

**О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ПЛОТНОСТИ
В ОБЛАСТИ СЖАТИЯ ЛАЗЕРНОЙ ТЕРМОЯДЕРНОЙ МИШЕНИ
МЕТОДАМИ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ**

О.Н.Крохин, Ф.А.Николаев, Г.В.Склизков

Рассмотрена возможность диагностики плотности лазерной термоядерной мишени при ее сжатии по изменению времени жизни позитронов до аннигиляции с ростом электронной плотности.

Оценим возможности диагностики сверхплотной ($n > 10^{23} \text{ см}^{-3}$) плазмы, сжатой под действием лазерного излучения, основанной на регистрации актов аннигиляции позитронов в ядре сверхсжатой мишени. Трудности измерений плотности такой плазмы хорошо известны, единственное существующее предложение, основано на регистрации формы линий в рентгеновской области спектра излучения тяжелых примесей [1]. Этот метод не является прямым и требует привлечения большого числа дополнительной расчетной или экспериментальной информации.

Сечение аннигиляции нерелятивистских позитронов дается выражением

$$\sigma = \frac{\pi r^2 c}{v},$$

а их время жизни τ_0 в среде

$$\tau_0 = (\sigma v n_e)^{-1} = 2,3 \cdot 10^{-10} (A/\rho Z), \quad (1)$$

где v – относительная скорость электрона и позитрона, $\tau_0 = 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ см} -$ классический радиус электрона, n_e – плотность электронов (см^{-3}), ρ – плотность среды ($\text{г}/\text{см}^3$), A и Z – средний атомный вес и заряд ядер вещества мишени.

Рассмотрим вариант, когда в измерениях используются только остановившиеся в мишени позитроны. В этом случае должно быть выполнено условие $\tau_{\text{тер}} \ll \tau_0$ ($\tau_{\text{тер}}$ – время термолизации позитрона), а пробег позитронов в веществе мишени не должен превышать ее размеров. Этим условиям, при диаметре мишени 200 $\mu\text{мм}$, соответствует энергия позитронов $50 \div 100 \text{ кэв}$, время термоизоляции которых до энергии нескольких кэв $\lesssim 10^{-12} \text{ сек}$. Необходимый поток позитронов N_+ определяется соотношением

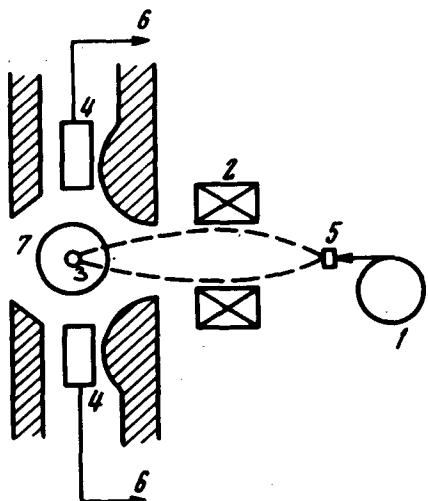
$$K = N_+ n_e \sigma(v) S t_{\text{эфф}} \Delta \tau, \quad (2)$$

где K – наблюдаемое число актов аннигиляции, $\Delta \tau$ – время измерений, $t_{\text{эфф}}$ и S – эффективная толщина и площадь поперечного сечения мишени.

Для обеспечения достаточной статистической точности выбираем $K = 10^4$ при суммарном времени измерений $\Delta \tau \approx 10^{-9} \text{ сек}$. Сечение аннигиляции термализованных до энергии $\sim 10 \text{ кэв}$ позитронов (ожидаемая температура плазмы) $\sigma (6 \cdot 10^9 \text{ см}/\text{сек}) = 1,3 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$, что при 100-крат-

ном сжатии мишени диаметром 200 мкм соответствует потокам позитронов $N_+ \approx 10^{18} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$.

Получение таких потоков позитронов является хотя и сложной, но вполне разрешимой задачей. Действительно, из численных расчетов, результаты которых приведены в ряде работ (см., например, [2, 3]), следует, что выход позитронов с энергией $E_+ < 0,5 \text{ МэВ}$ из толстых мишеней-конверторов с большим Z слабо зависит от энергии первичных электронов (E_-), толщины мишени-конвертора (t), и для $E_- = 8 - 20 \text{ МэВ}$, $t = 1 \text{ рад. ед.}$ составляет $10^{-4} \text{ МэВ}^{-1} \cdot \text{стерад}^{-1}$. Т. е. для создания необходимых потоков позитронов на небольших расстояниях от мишени-конвертора поток электронов с энергией $E_- < 10 \text{ МэВ}$ должен быть $\sim 10^{23} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$. Также потоки могут быть созданы, например, с помощью безжелезного импульсного бетатрона [4] с диаметром равным новесной орбиты $\sim 10 \text{ см}$ и системой однооборотного сброса и соответствуют $\sim 10^{12}$ электронам на орбите в одном цикле ускорения.



Принципиальная схема измерения: 1 – батареи; 2 – фокусирующая система; 3 – нагреваемая лазером шарообразная мишень; 4 – детекторы гамма-излучения; 5 – мишень-конвертор; 6 – к схеме совпадений; 7 – термоядерная камера

Один из возможных вариантов схемы эксперимента по измерению плотности в ядре сверхсжатой мишени приведен на рисунке.

Измерение времени жизни позитронов $\sim 10^{-12} \text{ сек}$, что соответствует сжатию $\sim 10^2 \div 10^3$, хотя принципиально и возможно, потребует использования сложной техники измерений пикосекундных импульсов (см., например, [5]). Однако, существует более простой и эффективный способ, состоящий в том, что, если поддерживать постоянной концентрацию позитронов в мишени в течение времени, превосходящем время процесса сжатия ($\sim 10^{-9} \text{ сек}$), то при резком увеличении плотности в области сжатия произойдет быстрая аннигиляция практически всех позитронов, термализованных в мишени, и отношение числа актов аннигиляции в сжатом и нормальном состояниях мишени непосредственно даст величину сжатия ρ/ρ_0 .

В заключение следует отметить: 1. Измерение полного числа актов аннигиляции за время существования плотного ядра мишени, как это видно из (2), позволяет определить массу области сжатия, но при этом необходимо знать абсолютное значение падающего потока позитронов

и их энергетический спектр. 2. Представляется возможным использовать для диагностики области высоких сжатий фотоядерных реакций, например, фоторасщепления дейтона. Особенно эффективно фотоядерные реакции, и в первую очередь, реакция (γ, n), могут быть использованы при исследовании мишней из тяжелых элементов или мишней с тяжелой оболочкой.

Авторы благодарны Ю.В.Афанасьеву и В.Б.Розанову за плодотворные стимулирующие дискуссии.

Физический институт
им. Н.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
2 октября 1973 г.
18 февраля 1974 г.

Литература

- [1] А.В.Виноградов, И.И.Собельман, Н.Юков. Препринт ФИАН, № 173, 1973 г.
 - [2] L.Katz, K.Lokan. Nucl. Inst. and Meth., 11, 7, 1961.
 - [3] R.E.Sund, R.B.Walton, N.J.Norris, M.H. Mac Gregor. Nucl. Inst. and Meth., 27, 109, 1964.
 - [4] А.И.Павловский, Г.Л.Кулаков, Г.В.Склизков, Ю.А.Зысин, А.И.Герасимов. ДАН СССР, 160, 68, 1965.
 - [5] Н.Г.Басов, М.М.Бутелов и др. Препринт ФИАН № 82, 1972 г.
-