃ с оптической накачкой от TEA CO₂-лазера ⁴. Длина волны излучения составляла 90,55 мкм ($\hbar\omega = 13,7$ мэВ), длительность импульса 40 нс. Плотность мощности на образце варьировалась от 10 до 10^3 Вт/см². Образец включался в схему измерения фотопроводимости с временным разрешением 40 нс.