

02;07

Допплеровская спектроскопия пучка в тракте источника ионов H^-

© В.В. Анциферов, Г.И. Смирнов

Институт ядерной физики СО РАН,
Новосибирск, Россия

(Поступило в Редакцию 21 мая 1997 г.)

Показаны принципиальные возможности бесконтактного измерения с высокой точностью расходимости и эмиттанса ускоренного пучка ионов H^- на выходе из источника при использовании пассивной доплеровской спектроскопии пучка возбужденных атомов водорода, полученных при нейтрализации ионов с возбуждением на остаточном газе в тракте источника. При плотностях остаточного газа в тракте источника порядка $10^{-4} - 10^{-5}$ Торг рассчитана интенсивность излучения H_α -линии, регистрируемая доплеровской системой, с учетом основных процессов возбуждения и девозбуждения уровней $3s$, $3p$ и $3d$ атомов водорода пучка. Рассчитанный уровень интенсивности H_α -линии был подтвержден экспериментально, что позволило осуществить фотоэлектронную регистрацию спектрального контура линии в токовом режиме, а не в режиме счета фотонов.

Введение

Контроль параметров пучка ионов H^- в процессе непрерывной работы источника является чрезвычайно актуальной задачей. Использование контактных датчиков [1–3] не решает этой проблемы, поскольку они вносят возмущения в пучок, увеличивают его расходимость и их практически невозможно использовать для непрерывного контроля расходимости пучка ионов в процессе работы источника. Единственным методом, позволяющим осуществлять такой невозмущающий контроль, является метод доплеровской спектроскопии, который применялся ранее для контроля расходимости высокоинтенсивных пучков атомов и отрицательных ионов водорода в тракте ускорителя [4,5] и для измерения температуры атомов водорода в разряде плазмы поверхностно-плазменных источников ионов H^- [6,7].

В данной работе установлены возможности бесконтактного высокоточного контроля расходимости и эмиттанса ускоренного пучка отрицательных ионов водорода в тракте источника методом пассивной доплеровской спектроскопии без использования презарядной мишени.

Интенсивность H_α -линии, излучаемой ускоренным пучком частиц на выходе из источника

Органически единым элементом источника ионов современного ускорителя является поворотный магнит (см. рисунок), который осуществляет сепарацию частиц по поперечным скоростям пучка, вытягиваемого из источника, и формирует пучок ионов с заданным эмиттансом. Транспортировка пучка ионов H^- по тракту магнита источника сопровождается их нейтрализацией и возбуждением на частицах остаточного газа. Число фотонов $N(H_\alpha)$, спонтанно излучаемых в H_α -линию возбужденными атомами водорода пучка в течение времени t_r пролета атомами пучка прямолинейного участка на выходе

из магнита области регистрации, составляет

$$N(H_\alpha) = N_{3s} + N_{3p} + N_{3d}, \quad (1)$$

где N_m — число фотонов, испускаемых атомами водорода пучка на переходах $3s \rightarrow 2p$, $3p \rightarrow 2s$, $3d \rightarrow 2p$ соответственно; N_m определяется числом спонтанных распадов за время пролета t_r области регистрации возбужденными атомами водорода всего объема импульса пучка и попадающих в приемную систему доплеровской системы регистрации с угловой апертурой $\Delta\varphi_A$

$$N_m = \frac{D\Delta\varphi_A V A_m}{4\pi f} \int_0^{t_r} n_m(x) dt. \quad (2)$$

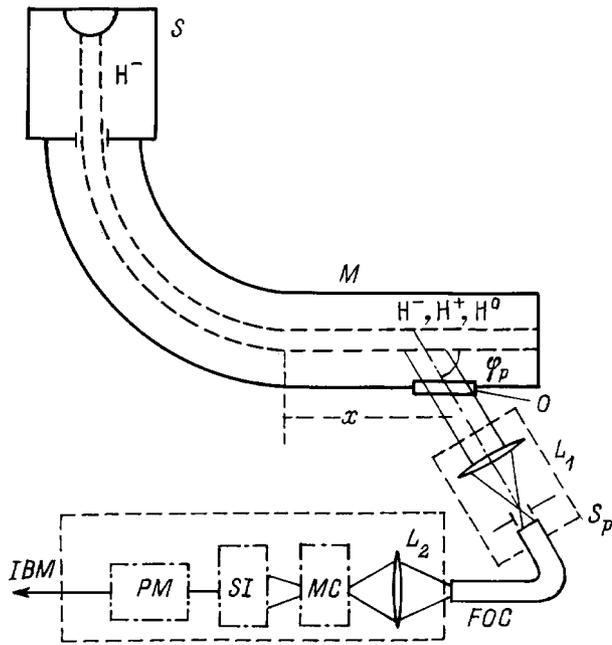
Здесь D и f — диаметр и фокус собирающей линзы L_1 соответственно; A_m — вероятности соответствующих спонтанных переходов $A_{3s} = 0.63 \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}$, $A_{3p} = 2.2 \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}$, $A_{3d} = 6.4 \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}$; V — объем импульса пучка длительностью τ , равный $V = \pi d^2 c \tau \beta / 4$, d — диаметр пучка; $\beta = v/c$, v — скорость ионов пучка; $n_m(x)$ — плотности возбужденных атомов водорода в точке регистрации в состояниях $3s$, $3p$ и $3d$

$$n_m(x) = n_m^0(x) \exp(A_m t). \quad (3)$$

Плотности возбужденных атомов водорода $n_m^0(x)$ после прохождения частицами тракта источника длиной x находятся из уравнения с учетом процессов возбуждения ионов H^- и атомов H^0 при столкновениях с остаточным газом и процессов радиационного распада возбужденных уровней и релаксации в результате столкновений с остаточным газом

$$\begin{aligned} \frac{dn_m^0(x)}{dx} = & n_g [n^0(x) \sigma_{0,m} + n^- \sigma_{-1,m}] \\ & - \frac{n_m^0(x) A_m}{v} - n_g n_m^0(x) \sigma_{DC}, \end{aligned} \quad (4)$$

где n_g — плотность частиц остаточного газа в тракте источника, $n^0(x)$ — плотность атомов водорода в основном состоянии $1s$ в пучке, $n^-(x)$ — плотность ионов H^-



Доплеровская система регистрации пучка ионов H^- в тракте источника. S — источник ионов H^- , M — магнит поворотный, O — оптическое окно, L_1 — линза собирающая, S_p — щель приемного блока, FOC — волоконно-оптический кабель, L_2 — линза фокусирующая спектрального блока, MC — монохроматор, SI — сканирующий интерферометр, PM — фотоумножитель.

в пучке, $\sigma_{0,m}$ — сечение возбуждения атомов водорода в состоянии m при столкновениях с остаточным газом, $\sigma_{-1,m}$ — сечение перезарядки ионов H^- с возбуждением атомов водорода в состоянии m при столкновениях с остаточным газом, v — продольная скорость ускоренного пучка ионов H^- , $\sigma_{DC} = \sigma_{m,0} + \sigma_{m,+1} + \sigma_{m,-1}$ — суммарное сечение распада возбужденных уровней m в результате столкновений.

Поскольку $\sigma_{-1,1} \ll \sigma_{-1,0}$, то для плотностей атомов H^0 и ионов H^- в пучке из уравнений (4) находим

$$n^-(x) = n^-(0) \exp(-xn_g\sigma_{0,1}), \quad (5)$$

$$n^0(x) = \frac{\sigma_{-1,0}n^-(0)}{\sigma_{-1,0} - \sigma_{0,1}} \times [\exp(-xn_g\sigma_{0,1}) - \exp(-xn_g\sigma_{-1,0})]. \quad (6)$$

Введем обозначения: $\lambda_{DC} = 1/n_g\sigma_{DC}$ — длина пробега возбужденных атомов водорода в состоянии $m = 3$, связанная с распадом возбужденных уровней в результате столкновений; $\lambda_{DR} = v/A_m$ — длина пробега возбужденных атомов водорода, обусловленная распадом возбужденных уровней в результате спонтанного излучения; $1/\lambda_D = 1/\lambda_{DC} + 1/\lambda_{DR}$; кроме того, имеем $\lambda_1 = 1/n_g\sigma_{-1,0}$; $\lambda_2 = 1/n_g\sigma_{0,1}$; $B = \sigma_{-1,0}/(\sigma_{-1,0} - \sigma_{0,1})$.

Подставляя параметры в уравнение (2), находим

$$\frac{dn_m^0(x)}{dx} + \frac{n^0(x)}{\lambda_D} = n_g[B\sigma_{0,m}n^-(0)[\exp(-x/\lambda_2) - \exp(-x/\lambda_1)] + n^-(0)\sigma_{-1,m}\exp(-x/\lambda_1)]. \quad (7)$$

Решая это уравнение с учетом начальных условий $n_m^0(0) = 0$, получим

$$n_m^0(x) = n_g n^-(0) [B\sigma_{0,m}(\lambda_D^{-1} - \lambda_2^{-1})^{-1}[\exp(-x/\lambda_2) - \exp(-x/\lambda_D)] + (\sigma_{-1,m} - B\sigma_{0,m})(\lambda_D^{-1} - \lambda_1^{-1})^{-1} \times [\exp(-x/\lambda_1) - \exp(-x/\lambda_D)]]. \quad (8)$$

Плотность возбужденных $n_m^0(x)$ атомов водорода рассчитаем для двух значений плотности n_g остаточного газа в источнике при оптимальных параметрах источника ионов H^- : энергия пучка ионов 40 keV, ток в импульсе 0.2 А, длительность импульса 0.1 ms, диаметр пучка 2 см, эмиттанс пучка $10^{-4} \text{ rad} \cdot \text{cm}$, частота повторения импульсов 100 Hz. Тогда $v = 2.8 \cdot 10^8 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$, $n^-(0) = 2 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ и параметры β составляют: для продольной составляющей скорости пучка $\beta_{\parallel} = v/c = 7 \cdot 10^{-3}$ и для поперечной $\beta_{\perp} = v_{\perp}/c = 1 \cdot 10^{-4}$.

1. Пусть давление остаточного газа в источнике составляет $P = 5 \cdot 10^{-5} \text{ Torr}$, тогда $n_g = 1.6 \cdot 10^{12} \text{ mol/cm}^3$. Для ионов H^- с энергией 40 keV сечения перезарядки составляют [8] $\sigma_{-1,0} = 8.7 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$, $\sigma_{-1,1} = 4 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$, $\sigma_{0,1} = 1.43 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$, тогда $\sigma_{DC}^{3p} = \sigma_{DC}^{3d} = \sigma_{DC}^{3s} = 1.6 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$. Сечения нейтрализации с возбуждением составляют [9] $\sigma_{-1,3s} = 2.1 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$, $\sigma_{-1,3p} + \sigma_{-1,3d} = 1.5 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$. При длине тракта источника, на которой происходит перезарядка ионов H^- , равной $x = 20 \text{ cm}$, для других расчетных параметров имеем $\lambda_1 = 0.7 \cdot 10^3 \text{ cm}$, $\lambda_2 = 4.4 \cdot 10^3 \text{ cm}$, $\lambda_{DC} = 0.4 \cdot 10^3 \text{ cm}$, $\lambda_{DR}^{3s} = 44 \text{ cm}$, $\lambda_{DR}^{3p} = 12 \text{ cm}$, $\lambda_{DR}^{3d} = 4.3 \text{ cm}$. Тогда уравнение (8) существенно упрощается

$$n_m^0(x) = n_g n^-(0) [\sigma_{-1,m} \lambda_{DR}^m [1 - \exp(-x/\lambda_{DR}^m)]]. \quad (9)$$

Подставляя (9) в (4), интегрируя и подставляя в (2) и (1), для числа фотонов $N(H_{\alpha})$, испускаемых H_{α} -линией, находим

$$N(H_{\alpha}) = \frac{DV\Delta\varphi_A}{4\pi f} \sum_m n_m^0(x) [1 - \exp(-A_m t_r)]. \quad (10)$$

При диаметре линзы L_1 оптической системы регистрации, равном $D = 6 \text{ cm}$, время регистрации излучения H_{α} -линии составит $t_r = D/v = 0.2 \cdot 10^{-7} \text{ s}$. Подставляя в (10) значения всех параметров, находим

$$N(H_{\alpha}) = 3 \cdot 10^5 \text{ phot/puls}. \quad (11)$$

2. При давлении остаточного газа $P = 5 \cdot 10^{-4} \text{ Torr}$ и его плотности в тракте источника $n_g = 1.6 \cdot 10^{13} \text{ mol} \cdot \text{cm}^{-3}$,

$\lambda_1 = 70$ см, $\lambda_2 = 440$ см, $\lambda_{DC} = 40$ см при аналогичных других параметрах. В этом случае уравнение (8) имеет вид

$$n_m^0(x) = n_g n^-(0) [\sigma_{0,m} + B \lambda_D^m [1 - \exp(-x/\lambda_D^m)] + (\sigma_{-1,m} - B \sigma_{0,m})(\lambda_D^{-m} + \lambda_1^{-1})^{-1} \times [\exp(-x/\lambda_1) - \exp(-x/\lambda_D^m)]]. \quad (12)$$

Здесь $\sigma_{0,m}$ — сечение возбуждения атомов водорода в состоянии $3s$, $3p$ и $3d$ при их столкновении с частицами остаточного газа в источнике $\sigma_{0,3s} = 1 \cdot 10^{-17}$ см², $\sigma_{0,3p} = 1.5 \cdot 10^{-17}$ см², $\sigma_{0,3d} = 7 \cdot 10^{-18}$ см² [10]. Расчетные значения параметров $n_m^0(x)$ будут составлять $n_{3s}^0(x) = 2.8 \cdot 10^5$ см⁻³, $n_{3p}^0(x) = 3.6 \cdot 10^5$ см⁻³, $n_{3d}^0(x) = 3.4 \cdot 10^5$ см⁻³. Подставляя значения всех параметров в уравнение (10), для числа фотонов $N(H_\alpha)$ в этом случае имеем

$$N(H_\alpha) = 4.2 \cdot 10^6 \text{ phot/puls.} \quad (13)$$

Параметры доплеровской системы регистрации

Вкладом в доплеровскую ширину контура H_α -линии от разброса продольных скоростей частиц ускоренного пучка $\Delta\beta_{||}$ можно пренебречь при угле регистрации излучения φ_r , близком к "магическому" углу φ_M , равном [4]

$$\varphi_M = \arccos \beta_{||}. \quad (14)$$

Поскольку средняя продольная скорость частиц пучка в источнике составляет $v = 2.8 \cdot 10^8$ см \cdot с⁻¹, то магический угол равен $\varphi_M = 89.6^\circ$. При совпадении угла регистрации излучения с магическим углом φ_M в доплеровской системе регистрации будут наблюдаться две H_α -линии: смещенная на 0.03 нм линия, испускаемая возбужденными при перезарядке ионов на остаточном газе атомами водорода пучка, и несмещенная линия, излучаемая возбужденными атомами водорода остаточного газа, образующимися в результате диссоциации молекулярного водорода при столкновении с ускоренными ионами и атомами водорода пучка $H^-(H_0) + H_2 \rightarrow H^-(H^0) + H_0^*(n=3) + H_0$. Концентрация молекулярного водорода в остаточном газе в тракте источника достаточно велика ($\sim 10^{-4}$ Торр) и интенсивность несмещенной H_α -линии будет сравнима с интенсивностью смещенной H_α -линии, а ее спектральная ширина составит

$$\Delta\lambda_{v_T} = 2\lambda_0 v_T / c. \quad (15)$$

При средней тепловой скорости остаточного газа $v_T = 1.38 \cdot 10^6 [3E(eV)]^{1/2}$ ширина несмещенной H_α -линии равна 0.1 нм.

Ширина доплеровски уширенного контура H_α -линии, излучаемой возбужденными атомами водорода ускоренного пучка [4],

$$\Delta\lambda_D = 2\lambda_0 \beta_{\perp} \cos \theta \quad (16)$$

в нашем случае будет равна 0.13 нм. Для разделения по спектру этих двух H_α -линий необходимо выбирать угол регистрации φ_r , несколько отличным от магического угла φ_M . При этом отклонение угла регистрации $\Delta\varphi_r$ от магического угла должно удовлетворять условию [4]

$$\pm \Delta\varphi_r \leq 10^2 \frac{\Delta\lambda_D}{\lambda_0 \beta_{||}} \leq 30^\circ, \quad (17)$$

при котором вкладом от разброса продольных скоростей пучка $\Delta\beta_{||}$ в ширину доплеровского контура смещенной H_α -линии можно пренебречь. Следовательно, угол регистрации доплеровской системы можно выбрать равным $\varphi_r = 60^\circ$. В этом случае разделение по спектру двух H_α -линий составит 2.3 нм, что позволяет достаточно просто выделить смещенную H_α -линию, излучаемую ускоренным пучком атомов водорода. При этом вклад в ширину доплеровского контура $\Delta\lambda_D$ H_α -линии при отклонении угла регистрации от магического угла составит порядка 10^{-3} нм.

Вклад в ширину доплеровского контура, связанный с угловой апертурой $\Delta\varphi_A$ приемного блока доплеровской системы, устраняется при выполнении условия [4]

$$\Delta\varphi_A \leq \frac{0.1 \Delta\lambda_D}{\lambda_0 \beta_{||}} \leq 0.3^\circ. \quad (18)$$

Увеличение интенсивности регистрируемой H_α -линии достигается при использовании линзы L_1 в приемном блоке доплеровской системы диаметром D (см. рисунок), в фокусе f которого находится щель шириной, равной

$$\Delta l = f \cdot \Delta\varphi_A. \quad (19)$$

При фокусе линзы $f = 20$ см ширина щели приемного блока должна составлять 1 мм. Излучение H_α -линии из приемного блока доплеровской системы с помощью волоконно-оптического кабеля выводится для спектрального анализа в спектральный блок, состоящий из монохроматора и скрещенного с ним сканирующего интерферометра Фабри–Перо. Монохроматор выделяет смещенную H_α -линию, испускаемую возбужденными атомами водорода ускоренного пучка, а ширина доплеровского контура регистрируется с помощью сканирующего интерферометра и фотоумножителя, сигнал с которого подается на ЭВМ.

Выводы

Результаты настоящей работы показывают, что для невозмущающего контроля расходимости и эмиттанса пучка ионов H⁻, вытягиваемого из источника, можно

использовать пассивную доплеровскую спектроскопию пучка частично возбужденных атомов водорода, которые получают при нейтрализации ионов пучка и возбуждении атомов водорода пучка на остаточном газе в тракте источника. При этом нет необходимости вводить в тракт источника газовую мишень и для регистрации доплеровского контура H_{α} -линии можно использовать фотоэлектронную регистрацию контура H_{α} -линии, а не режим счета фотонов. Разработанный метод пассивной доплеровской спектроскопии использовался для регистрации расходимости пучка ионов H^{-} , вытягиваемого из источников отрицательных ионов водорода с планотронной и пеннинговской геометрией электродов. Его точность была подтверждена сопоставлением с измерением расходимости пучка контактным щелевым методом. Было показано, что при плотностях тока разряда в источниках $\leq 25 \text{ A/cm}^2$ наименьшую расходимость пучка ионов H^{-} имеет планотронный источник ионов H^{-} (отчет по спецтеме СФТИ № 7504, 1989 г.).

Список литературы

- [1] Деревянкин Г.Е., Дудников В.Г. // Препринт ИЯФ СО АН СССР. 1979. № 79-17. 15 с.
- [2] Деревянкин Г.Е., Дудников В.Г., Трошков М.Л. // Препринт ИЯФ СО АН СССР. 1982. № 82-110. 18 с.
- [3] Derevyankin G.E., Dudnikov V.G. // AIP Conf. Proc. 1984. N 111. P. 376–397.
- [4] Анциферов В.В. // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 5. С. 71–80.
- [5] Antsiferov V.V. // AIP Conf. Proc. 1993. N 287. P. 616–617.
- [6] Анциферов В.В., Бескоровайный В.В. // ЖТФ. 1993. Т. 63. Вып. 4. С. 50–57.
- [7] Анциферов В.В., Бескоровайный В.В. // ЖТФ. 1993. Т. 63. Вып. 5. С. 41–47.
- [8] Tawara H., Russec A. // Rev. Mod. Phys. 1973. Vol. 45. N 2. P. 178–229.
- [9] Geddes J., Hill J., Gilbody H.B. // J. Phys. B: Atom. Mol. Phys. 1981. Vol. 14. N 12. P. 4837–4846.
- [10] Hughes R.H., Petefisch H.M., Kisner H. // Phys. Rev. 1972. Vol. 5. N 5. P. 2103–2106.