

Государственный научный центр Российской Федерации
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им.Г.И. Будкера СО РАН

В.В. Анциферов, М.В. Астафьев

ЛОКАЛЬНОЕ ИЗМЕРЕНИЕ
МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ
ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ
МЕТОДАМИ БЕЗДОПЛЕРОВСКОЙ
СПЕКТРОСКОПИИ

ИЯФ 96-53

НОВОСИБИРСК

1996

Оглавление

1	Введение	5
2	Вероятность двухфотонного перехода	5
3	Измерение магнитных полей в плазме при использовании пучка атомов гелия	8
3.1	Величина расщепления уровней атомов гелия в магнитном поле	9
3.2	Интенсивность излучения регистрируемой спектральной линии	11
3.3	Требования к параметрам лазерной системы	13
3.4	Схема эксперимента	13
4	Модельный эксперимент	13
4.1	Величина расщепления уровней атомов калия в магнитном поле	15

**Локальное измерение магнитных полей
высокотемпературной плазмы
методами бездоплеровской спектроскопии**

В.В. Анциферов, М.В. Астафьев

Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН
630090 Новосибирск, Россия

Аннотация

Предложен новый вариант метода локального измерения магнитных полей в высокотемпературной плазме методом двухфотонной бездоплеровской спектроскопии при использовании схемы скрещенного распространения лазерного и атомного пучков. Предложено использовать переходы $2^3S \rightarrow 3^3D$ (762нм) атомов гелия и $4s \rightarrow 4d$ (730нм) атомов калия, которые можно возбуждать перестраиваемым лазером на александрите. Рассчитаны вероятности предложенных двухфотонных переходов и величины зеемановского расщепления спектральных линий атомов гелия и калия в зависимости от величины магнитного поля. Сделаны оценки параметров лазера и интенсивностей регистрируемых спектральных линий излучения.

**Local measurement of the magnetic fields
in hot plasma by Doppler-free
spectroscopic methods**

V. V. Antsiferov, M. V. Astafiev

Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract

New variant of local magnetic fields in hot plasma measurement method by the twophotons Doppler-free spectroscopy using crossing propagation scheme of laser and atomic beams is proposed. It is suggested to use $2^3S \rightarrow 3^3D$ (762nm) helium and $4s \rightarrow 4d$ (730nm) potassium atom transitions, which could be excited by a tunable alexandrite laser. Probabilities of the suggested two photons transitions and Zeeman splitting value of helium and potassium atomic spectral lines are calculated depending on the value of the magnetic field. There is the estimation of the laser parameters and viewed spectral lines intensities.

1 Введение

Магнитные поля в высокотемпературной плазме измерялись косвенно с помощью магнитных зондов [1], расположенных вокруг плазмы. Однако точность их измерения в открытых ловушках, имеющих высокое значение параметра β , будет невелика и значение магнитной индукции \mathbf{B} в плазме заметно отличается от ее значения в вакууме. Измерение локального распределения магнитных полей в плазме термоядерных установок при ее зондировании пучками тяжелых ионов требует точного знания распределения квазистационарного магнитного поля. Использование пучково-лазерной диагностики [2,3] позволяет локально измерить электрические и магнитные поля и их пространственное распределение в высокотемпературной плазме с помощью эффектов Штарка и Зеемана. Увеличение точности измерения достигается устранением доплеровского уширения спектральной линии излучения атомов пучка при использовании метода двухфотонной спектроскопии [4,5]. Двухфотонная спектроскопия широко используется в атомной физике как активная диагностика с высоким разрешением для определения величины зеемановского расщепления спектральных линий атомов и ионов [6–9].

2 Вероятность двухфотонного перехода

Связь модуля магнитного поля с величиной зеемановского расщепления спектральной линии атомов в приближении $L - S$ связи дается соотношением:

$$B = \frac{2\pi\hbar}{c\lambda_0^2\mu_0} \cdot \frac{\Delta\lambda}{m_s(g_d - g_s) + (q_1 + q_2)g_d}. \quad (1)$$

Здесь λ_0 длина волны невозмущенного перехода; $\Delta\lambda$ – сдвиг уровней друг относительно друга в магнитном поле; μ_0 – магнетон Бора; g_s и g_d – факторы Ланде s и d уровней соответственно; m_s – проекция спина нижнего состояния на направление магнитного поля; q_1 и q_2 – поляризации фотонов первой и второй лазерных волн соответственно. Для перехода $4^2S_{1/2} \rightarrow 4^2D_{5/2}$ в атоме калия ($\lambda_0 = 364.9\text{нм}$, $m_s = \frac{1}{2}$, $q_1 = q_2 = 1$) эта связь имеет вид

$$B[Tл] = 88.9\Delta\lambda[нм]. \quad (2)$$

Когда энергия атома в магнитном поле сильно превышает спин-орбитальное взаимодействие, то

$$B = \frac{2\pi\hbar}{c\lambda_0^2\mu_0} \cdot \frac{\Delta\lambda}{q_1 + q_2}. \quad (3)$$

Для перехода $2^3S_{1/2} \rightarrow 4^3D_{5/2}$ в атоме гелия ($\lambda_0 = 380.9 \text{ нм}$, $q_1 = q_2 = 1$) получим

$$B[T\mathcal{L}] = 20.4\Delta\lambda[n\mathcal{M}]. \quad (4)$$

Изменяя направление поляризации лазерного излучения и, соответственно, соотношение интенсивностей π и σ – компонент флуоресценции атомов пучка по закону [10]

$$\Theta \sim tg^{-1}\sqrt{I_\sigma/I_\pi} \quad (5)$$

можно определить направление магнитных полей в плазме.

Суть предлагаемого в работе метода измерения магнитного поля состоит в следующем. Поскольку характер расщепления атомарного уровня в магнитном поле зависит от значения его орбитального момента и величины спин-орбитального взаимодействия, то при наложении магнитного поля $\sim 5k\Gamma c$ линии спектра свободного атома смещаются на величину $\sim 0.5\text{см}^{-1}$. Для разрешения столь малых смещений внутри доплеровского контура нужной линии атом облучается двумя лазерными волнами, распространяющимися навстречу друг другу, с частотами для суммы которых выполняется условие точного резонанса с частотой невозмущенной линии спектра. Вероятность двухфотонного поглощения на данном переходе в атоме изменяется при смещении спектральной линии, возмущенной магнитным полем, при стабильных лазерных параметрах. Регистрируется интенсивность спонтанного излучения с возбужденного атомного уровня в зависимости от магнитного поля. Встречное распространение лазерных волн устраняет доплеровское уширение спектральной линии в первом порядке по v/c . Атомы инжектируются в исследуемую плазму в виде ускоренного пучка атомов с поперечной энергией порядка потенциала ионизации атома. Локальность измерений магнитного поля достигается использованием скрещенной геометрии распространения атомарного пучка и лазерного излучения. При этом регистрируются флуктуации магнитного поля $\sim 100 \text{ Гс}$ с точностью $\sim 50\%$.

При распространении двух световых волн навстречу друг другу с частотами $\omega_1 = \omega_2$ кроме одновременного поглощения двух фотонов из встречных волн возможно одновременное поглощение двух фотонов из каждой волны с вероятностью [5]

$$W_{ij} = \frac{(2\pi)^2}{\hbar^4 c^2} \cdot I^2 \cdot |A_{ij}|^2 \left[\frac{4\Gamma_j}{(\omega_{ij} - 2\omega)^2 + \Gamma_j^2/4} + \frac{\Gamma_j}{(\omega_{ij} - 2\omega - 2kv_z)^2 + \Gamma_j^2/4} + \frac{\Gamma_j}{(\omega_{ij} - 2\omega + 2kv_z)^2 + \Gamma_j^2/4} \right], \quad (6)$$

где

$$A_{ij} = \sum_k \left[\frac{\langle j | \vec{\varepsilon} \cdot \vec{d} | k \rangle \langle k | \vec{\varepsilon} \cdot \vec{d} | i \rangle}{\Delta\omega_{ik}} \right]$$

– составной матричный элемент двухквантового перехода. Здесь I – интенсивность лазерного излучения, \vec{d} – оператор электрического дипольного перехода, Γ_j – обратное время жизни возбужденного состояния $|j\rangle$, ε – вектор поляризации поля излучения, суммирование ведется по всем промежуточным квантовым состояниям атома $|k\rangle$, которые связаны электрическим дипольным переходом с состояниями $|i\rangle$ и $|j\rangle$ (рис.1).

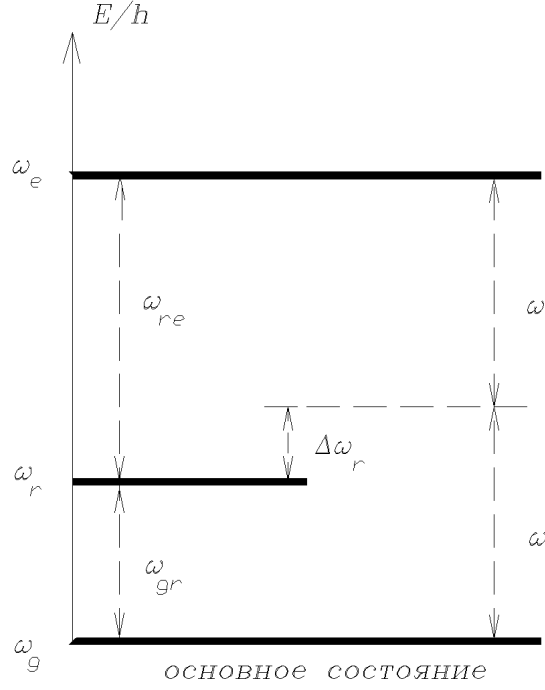


Рис. 1: Двухфотонный переход в трехуровневой системе.

Если лазерное излучение имеет спектральный лоренцовский профиль с шириной, сравнимой с шириной возбужденного состояния, формула (6) имеет смысл, как выражение для спектральной вероятности двухфотонного поглощения ($W_{i,j}(\omega, \omega')$) с заменой полной интенсивности лазерного излучения на спектральную.

После усреднения по скоростям и свертки по частотам обоих фотонов получим выражение для полной интенсивности двухфотонного поглощения в поле излучений с частотами $\omega_1 = \omega_2 = \omega$, удовлетворяющими условию двухфотонного резонанса $\omega_{ij} = 2\omega$

$$W_{ij} = \frac{16 \cdot (2\pi)^2}{\Gamma_j \hbar^4 c^2} \cdot I^2 \cdot |A_{ij}|^2 \times \left[f(\omega_{ij} - 2\omega) + \frac{\Gamma_j \sqrt{\pi}}{8ku_0} \cdot \exp\left(-\left(\frac{\omega_{ij} - 2\omega}{2ku_0}\right)^2\right) \right], \quad (7)$$

где

$$f(\omega_{ij} - 2\omega) = \frac{\Gamma_j}{2} \cdot \frac{\Gamma/2 \cdot [\Gamma^2/4 + \Delta\omega_{ij} - (\Gamma + \gamma)^2/4]}{[\Gamma^2/4 + \Delta\omega_{ij}^2 - \gamma^2]^2 + 4\Delta\omega_{ij}^2 \gamma^2} + \frac{\Gamma_j}{2} \cdot \frac{\gamma/2 \cdot [\gamma^2/4 + \Delta\omega_{ij}^2 - (\gamma - \Gamma)^2/4]}{[\gamma^2/4 + \Delta\omega_{ij} - (\gamma - \Gamma)^2/4]^2 + 2\Delta\omega_{ij}(\gamma - \Gamma)^2} + \frac{\Gamma_j}{2} \cdot \frac{\gamma/2 \cdot [\gamma^2/4 + \Delta\omega_{ij}^2 - (\gamma + \Gamma)^2/4]}{[\gamma^2/4 + \Delta\omega_{ij} - (\gamma + \Gamma)^2/4]^2 + 2\Delta\omega_{ij}(\gamma + \Gamma)^2}.$$

Здесь u_0 – тепловая скорость, $f(\omega_{ij} - 2\omega)$ – нормированная функция, описывающая форму линии двухфотонного поглощения, $\Delta\omega_{ij}$ – отстройка от двухфотонного резонанса, γ – ширина на полувысоте спектрального профиля лазерного излучения.

Составной матричный элемент двухквантового перехода представим в виде

$$|A_{ij}| = |C_{1q_1}(\Theta_e, \phi_e)|^2 \cdot |C_{1q_2}(\Theta_e, \phi_e)|^2$$

$$\begin{aligned} & \times \sum_{M', J'} \left[| (J'' \parallel \vec{d} \parallel J') |^2 \begin{pmatrix} J' & 1 & J'' \\ M' & q_2 & M'' \end{pmatrix}^2 \right. \\ & \left. \times | (J' \parallel \vec{d} \parallel J) |^2 \begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ M & q_1 & M' \end{pmatrix}^2 \right] \cdot \Delta\omega_{ik}^{-2}. \end{aligned}$$

Здесь J, J', J'', M, M', M'' – вектора полного углового момента начального, промежуточного и конечного состояний соответственно и их проекции на направление магнитного поля; q_1, q_2 – поляризации поглощаемых фотонов; $C_{1q_1}(\Theta_e, \phi_e), C_{1q_2}(\Theta_e, \phi_e)$ – приведенные сферические функции.

Переходя к силам осцилляторов соответствующих переходов окончательно имеем

$$\begin{aligned} W_{ij} &= \frac{36\pi^2 c^2}{\hbar^4 \Gamma_j} a_0^2 \alpha^4 I^2 \cdot |C_{1q_1}(\Theta_e, \phi_e)|^2 \cdot |C_{1q_2}(\Theta_e, \phi_e)|^2 \\ & \times \sum_{M', J'} \left[\frac{f(J', J'')}{\omega_{J', J''}} \begin{pmatrix} J' & 1 & J'' \\ M' & q_2 & M'' \end{pmatrix}^2 \frac{f(J, J')}{\omega_{J, J'}} \begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ M & q_1 & M' \end{pmatrix}^2 \right] \\ & \times \Delta\omega_{ik}^{-2} \cdot \left[f(\omega_{ij} - 2\omega) + \frac{\Gamma_j \sqrt{\pi}}{8ku_0} \cdot \exp\left(-\left(\frac{\omega_{ij} - 2\omega}{2ku_0}\right)^2\right) \right], \end{aligned} \quad (8)$$

где a_0 – боровский радиус, α – постоянная тонкой структуры.

Удобство представления вероятности двухфотонного поглощения через силы осцилляторов, задействованных в нем дипольных переходов, состоит в замене приближенных значений координатных матричных элементов дипольного возмущения точными экспериментально измеренными значениями сил осцилляторов нужных переходов.

Область применимости полученного выражения определяется корректностью использования теории возмущения для описания двухфотонных процессов, накладывая, таким образом, ограничение сверху на интенсивность лазерной накачки.

При разумных значениях температуры и времени жизни возбужденного состояния доплеровское слагаемое в формуле (8) присутствует с весом $\sqrt{\pi}\Gamma_j/8kv_m \sim 10^{-2}$, что позволяет пренебречь вкладом этого слагаемого в окончательный ответ.

В приближении LS – связи правила отбора для двухфотонных переходов имеют вид: $\Delta L = 0$ или 2 и $\Delta m_L = 0, \pm 2$ для полного углового момента и его проекции на направление магнитного поля. Более общие правила отбора определяются принципами расчета $3j$ – символов.

На основании (1) и (3) с учетом выше изложенных правил отбора наиболее перспективными переходами для двухфотонной спектроскопии насыщения являются квадрупольные переходы с изменением значения орбитального момента типа $nS \rightarrow n'D$ в атомах с одним или двумя электронами на внешней оболочке.

3 Измерение магнитных полей в плазме при использовании пучка атомов гелия

Для локального измерения магнитных полей в плазме в модельных экспериментах использовались пучки ионов Ca^+, Mg^+ [2] и атомов Na [3]. В данной работе расчеты сделаны для перехода $2^3S \rightarrow 3^3D$ атомов гелия через промежуточный уровень 2^3P (рис. 2).

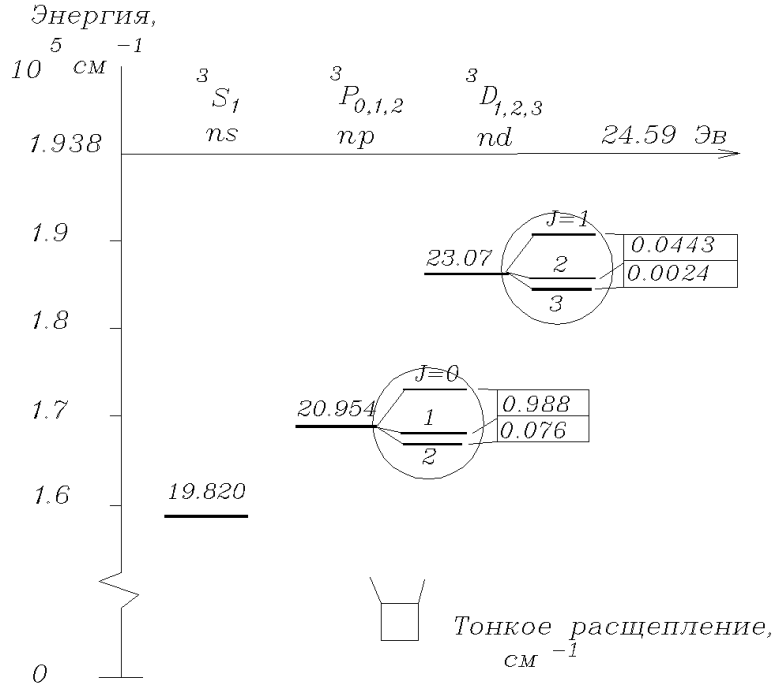


Рис. 2: Схема уровней в атоме гелия.

3.1 Величина расщепления уровней атомов гелия в магнитном поле

Рассчитаем поправки, обусловленные возмущениями к триплетным термам конфигураций $1snl$. В магнитном поле $\sim 1 \text{ кГс}$ магнитное взаимодействие сравнимо или превышает спин-орбитальное. Таким образом, гамильтониан возмущения включает в себя вклады обоих взаимодействий. Невозмущенные волновые функции: $|L, S\rangle$. Решение ищем в базисе волновых функций вида $|L, S, J, M\rangle$, который диагонализует матрицу спин-орбитального взаимодействия.

Свободный атом гелия описывается шестикомпонентным уравнением Брейта, учитывающим релятивистские члены до порядка v^2/c^2 включительно [11]. За тонкое расщепление в нем отвечают члены, содержащие спиновые операторы: В пренебрежении обменными членами и предположении существенно большей близости $1s$ электрона к ядру по сравнению с nl электроном окончательное выражение имеет вид [11]

$$\langle W_{ts} \rangle = A \cdot \left\{ \frac{1}{4}(Z-3)X + \frac{3X(X+1)}{2(2L-1)(2L+3)} \right\}, \quad (9)$$

причем $X = J(J+1) - L(L+1) - 2$. Постоянная A вычисляется по известным значениям интервалов тонкой структуры соответствующего уровня (для 3^3D уровня: $\Delta E_{12} = 0.0443 \text{ см}^{-1}$ и $\Delta E_{23} = 0.0024 \text{ см}^{-1}$). Ошибка в определении постоянной A во втором знаке после запятой вполне приемлема и связана со сделанными нами приближениями. Для промежуточного 2^3P уровня формула правильно передает характер расщепления, масштабы которого много меньше отстройки $\Delta\omega_{ik}$, что позволяет определить сохраняющиеся на уровне квантовые числа.

Матрица взаимодействия атома с магнитным полем диагональна по M , недиагональна по J . После вычисления приведенного матричного элемента $\langle J | S_z | J' \rangle$ для матричных элементов возмущения имеем

$$\begin{aligned}
\langle W_{mf} \rangle &= \mu_0 H M \left(1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \right) \\
\langle JM | W_{mf} | J'M \rangle &= \frac{\mu_0 H}{2(J+1)} \times \\
&\sqrt{\frac{(Y+1)(Y-2L)(Y-2S)(Y-2J-1)(J+M+1)(J-M+1)}{(2J+3)(2J+1)}},
\end{aligned} \tag{10}$$

где $Y = J + L + S + 1$; $J' = J + 1$.

Поправки к энергиям M – состояний определяются корнями секулярного уравнения не выше 3-го порядка. Решение системы M – уравнений с магнитным полем в диапазоне от 100 Гс до 5 кГц определяет динамику расщепления 3^3D уровня гелия. При поле порядка 100 Гс есть две группы подуровней: 1) три подуровня $|1, M = -1, \dots, 1\rangle$, описываемые в рамках эффекта Зеемана; 2) семь $|M = -3, \dots, 3\rangle$ подуровней с $J = 2, 3$, описываемые в рамках общего случая $W_{ts} \sim W_{mf}$. С увеличением магнитного поля подуровни перемешиваются и при поле порядка 1 кГц образуются девять групп подуровней с квантовыми числами M_L, M_S . При дальнейшем росте поля меняются лишь масштабы расщепления с сохранением общей картины. Сложная эволюция расщепления 3^3D уровня при относительно слабых полях связана с сильной зависимостью поправок к энергиям J -состояний тонкого мультиплета от значения полного момента. Для 2^3P уровня величина постоянной тонкой структуры на полтора порядка больше, поэтому в данном диапазоне значений магнитного поля соответствующие подуровни есть состояния типа $|J, M\rangle$.

При вычислении матричного элемента двухфотонного перехода (8) в магнитном поле выше одного килогаусса конечным состоянием является такое $|J, M\rangle$ состояние, которое удовлетворяет правилам отбора для данного перехода по J, M и связано ненулевым коэффициентом Клебше-Гордона с резонансным данному переходу $|M_L, M_S\rangle$ состоянием.

При известных вероятности спонтанного распада 3^3D уровня ($\Gamma = 2.6 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$) и спектральной ширины на полувысоте лазерного излучения ($\gamma = 1.8 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$) легко оценить (а) точность регистрации опорного магнитного поля ~ 5 кГц и (б) флуктуации магнитного поля порядка сотен гаусс.

а) При сильном магнитном поле характер расщепления s и d уровней одинаков, поэтому спектр поглощения атома в лазерном поле представляет собой триплет со спектральными интервалами порядка тонкой структуры, смещающийся как целое при изменении магнитного поля. До включения магнитного поля лазерное излучение находится в точном резонансе с центром триплета. В приближении $\Gamma \ll \gamma$ нормированный профиль двухфотонного поглощения имеет вид

$$\begin{aligned}
f(\omega_{ij} - 2\omega_a) &= \int d\omega \frac{1}{\pi^2} \cdot \frac{\gamma/2}{(\omega - \omega_a)^2 + \gamma^2/4} \\
&\times \frac{\gamma/2}{(\omega - \omega_a + \Delta\omega_H)^2 + \gamma^2/4},
\end{aligned} \tag{11}$$

где ω_a – лазерная частота, $\Delta\omega_H$ – сдвиг триплета в магнитном поле. Ширина на полувысоте нормированного профиля поглощения $\gamma_f \sim 0.012 \text{ см}^{-1} \ll \Delta\omega_H \sim 0.43 \text{ см}^{-1}$ для $H \sim 5$ кГц. Оценка значения интеграла после ”включения” магнитного поля в пренебрежении размерами интервалов триплета по сравнению с его общим сдвигом дает $f(\Delta\omega_H)/f_0 \simeq 0.4\%$.

б) При магнитных полях менее 600 Гс сдвиг спектральных линий порядка или меньше интервала $J = 1 \leftrightarrow J = 2$ тонкой структуры, поэтому спектр поглощения превращается в дублет со спектральным интервалом $\sim 0.0024 \text{ см}^{-1} \ll \gamma$) и отдельную спектральную линию, соответствующую переходу на один из $|1, M\rangle$ подуровней. Аналогичная вышестоящей оценка с условием исходного резонанса с центром дублетной линии для различных полей дает $f(\Delta\omega)/f_0 \sim 8\%$ для $H = 0.6 \text{ кГц}$ и 50% для $H = 0.1 \text{ кГц}$). Оценка точности измерений для полей около сотни гаусс менее корректна из-за сильного перекрытия спектральных профилей лазерных волн под знаком оцениваемого интеграла. Данные оценок подтверждаются прямым вычислением нормированного профиля поглощения по теории вычетов и гарантируют существенное (в $10 \div 20$ раз) повышение точности измерения магнитных полей в плазме и, что более важно, позволяют измерять малые флуктуации магнитного поля в случае больших β .

3.2 Интенсивность излучения регистрируемой спектральной линии

Точное определение модуля магнитного поля при регистрации интенсивности спонтанного излучения с 3^3D уровня атома гелия в поле лазерного излучения связано с корректной оценкой: (а) ослабления пучка метастабильных (в 2^3S состоянии) атомов гелия в плазме, (б) скорости возбуждения атомов в данное состояние через "нелазерные" каналы возбуждения и (с) фонового излучения из плазмы на длине волны регистрации.

Ожидаемые оптимальные параметры плазмы на установке "АМБАЛ-М": плотность плазмы в пробкотроне до 10^{14} см^{-3} , электронная и ионная температуры 400 эВ и 10 кэВ, соответственно, время жизни плазмы ~ 3 мс, магнитное поле в центре пробкотрона $7 \div 10 \text{ кГц}$.

Параметры пучка атомов гелия: энергия до 10 кэВ, поперечная температура около 4.5 эВ, плотность тока 0.16 А, имеет гауссово распределение по поперечным координатам. Доля метастабильной компоненты в пучке ожидается до 50%.

Потери частиц пучка атомов гелия в плазме.

Главными атомарными процессами, ослабляющими пучок, являются перезарядка на протонах и ионизация электронным ударом. При вычислениях скоростей реакций использованы данные о сечениях лития с соответствующим пересчетом масс реагирующих частиц. Корректность такой замены обусловлена следующими факторами: связь $1s$ электрона с ядром настолько велика, что в атомарных реакциях с участием метастабильного гелия участвует главным образом nl электрон; сечения этих атомарных процессов зависят только от энергии участвующих частиц; литий - наиболее близкий к гелию и хорошо изученный одноэлектронный атом с близким к метастабильному гелию потенциалом ионизации.

Эффективное сечение процессов, усредненное по максвелловским функциям распределения электронов и ионов (немаксвелловские поправки к ионной функции распределения можно считать малыми) в плазме имеет вид

$$\langle \sigma v \rangle = \int \mathcal{F}(\vec{v}_p) \sigma(|\vec{v}_p - \vec{v}_b|) |\vec{v}_p - \vec{v}_b| d\vec{v}_p. \quad (12)$$

Плотность тока в пучке на расстоянии x от места входа в плазму составит [12]

$$j(x) = j_0 \cdot \exp\left(-\int_0^x \left(n_e(x) \frac{\langle \sigma_i v \rangle_{T_e}}{v_b} + n_i(x) \frac{\langle \sigma_{ct} v \rangle_{T_i}}{v_b}\right) dx\right). \quad (13)$$

Здесь j_0 – начальная плотность атомного пучка; n_e, T_e и n_i, T_i – плотности и температуры электронов и ионов в плазме соответственно; v_b – скорость частиц в плазме; $\mathcal{F}(v_p)$ – функция распределения плазменных частиц по скоростям. Величины сечений взяты из работы [13]. При диаметре плазменного шнура 14 см плотность тока пучка в центре и на выходе из плазменного шнура составит 8 мА и 0.75 мА соответственно с учетом 50% фракции метастабильных атомов в пучке.

Возбуждение атомов гелия в состояние $3d$ через другие каналы.

Столкновительное возбуждение атомов на 3^3D уровень возможно либо через запрещенный $s \rightarrow d$ переход, либо посредством каскадного возбуждения через два дипольных перехода. $s \rightarrow p$ переход разрешен сильнее, чем $p \rightarrow d$, поэтому каскадным каналом возбуждения можно пренебречь. Вероятность запрещенного перехода равна [14,15]

$$W = \frac{8.63 \times 10^{-6}}{g_s T_e^{1/2}} \mathcal{Y}(T_e; 2^3S, 3^3D) \text{ см}^3 \text{ с}^{-1} \quad (14)$$

с

$$\begin{aligned} \mathcal{Y}(T_e; 2^3S, 3^3D) &= \left(\frac{m}{M}\right)^{3/2} \int_0^\infty \Omega(2^3S, 3^3D) \\ &\times \exp(-M(v - v_b)^2/2T_e) d(Mv^2/2T_e). \end{aligned} \quad (15)$$

Здесь, M и m – приведенная масса и масса электрона соответственно, v – скорость налетающего электрона в системе покоя атома, g_s – статистический вес 2^3S -го уровня, $\Omega(2^3S, 3^3D)$ – сила столкновения.

$$\Omega(2^3S, 3^3D) = S_q \frac{I_H}{E_d - E_s} \times 0.04 \frac{x^2}{1 + x^2}, \quad (16)$$

где S_q – квадрупольная сила осциллятора, x – отношение разности энергий соответствующих уровней к кинетической энергии электрона в начальный момент времени. Вероятность соответствующего перехода равна $W_{sd} = 2.8 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$.

Интенсивность фонового излучения из плазмы.

Главный вклад в фоновое излучение на этой длине волны дает тормозное излучение электронов. Точное решение задачи о рассеянии нерелятивистских электронов на ядре с зарядом Ze с одновременным излучением фотона есть во многих книгах (например, [16]). Число фотонов на длине волны регистрации 587.5 нм, попадающих на детектор за время регистрации (1 мкс) в интервале $\Delta\lambda = 1$ нм, вычисленное в рамках этой задачи составляет $\simeq 1.4 \cdot 10^3$.

Вероятность двухфотонного поглощения зависит от интенсивностей обеих лазерных волн и точности выполнения условия двухфотонного резонанса. В эксперименте интенсивности волн равны, так как это есть прямая и отраженная волны от одного лазера. Длительность лазерного импульса ~ 100 нс много больше времени жизни 3^3D уровня ~ 10 нс и процесс накачки данного перехода можно считать квазистационарным. Интенсивность насыщения перехода (амплитуда спектрального контура лазерного излучения)

$$\begin{aligned} I_n &= \left[\frac{16 \cdot (2\pi)^2}{\Gamma_j \hbar^4 c^2} \cdot |A_{ij}|^2 \right. \\ &\times \left. \left[f(\omega_{ij} - 2\omega) + \frac{\Gamma_j \sqrt{\pi}}{8ku_0} \cdot \exp\left(-\left(\frac{\omega_{ij} - 2\omega}{2ku_0}\right)^2\right) \right] \cdot \tau_d \right]^{-1/2} \end{aligned} \quad (17)$$

составляет $1.3 \cdot 10^7$ Вт/см². Вероятность двухфотонного поглощения при выполнении условия двухфотонного резонанса и интенсивности излучения $I = \frac{1}{3} I_n$ равна $3.75 \cdot 10^7$ с⁻¹.

Интенсивность излучения на длине волны регистрации на три порядка превосходит интенсивность фонового сигнала, что позволяет регистрировать изменение интенсивности спонтанного излучения с точностью одного процента.

3.3 Требования к параметрам лазерной системы

За время одного плазменного импульса можно произвести только одно измерение, что предъявляет жесткие требования к параметрам плазмы и лазерного излучения. Стабилизация основных параметров излучения лазера на александрите достигается в режиме пассивной модуляции добротности. Режим одночастотной генерации реализуется при использовании двухступенчатого селектора. В качестве предселектора применяется четырехпризмный дисперсионный элемент или интерференционно-поляризационный фильтр Шольца. Основным селектором служит высокостабильный сканирующий интерферометр Фабри-Перо с базой ~ 0.35 см, обеспечивающий плавную перестройку длины волны генерации в диапазоне полутора нанометров. Длина волны генерации контролируется с точностью 0.001 нм монохроматором МДР-23 и регистрирующим интерферометром Фабри-Перо. В качестве пассивного затвора используется кристалл фтористого лития на F_3^- – центрах окраски. Была получена перестройка длины волны генерации в диапазоне 710 – 780 нм при ширине спектра излучения 0.001 нм, энергии в импульсе до 0.5 Дж и длительности импульса порядка 100 нс.

3.4 Схема эксперимента

Для локального измерения магнитного поля в высокотемпературной плазме используется скрещенная геометрия распространения атомарного пучка и лазерного излучения (рис.3 и 4) с возможностью сканирования излучения по сечению плазменного шнура. Встречная лазерная волна создается с помощью плотного зеркала, помещенного в вакуумную камеру на линии распространения лазерного излучения. Регистрация спонтанного излучения осуществляется с помощью фотоумножителя. Уменьшение фонового сигнала производится при использовании временного затвора и апертурных диафрагм.

4 Модельный эксперимент

В модельном эксперименте осуществляется проверка и оптимизация разрабатываемой системы диагностики перед ее работой на термоядерной установке "АМБАЛ-М" (рис.5).

Для простоты используется тепловой пучок атомов калия и двухфотонно возбуждается переход $4s \rightarrow 4d$ на длине волны 729.8 нм с помощью того же перестраиваемого лазера на александрите при скрещенной геометрии пучков в отсутствие плазмы. Тепловой пучок с температурой 0.77 эВ и плотностью до $1.72 \cdot 10^{12}$ см⁻³ распространяется вдоль магнитного поля, которое создается парой соосных катушек индуктивности с размерами $\varnothing 70 \times 150$ мм с индуктивностью $6.65 \cdot 10^{-3}$ Гн, расстояние между которыми 4 мм, помещенных в вакуумную камеру с давлением $\sim 10^{-5}$ Торр. Длительность импульса магнитного поля составляет $4 \cdot 10^{-4}$ с с амплитудой до 5 кГс.

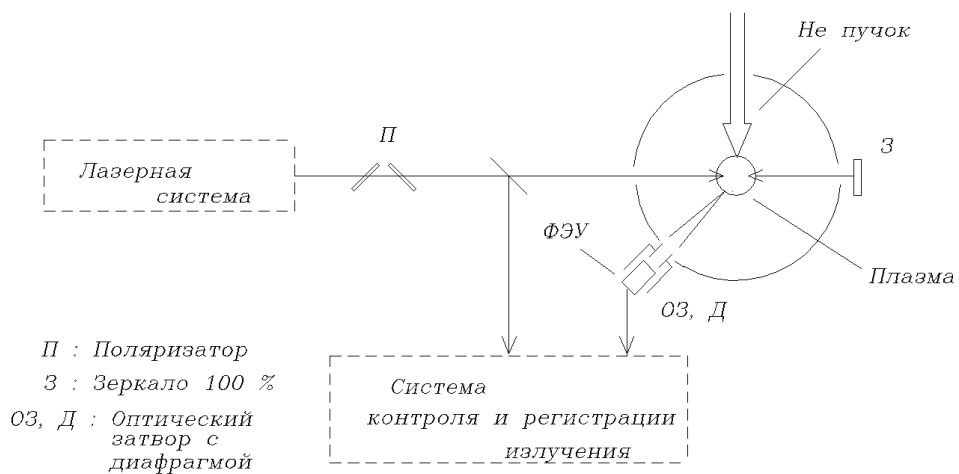


Рис. 3: Схема измерения магнитного поля в плазме.

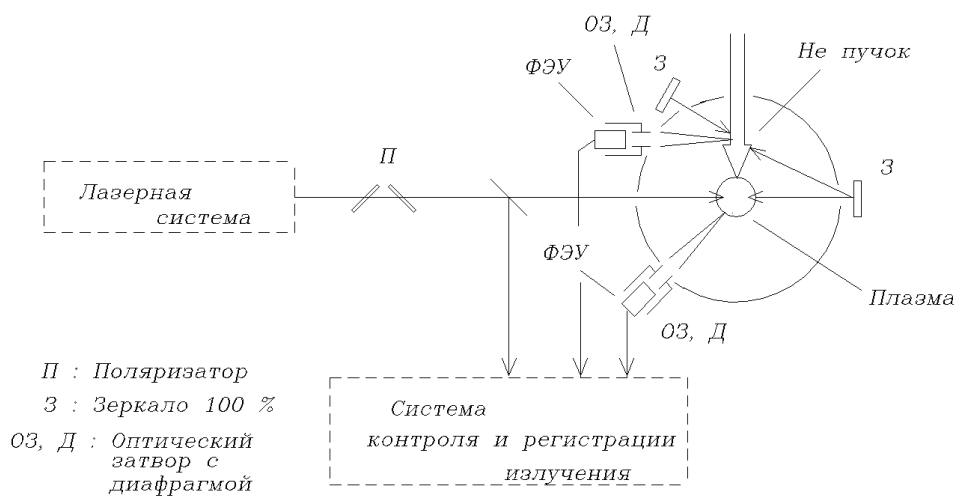


Рис. 4: Схема с мониторинг пучком для измерения магнитного поля в плазме.

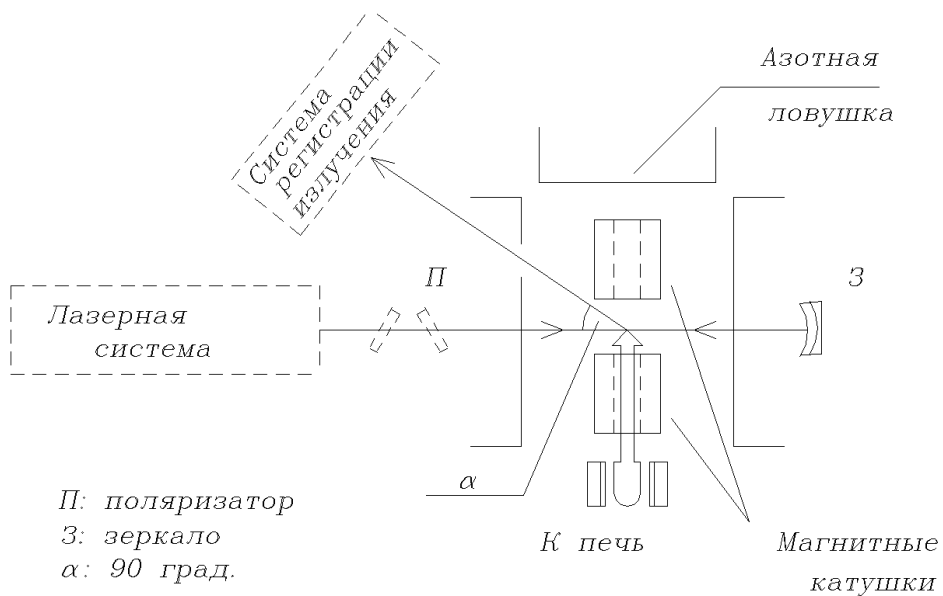


Рис. 5: Схема модельного эксперимента.

Степень неоднородности магнитного поля вблизи щели составляет ~ 0.7 . Коллимируемый диафрагмами пучок атомов калия, который создается печкой [17], распространяется вдоль магнитного поля, а лазерное излучение - нормально атомному пучку через щель между катушками. Встречная волна создается с помощью 100%-го зеркала, расположенного в вакуумной камере.

Спонтанное излучение с уровня 4d на длине волны 693.6 нм регистрируется фотумножителем, расположенным нормально плоскости распространения атомного пучка и лазерного излучения. Выход флуоресценции при выполнении условия двухфотонного резонанса должен составить $8 \cdot 10^5$ фот/имп, что обеспечит точность измерения магнитного поля с точностью порядка одного процента.

4.1 Величина расщепления уровней атомов калия в магнитном поле

Рассчитаем поправки, обусловленные возмущениями к дублетным термам конфигурации nl (рис.6). Величина спектральных интервалов тонкой структуры ($\Delta E_{4d} = -1.05 \text{ см}^{-1}$, $\Delta E_{4p} = -57 \text{ см}^{-1}$) превышает масштаб расщепления уровней в магнитном поле до величины 5 кГц . Поэтому необходимыми квантовыми числами являются J, M и решение можно искать в рамках эффекта Зеемана.

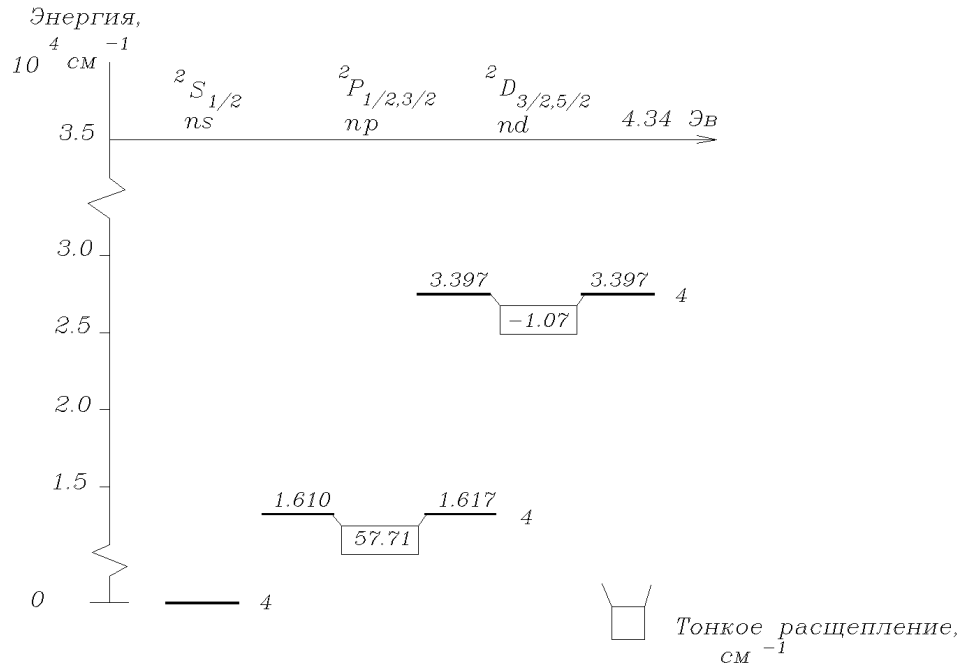


Рис. 6: Схема уровней атома калия.

Матрица спин-орбитального взаимодействия диагональна в выбранном базисе и ответ для одноэлектронного атома калия имеет вид [11]

$$\langle W_{ts} \rangle = A \cdot \frac{1}{2} [(J(J+1) - L(L+1) - S(S+1))]. \quad (18)$$

Постоянная A вычисляется по известному значению интервала тонкой структуры по правилу Ланде.

В приближении $L - S$ связи окончательный ответ для поправки к энергии J - подуровня за счет магнитного поля запишется в виде

$$\langle W_{mf} \rangle = g\mu_0 H M, \quad (19)$$

где $g = 1 + \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)}$ – фактор Ланде. Магнитное поле полностью снимает вырождение уровней по M . Вычисление параметров расщепления уровней калия в магнитном поле в рамках общего случая подтверждает правильность сделанного допущения о малости энергии атома в магнитном поле по сравнению со спин-орбитальным взаимодействием.

При вычислении матричного элемента двухфотонного перехода (8) конечным состоянием является $|J, M\rangle$ состояние, для которого выполняется условие двухфотонного резонанса.

Дипольный переход $4d \rightarrow 4p$ в атоме калия сильно подавлен и спонтанная релаксация происходит по каналу $4d \rightarrow 4s$. Вероятность такого распада равна $1.34 \cdot 10^{-4} \text{ с.м}^{-1}$, что позволяет провести оценку точности регистрации магнитного поля при той же спектральной ширине на полувысоте лазерного излучения так же, как в случае атома гелия. При этом спектр поглощения атома в магнитном поле вне зависимости от его значения представляет набор синглетных линий, настройка на одну из которых происходит методом подстройки длины волны лазерного излучения. Магнитное расщепление того же порядка, как в случае атома гелия. Поэтому $f(\Delta\omega)/f_0 \simeq 0.4\%$ для $H = 5 \text{ кГц}$, $\simeq 8\%$ для $H = 600 \text{ Гц}$ и 50% для $H = 100 \text{ Гц}$.

Время жизни $4d$ уровня 280 нс больше длительности лазерного импульса (100 нс) и при экспоненциальной форме гигантского импульса интенсивность насыщения перехода, равная

$$I_n = \left[\frac{16 \cdot (2\pi)^2}{\Gamma_j \hbar^4 c^2} \cdot |A_{ij}|^2 \right. \\ \times \left[f(\omega_{ij} - 2\omega) + \frac{\Gamma_j \sqrt{\pi}}{8ku_0} \cdot \exp\left(-\left(\frac{\omega_{ij} - 2\omega}{2ku_0}\right)^2\right) \right] \\ \left. \times \tau \left(1 - \exp\left(-\frac{\tau_a}{\tau}\right)\right) \right]^{-1/2} \quad (20)$$

составляет $2.15 \cdot 10^{15} \text{ эрг}$. Здесь, τ – время, за которое интенсивность лазерного импульса упадет в e раз, τ_a – длительность лазерного импульса. Вероятность двухфотонного поглощения при выполнении условия двухфотонного резонанса и интенсивности излучения $I = 0.03 \cdot I_n$ составляет $8.1 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$.

Литература

- [1] *А.И.Кисляков, Л.И.Крупник.* Физика плазмы, 1981, т.7, N5, с.866–905.
- [2] *Y.Maron, C.Litwin.* J. Appl. Phys., 1983, v.54, N4, p.2086–2092.
- [3] *J.Honda, M.Maeda et.al.* J. J. Appl. Phys., 1985, v.24, N6, p.1402–1404.
- [4] *Л.С.Василенко, В.П.Чеботаев, А.Б.Шишаев.* Письма в ЖЭТФ, 1970, т.12, N10, с.161–164.
- [5] *В.С.Летохов, В.П.Чеботаев.* Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения, М: Наука, 1990.
- [6] *F.Biraben, V.Cagnac, G.Grynberg.* Phys. Rev. Lett., 1974, v.32, N10, p.643–645.
- [7] *O.Poulsen, N.I.Winstrup.* Phys. Rev. Lett., 1981, v.47, N21, p.1522–1525.
- [8] *T.W. Hansch, K. Harvey et.al.* Opt. Comm., 1974, v.11, N2, p.50–53.
- [9] *V.Cagnac, G.Grynberg, F.Biraben.* J. de Phys., 1973, v.34, N10, p.845–858.
- [10] *W.P.West.* Proc. 4th APS Topical Conf. on High Temp. Plasma Diag, Boston, 1982, p.F-2.
- [11] *И.И.Собельман.* Введение в теорию атомных спектров, М: Наука, 1977.
- [12] *K.Kadota et.al.* Plasma Phys., 1978, v.20, N7, p.1011–1023.
- [13] *C.F.Barnett, J.A.Ray, E.Ricci et.al.* Atomic Data for Controlled Fusion Research, ORNL-5207, v.2, 1977.
- [14] *H.Van Regemorter.* Astrophys. J., 1962, v.136, N3, p.906–915.
- [15] *M.J.Seaton.* Proc. Phys. Soc., 1955, v.58, part 6, N426A, p.457–473.
- [16] *В.Гайтлер.* Квантовая теория излучения, М: Изд-во иностр. лит., 1956.
- [17] *В.И.Левченко.* Приборы и техника эксперимента, 1994, N4, с.186–188.
- [18] *В.М.Акулин, Н.В.Карлов.* Интенсивные резонансные взаимодействия в квантовой электронике, М: Наука, 1987.
- [19] *А.А.Радциг, Б.М.Смирнов.* Параметры атомов и атомарных ионов. Справочник, М: Энергоатомиздат, 1986.

В.В. Анциферов, М.В. Астафьев

**Локальное измерение магнитных полей
высокотемпературной плазмы
методами бездоплеровской спектроскопии**

V. V. Antsiferov, M. V. Astafiev

**Local measurement of the magnetic fields
in hot plasma by Doppler-free
spectroscopic methods**

ИЯФ 96-53

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев

Работа поступила 20.06.1996 г.

Сдано в набор 17.08.1996 г.

Подписано в печать 17.08.1996 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1.5 печ.л., 1.2 уч.-изд.л.

Тираж 180 экз. Бесплатно. Заказ N° 53

Обработано на IBM PC и отпечатано на
ротапринте ГНЦ РФ "ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН",
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.