

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P9-97-260

А.С.Артемов

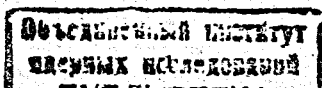
МЕТОД И УСТРОЙСТВО
ДЛЯ НЕВОЗМУЩАЮЩЕЙ ДИАГНОСТИКИ
СИЛЬНОТОЧНОГО ПУЧКА НЕЙТРАЛЬНЫХ
ЧАСТИЦ НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ
ПО ЭЛЕКТРОНАМ ФОТОИОНИЗАЦИИ

Направлено в «Журнал технической физики»

1997

Для нагрева плазмы до термоядерных температур и безындукционного поддержания тока в существующих и разрабатываемых токамаках широко используются сильноточные пучки атомов водорода или дейтерия малой энергии (десятки ÷ сотни килоэлектронвольт) [1]. Такой пучок с током в десятки ампер и длительностью импульса несколько секунд формируется из отдельных элементарных пучков положительных или отрицательных ионов путем их перезарядки на газе с последующим сепарированием в магнитном поле. При этом регулирование углов расходимости элементарных пучков и профилирование поверхности их эмиссии позволяют варьировать плотность мощности пучка на входе в токамак в широких пределах (от максимальной концентрации до равномерного распределения на большой поверхности). Для контроля формирования таких сильноточных нейтральных пучков необходимо разрабатывать невозмущающие методы с использованием вторичных частиц или фотонов. Один из возможных вариантов предлагается в данной работе и основан на регистрации электронов, рождающихся при фотоионизации пренебрежимо малой части атомов пучка.

В области малых энергий точность соответствия распределений атомов водорода (или дейтерия) и электронов их ионизации на зондирующей корпускулярной или фотонной мишени весьма мала [2]. Тем не менее, высокая монохроматичность лазерного излучения, формирующего фотонную мишень, и двухчастичный характер распада частиц при рождении электронов на ней открывают дополнительные возможности диагностики в этом случае. На рис.1а представлена кинематическая диаграмма рождения электрона в плоскости YZ после поглощения фотона нерелятивистской частицей A^0 с импульсом \vec{P}_0 . При этом полагается, что ось пучка совпадает с осью канала транспортировки $O'Z'$. Импульс элек-



трона (P_e) в системе покоя распадающейся частицы определяется энергией поглощаемого фотона ($\hbar\omega$) и порогом фотоионизации (ε_n) используемого квантового состояния, $P_e = \sqrt{2m_e(\hbar\omega - \varepsilon_n)}$. Нетрудно показать, что при достаточно высоком угловом ($\delta\theta$) и импульсном ($\delta P_e/P_e$) разрешении

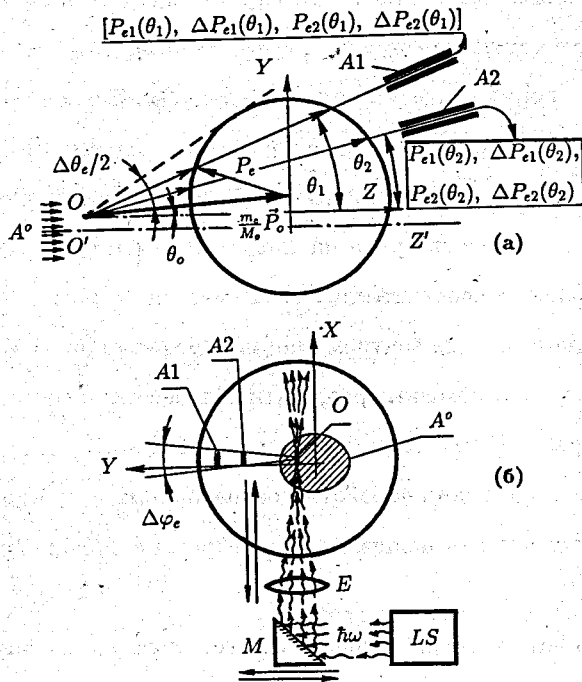


Рис.1. Кинематическая диаграмма рождения регистрируемых фотоэлектронов (а) и схема устройства для невозмущающей диагностики пучка нейтральных частиц A° (б).

двух анализаторов, направленных на фотонную мишень O , и $\theta_0 \ll \Delta\theta_c/2$, характеристики $\Delta P_o/P_o$ и $\Delta\theta_o$ частиц пучка в области зондирующей мишени определяются по величинам (P_{e1}, P_{e2}) и разбросам ($\Delta P_{e1} > 0$, $\Delta P_{e2} > 0$) импульсов электронов при соответствующих углах измерения

θ_1 и θ_2 относительно оси OZ ($\theta_0 \ll \theta_2 < \theta_1 < \Delta\theta_c/2$).

$$\Delta P_o/P_o = | [tg\theta_1 \cdot \Delta f_c(\theta_2) - tg\theta_2 \cdot \Delta f_c(\theta_1)] / (tg\theta_1 - tg\theta_2) |, \quad (1)$$

$$\Delta\theta_o = | [\Delta f_c(\theta_2) - \Delta f_c(\theta_1)] / (tg\theta_1 - tg\theta_2) |, \quad (2)$$

где $\Delta f_c(\theta) = [\Delta P_{e1}(\theta) + \Delta P_{e2}(\theta)] / [P_{e1}(\theta) + P_{e2}(\theta)]$, $P_o = M_o \cdot [P_{e1}(\theta) + P_{e2}(\theta)] / (m_e 2 \cos\theta)$ - средний импульс налетающих частиц, $\theta = \theta_1$ или θ_2 , M_o и m_e - масса нейтральной частицы и электрона соответственно.

Схема устройства для измерения распределений частиц пучка по импульсу P_o , (XY) -сечению и в (Y', Y) -фазовой плоскости представлена на рис.1б. Направления и аксептансы анализаторов $A1$ и $A2$ выбираются таким образом, чтобы регистрировать фотоэлектроны, вылетающие только из сфокусированной области мишени (O) и в близкой к (YOZ) -медианной плоскости ($\Delta\varphi_e \ll 1$). Сканирование пучка по сечению осуществляется смещением линзы (E) с анализаторами вдоль оси X , при фиксированном пространственном положении зеркала (M), а также единым перемещением всех этих элементов вдоль оси Y . При контролируемой мощности фотонной мишени (определяющей вероятность фотоионизации) указанные характеристики пучка восстанавливаются с помощью выражений (1) и (2) по измеренным распределениям электронов по импульсу. Зависимости от положения фокуса мишени в (XY) -плоскости. Безпрепятственное прохождение пучка и его невозмущающая диагностика в данном устройстве реализуются при энергиях нейтральных частиц (E_o), определяемых выражением

$$\sqrt{\frac{M_o}{m_e} \cdot \frac{(\hbar\omega - \varepsilon_n)}{E_o}} \cdot L_e \geq d_b, \quad (3)$$

где d_b и L_e - поперечный размер пучка в направлении оси Y и пролетная база электронов от мишени до анализатора соответственно. Используемое для измерений квантовое состояние нейтральных частиц находится

из условия его избирательной фотоионизации. Для атомов $H^o(D^o)$ в наибольшей степени подходит их метастабильное $2s$ -состояние. В отличие от рассмотренного в работе [3] метода диагностики, в данном случае оптимальным является максимально возможное значение $\hbar\omega - \varepsilon_n$. Необходимые для измерений средняя и импульсная плотности мощности излучения лазера (LS) определяются условием выделения информации из общего потока электронов, рождающихся на зондирующей мишени и остаточном газе, а также требуемой оперативностью устройства.

Рассмотрим возможности данного метода диагностики на примере сильного пучка атомов водорода с энергией $E_o = 400$ кэВ, $d_b \approx 4$ см и плотностью тока частиц $j_o \approx 1$ А/см². Процентное содержание метастабильного $2s$ -квантового состояния при формировании такого пучка оценивается величиной $\delta_{02} \approx 5\%$ [4]. Избирательную фотоионизацию этого состояния можно осуществить, например, с помощью излучения четвертой гармоники Nd^{+3} : ИАГ-лазера с $\hbar\omega = 4,66$ эВ [3]. Соответствующее сечение взаимодействия с $H(2s)$ -атомами равно $\sigma_{i2s} \approx 7 \cdot 10^{-18}$ см², а близкий к единице коэффициент фотоионизации в области сфокусированной мишени достигается при её мощности

$$P_\gamma \approx 10^7 \cdot \sqrt{E_o} \cdot d_{\gamma f}, \quad (4)$$

где P_γ и E_o выражены в ваттах и килоэлектронвольтах соответственно, $d_{\gamma f} \approx f \cdot \alpha_\gamma$ - минимальный поперечный размер области фокусировки мишени в (XY)-плоскости, f - фокусное расстояние линзы [см], α_γ - угловая расходимость излучения лазера [рад]. Для $f = 30$ см и $\alpha_\gamma \approx 10^{-3}$ рад получаем $P_\gamma \approx 6$ МВт. Данная величина находится в хорошо освещенном диапазоне мощностей импульсной генерации рассматриваемого типа лазера. При использовании анализаторов электронов с $\delta\theta \approx 5 \cdot 10^{-4}$ рад и

и $\delta P_e/P_e \approx 10^{-4}$ (например, типа Юза-Рожанского), отъюстированных в (YZ)-плоскости в соответствии с соотношением $\theta_1 - \theta_2 \approx \theta_2 \approx \Delta\theta_e/6$, из выражений (1)-(3) получаем $L_e \approx 60$ см и следующие оценки точностей измерения характеристик пучка:

$$\frac{\delta P_o}{P_o} \approx 3 \cdot \frac{\delta P_e}{P_e} \approx 3 \cdot 10^{-4}; \quad \delta Y' \equiv \delta\theta_o \approx 6 \cdot \sqrt{\frac{m_e \cdot E_o}{M_o(\hbar\omega - \varepsilon_n)}} \cdot \frac{\delta P_e}{P_e} \approx 8 \cdot 10^{-3} \text{ рад}. \quad (5)$$

Перспективы улучшения приведенных точностей связаны прежде всего с возможностью уменьшения величины $\delta P_e/P_e$ при учете влияния пространственного заряда сгустка регистрируемых электронов на пролетном участке до анализатора и внутри него.

Ток фотоэлектронов, регистрируемых, например, анализатором $A2$ из области фокусировки мишени за время импульса лазера при $\Delta\varphi_e \approx 0,1$ рад оценивается как

$$I_{e2} \approx 0,2 \cdot j_o \cdot \delta_{02} \cdot d_{\gamma f} \cdot L_{\gamma f} \cdot (\delta\theta \cdot \Delta\varphi_e / \Delta\theta_e) \approx 10^{-7} \text{ А}; \quad (6)$$

где $L_{\gamma f} \approx \alpha_\gamma \cdot f^2 / D_\gamma$ - глубина перетяжки лазерного излучения в области фокусировки на уровне 10%-го увеличения её поперечного размера над $d_{\gamma f}$, а D_γ - диаметр пучка фотонов до линзы. В выражении (6) полагается, что $D_\gamma \approx 1$ см, а размеры просматриваемой анализатором области мишени вдоль X - и Y -координат совпадают с $L_{\gamma f} \approx 10$ мм и $d_{\gamma f} \approx 0,3$ мм соответственно. Полученное значение I_{e2} более чем на два порядка превосходит ток фоновых электронов при давлении остаточного газа $P_b \approx 10^{-4}$ тор. При этом средняя энергия фотоэлектронов равна $E_e \approx 220$ эВ, а интервал между максимумами соответствующего распределения составляет $|E_{e|max1}(\theta_2) - E_{e|max2}(\theta_2)| \approx 2 \cdot E_e \cdot \Delta\theta_e \approx 65$ эВ.

На пролетном участке до анализатора ленточный поток регистрируемых электронов расплывается в поперечном направлении под влиянием

собственного пространственного заряда. Это приводит к некоторым потерям и увеличению углового разброса электронов на входной щели анализатора, а также к ухудшению его разрешения. Степень проявления этих эффектов характеризуется величиной $\Delta d_{\gamma f} / d_{\gamma f} \approx 5 \cdot 10^4 I_e [A] (E_e [\text{эВ}])^{-1,5}$. $I_e^2 / (L_{\gamma f} \cdot d_{\gamma f}) \approx 0,2$ и в данном случае их можно не учитывать. Потерями и рассеянием электронов на остаточном газе также можно пренебречь. Влияние пространственного заряда электронов на дисперсионные свойства рассматриваемого анализатора определяется величиной $Q_a = I_e / (d_{\gamma f} \cdot L_{\gamma f} \cdot E_e^{1,5})$ и проявляется при её значениях $10^{-7} \div 10^{-6} \text{ А} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1,5}$ [5]. Для анализируемого случая $Q_a \approx 10^{-9} \text{ А} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1,5}$, что более чем на два порядка меньше указанной граничной величины.

Длительность практически постоянной амплитуды импульса излучения рассматриваемого лазера может составлять $\tau_{\gamma} \approx 10$ нс. При полученном токе фотоэлектронов, этого времени достаточно для проведения необходимых измерений в сканирующем режиме работы анализаторов по импульсу электронов на выбранном участке поперечного сечения пучка. Время получения полной информации определяется скоростью механического перемещения соответствующих элементов устройства в пределах размера пучка атомов водорода по X- и Y-координатам. При частоте включения лазера больше или порядка десяти герц, достаточно подробная информация о характеристиках рассмотренного пучка может быть получена за время его квазинепрерывного импульса (несколько секунд).

Литература

1. Плешивцев Н.В., Семашко Н.Н. - Итоги науки и техники. Сер. Физические основы лазерной и пучковой технологии. Т.5 (Ионно-пучковая технология). Москва: ВИНТИ, 1989. С.55-112.
2. Артёмов А.С. - Труды 14-го Совещания по ускорителям заряженных частиц (Протвино, 25-27 октября, 1994 г.). 1995. Т.2. С.36-40.
3. Artiomov A.S. - Preprint JINR E9-92-501. Dubna, 1992.
4. Gillespie G.H. - Nucl. Instr. Meth. B. 1985. V.10/11. Pt.1. P.22-25.
5. Гамаюмов Ю.Г., Козлов И.Г. - Журнал техн. физики. 1968. Т.38. Вып.3. С.531-538.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 августа 1997 года.