

УДК 539.18

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЛИНИЙ ИЗЛУЧЕНИЯ [He] ИОНОВ АРГОНА, ВОЗБУЖДАЕМЫХ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

Ф. Ф. Горяев, Ж. Дюбо¹, А. М. Урнов

В работе впервые выполнены расчеты эффективных сечений возбуждения электронным пучком магнитных подуровней [He] ионов аргона и на их основе степени поляризации линий w, x, y и z, соответствующих переходам с уровней с главным квантовым числом $n = 2$. Исследовано влияние каскадов на поляризацию линий и показано, что наиболее заметное влияние (на линии x и z) оказывают каскадные переходы с уровней $n = 2$ и 3. Вклад каскадов в степень поляризации запрещенной линии z, не поляризованной при возбуждении прямым электронным ударом, в припороговой области энергий электронного пучка достигает величины $\sim 18\%$.

Отличие функции распределения (ФР) электронов по скоростям в плазме от максвелловской, связанное с наличием в ней направленных потоков электронов (нетепловых или надтепловых), может играть существенную роль в энергообмене, теплопроводности, устойчивости, колебаниях и излучении плазмы. К появлению нетепловых электронов могут приводить разные физические эффекты, например, присутствие в плазме электрических полей, градиентов температуры, параметрических нестабильностей и др. Учет нетепловых электронов в расчетах спектров излучения может значительно изменить такие характеристики плазмы, как электронные температура и плотность, ионизационное равновесие и др., что неоднократно отмечалось в ряде работ, посвященных астрофизической и лабораторной плазме [1 – 9].

¹UPR 176 CNRS, Observatoire de Paris, 92190 Meudon, Paris, France.

Наличие немаксвелловских электронов в горячей плазме может быть установлено по поляризации излучения многозарядных ионов как линейчатого, так и непрерывного (тормозного). Теоретический подход к задаче линейчатого излучения, возбуждаемого электронным пучком (использованный в [10]), был разработан в работах [11, 12] и позже обобщен в [13]. Первые оценки степени поляризации резонансной линии $[H]$ ионов железа были выполнены в [14, 15] в связи с проблемой нетепловых электронов в солнечных вспышках на основе теории [10], развитой для дипольных переходов в нейтральных атомах.

Задача о поляризации линейчатого излучения многозарядных ионов, возбуждаемых электронным пучком, включает расчет эффективных сечений возбуждения M_J -компонент уровней ионов (M_J – проекция полного момента \mathbf{J} возбужденного иона), с которых происходит излучение исследуемых линий. Эта задача была рассмотрена в [16], где впервые были выполнены расчеты степени поляризации наиболее интенсивных и важных для целей диагностики плазмы линий $[H]$ и $[He]$ ионов магния и железа и их диэлектронных сателлитов методом БКО (Борн–Кулон с обменом). Результаты этих расчетов были использованы для интерпретации солнечных спектров и диагностики надтепловых электронов по поляризационным измерениям в [3, 17 – 19]. Аналогичные расчеты степени поляризации электронным пучком для линий $[He]$ и $[Li]$ ионов железа были выполнены с помощью метода искаженных волн в работах [20, 21] и обнаружили хорошее согласие с расчетами БКО в рамках $\sim 10\%$ [22]. В дальнейшем в целом ряде работ были выполнены расчеты эффективных сечений возбуждения M_J -компонент уровней $[He]$ ионов железа и магния с помощью различных методов (Хартри–Фока, Хартри–Фока–Дирака и др.) и получено согласие с хорошей точностью.

Первые прямые измерения поляризации линий $[He]$ и $[Li]$ ионов Sc и Fe были выполнены в экспериментах на установке ЕВИТ (Ливермор, США). Результаты и интерпретация этих измерений имеются в работах [23, 24]. Кроме того, в последние 10–15 лет проводились поляризационные эксперименты, в которых исследовались различные плазменные источники: солнечные вспышки [25], Z -пинчи [26], лазерная плазма [27, 28] и плазма токамаков [29, 30]. Постоянный интерес к исследованиям поляризации линейчатого излучения указывает, в частности, на важность информации о нетепловых электронах в горячей плазме, которая может быть получена из анализа рентгеновских спектров излучения многозарядных ионов (напр., [31]).

Степень поляризации рентгеновских линий в плазме существенным образом зависит от нижней энергетической границы спектра нетепловых электронов E_B , достигая

максимума вблизи порога ΔE возбуждения линии и убывая как в области низких энергий (за счет увеличения относительного числа тепловых электронов), так и при больших энергиях (из-за убывания сечений возбуждения ионов электронным ударом). Таким образом, измерение поляризации линий излучения многозарядных ионов различных элементов в астрофизической и лабораторной плазме позволяет исследовать наиболее важную область энергий $E_B \sim \Delta E \sim 1 - 10 \text{ keV}$.

В настоящей работе выполнены расчеты степени поляризации линий излучения [He] ионов аргона, возбуждаемых пучком моноэнергетических электронов. Эффективные сечения возбуждения M_J -компонент были получены с помощью метода искаженных волн (программы DW [32] и JJOM [33]). Полученные результаты могут быть использованы для интерпретации прямых измерений поляризационных характеристик линий многозарядных ионов аргона в пучково-плазменных экспериментах на установках типа EBIT, а также для спектроскопической диагностики пучков электронов в горячей плазме.

Поляризация линий, возбуждаемых неупругим электронным ударом. Для описания поляризационных свойств линейчатого излучения многозарядных ионов используется фотонная матрица плотности ρ^{ph} , которую можно записать с помощью параметров Стокса I , η_1 , η_2 и η_3 (I – полная интенсивность потока) следующим образом:

$$\rho^{ph} = \frac{I}{2} \begin{pmatrix} 1 + \eta_2 & -\eta_3 + i\eta_1 \\ -\eta_3 - i\eta_1 & 1 - \eta_2 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Можно показать (напр., [34]), что в случае возбуждения иона пучком электронов $\eta_1 = \eta_2 = 0$, т.е. излучение оказывается линейно поляризованным со степенью поляризации P , равной абсолютной величине η_3 :

$$P = |\eta_3|. \quad (2)$$

Параметр η_3 связан с населенностями $N(\alpha_i)$ ионных подуровней α_i выражением вида (напр., [20, 21]):

$$\eta_3(\hat{k}) = \pm \sum_{M_i, J_{even} \geq 2} N(\alpha_i) (-1)^{1-M_i-J_f} \begin{pmatrix} j & j & J \\ 1 & 1 & -2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J & J_i & J_i \\ 0 & -M_i & M_i \end{pmatrix} \times \\ \times \left\{ \begin{matrix} J & J_i & J_i \\ J_f & j & j \end{matrix} \right\} (2J+1)^{1/2} Y_J^2(\hat{k}) \times$$

$$\times \left[\sum_{M_i, J_{\text{even}} \geq 2} N(\alpha_i) (-1)^{-M_i - J_f} \begin{pmatrix} j & j & J \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J & J_i & J_i \\ 0 & -M_i & M_i \end{pmatrix} \times \right. \\ \left. \times \left\{ \begin{matrix} J & J_i & J_i \\ J_f & j & j \end{matrix} \right\} (2J + 1)^{1/2} Y_J^0(\hat{k}) \right]^{-1}. \quad (3)$$

Здесь \hat{k} – единичный вектор в направлении волнового вектора фотона, j – угловой момент излученного фотона, J – полный угловой момент системы, α_i представляет собой набор квантовых чисел $(\Delta_i J_i M_i)$, где J_i и M_i – полный момент и его проекция на выбранное направление, соответственно, а Δ_i обозначает все остальные квантовые числа, которыми характеризуется состояние возбуждаемого иона; знак плюс соответствует электрическому типу (E_j) перехода, а знак минус – магнитному (M_j). Для излучения, наблюдаемого под углом 90° к пучку электронов, знак η_3 указывает на линейную поляризацию вдоль или перпендикулярно пучку: для излучения электрического типа знак плюс указывает на поляризацию вдоль пучка, а для магнитного – наоборот, перпендикулярно пучку.

В общем случае для расчета степени поляризации линий излучения необходимо определить населенности магнитных подуровней (M_J -компонент), решая кинетические уравнения баланса

$$\frac{dN_{\Delta JM}}{dt} = \sum_{(\Delta' J' M') \neq (\Delta JM)} N_{\Delta' J' M'} W_{(\Delta' J' M')(\Delta JM)} - N_{\Delta JM} \sum_{(\Delta'' J'' M'') \neq (\Delta JM)} W_{(\Delta JM)(\Delta'' J'' M'')}, \quad (4)$$

где вероятности перехода $W_{(\Delta JM)(\Delta' J' M')}$ равны

$$W_{(\Delta' J' M')(\Delta JM)} = \begin{cases} A_{(\Delta' J' M')(\Delta JM)}^r + N_e C_{(\Delta' J' M')(\Delta JM)}, & E_{J' M'} > E_{JM} \\ N_e C_{(\Delta' J' M')(\Delta JM)}, & E_{J' M'} < E_{JM} \end{cases} \quad (5)$$

Здесь $C_{(\Delta JM)(\Delta' J' M')}$ – скорость возбуждения электронным ударом перехода $(\Delta JM) \rightarrow (\Delta' J' M')$ между магнитными подуровнями иона, равная сечению $\sigma_{(\Delta JM)(\Delta' J' M')}$, усредненному по распределению электронов по скоростям v : $C_{(\Delta JM)(\Delta' J' M')} = \langle v \sigma_{(\Delta JM)(\Delta' J' M')} \rangle$; $A_{(\Delta JM)(\Delta' J' M')}^r$ – вероятность радиационного перехода между M_J -компонентами, которую, используя теорему Вигнера–Эккарта, можно преобразовать к вероятности перехода между уровнями:

$$A_{(\Delta JM)(\Delta' J' M')}^r = A_{(\Delta J)(\Delta' J')}^r \cdot \sum_{\mu} |C_{M' \mu M}^{J' 1 J}|^2, \quad (6)$$

где $\mu = M - M'$. В условиях квазистационарного моноэнергетического пучка электронов $dN_{\Delta JM}/dt = 0$, а скорость возбуждения $C_{(\Delta JM)(\Delta' J' M')} = v_0 \sigma_{(\Delta JM)(\Delta' J' M')}$, где v_0 – скорость электронов в пучке. Таким образом, для расчета параметра Стокса η_3 и степени поляризации P по формулам (2)–(6) необходимо знание сечений возбуждения M_J -компонент и вероятностей радиационных переходов между уровнями.

Расчет эффективных сечений возбуждения M_J -компонент уровней $[He]$ иона аргона рассмотрен в следующем разделе. Вероятности радиационных переходов между уровнями $[He]$ иона аргона вычислялись в работе с помощью программы SUPERSTRUCTURE [35]. В этой программе для получения атомных характеристик используются многоконфигурационные нерелятивистские волновые функции, состоящие из антисимметризованных произведений одноэлектронных орбиталей, радиальные части которых вычисляются в модифицированных статистических потенциалах Томаса–Ферми–Дирака. Вероятности радиационных распадов были получены для переходов между уровнями (ΔJ) $[He]$ иона аргона, соответствующими конфигурациям $1snl$ с $n = 1 - 4$.

Эффективные сечения возбуждения M_J -компонент уровней $[He]$ ионов. Сечения возбуждения электронным ударом M_J -компонент для переходов $1s^2 \rightarrow 1snl^{2S+1}L_J(M_J)$ в $[He]$ ионе удобно выразить через парциальные силы столкновения Ω_l :

$$\sigma(1^1S_0 \rightarrow \Delta_i J_i M_i) = \frac{\pi a_0^2}{g_i k_j^2} \sum_{l_i=0}^{\infty} \Omega_{l_i}(\Delta_i J_i M_i), \quad (7)$$

где g_i – статвес основного состояния $[He]$ иона ($g_i = 1$), а парциальная сила столкновения дается выражением

$$\Omega_{l_i}(\Delta_i J_i M_i) = \frac{1}{2} \sum_{\{n\}} i^{l_j - l_{j'}} \exp[i(\sigma_j - \sigma_{j'})] [(2l_j + 1)(2l_{j'} + 1)]^{1/2} T_{\beta_i \beta_j} T_{\beta_i \beta_j}^*. \quad (8)$$

Здесь множество $\{n\}$ под знаком суммы обозначает набор квантовых чисел $\{l_j, l_{j'}, m_i, \mu_i, \mu_j, M_j\}$, в котором состояние внешнего электрона с волновым вектором k характеризуется угловым моментом l , его проекцией m и проекцией спина μ ; β_i – набор квантовых чисел полной системы "ион+электрон" в представлении несвязанных моментов, т.е. $\beta_i \equiv (\alpha_i l_i m_i s_i = 1/2 \mu_i)$, $\sigma_i = \arg \Gamma(l_i + 1 - iz/k_i)$ – кулоновская фаза (здесь $z = Z_n - N$, где Z_n – заряд ядра, N – число электронов в ионе); $T_{\beta_i \beta_j}$ – элементы

T -матрицы перехода $\beta_j \rightarrow \beta_i$, которые выражаются через элементы той же матрицы в представлении полных угловых моментов $\gamma_i \equiv (\Delta_i J_i l_i K_i(s_i) J M_J)$ с помощью ортогональной матрицы, элементами которого являются коэффициенты Клебша–Гордона

$$T_{\beta_i \beta_j} = \sum_{\substack{J, K_i, K_j \\ M_J, M_{K_i}, M_{K_j}}} C_{M_i m_i, M_{K_i}}^{J l_i K_i} C_{M m_i, M_{K_i}}^{K_i \frac{1}{2} J} T_{\gamma_i \gamma_j} C_{M_i m_i, M_{K_i}}^{J l_i K_i} C_{M_i m_i, M_{K_i}}^{J l_i K_i}. \quad (9)$$

Используя свойства симметрии коэффициентов Клебша–Гордона, можно показать, что $\Omega_i(\Delta_i J_i M_i) = \Omega_i(\Delta_i J_i - M_i)$. Парциальные силы столкновений (8) и соответствующие сечения возбуждения (7) вычислялись по формуле (9). Расчеты матричных элементов $T_{\gamma_i \gamma_j}$ выполнены с помощью программ DW и JJOM. Элементы T -матрицы были вначале получены с помощью программы DW в схеме LS-связи (представление $\xi \equiv (\Gamma_i L_i S_i l_i s_i; L S M_L M_S)$), затем полученные матричные элементы преобразовывались к γ -представлению с помощью программы JJOM.

На рисунках 1 и 2 приведены соответственно силы столкновений, соответствующих M_J -компонентам, для переходов в $[He]$ ионе аргона в состояния с $n = 2$ и 3: $1s^2 \rightarrow 1s2p \ ^1P_1(M_i = 0, 1)$, $1s^2 \rightarrow 1s2p \ ^3P_1(M_i = 0, 1)$ и $1s^2 \rightarrow 1s2p \ ^3P_2(M_i = 0, 1, 2)$. Там же даны полные силы столкновений соответствующих уровней

$$\Omega(1^1S_0 \rightarrow \Delta_i J_i) = \sum_i \Omega(1^1S_0 \rightarrow \Delta_i J_i M_i). \quad (10)$$

Как видно из рисунков, имеется отличие в сечениях M_J -компонент, принадлежащих конфигурации $1s2p$, что приводит к неравновероятному заселению соответствующих магнитных подуровней в результате прямого возбуждения электронным ударом. В то же время для состояния $1s2s \ ^3S_1$ выполняется соотношение $\Omega(2 \ ^3S_1 M_J = 0) = \Omega(2 \ ^3S_1 M_J = 1)$.

Результаты расчета степени поляризации линий $[He]$ иона аргона, возбуждаемого пучком электронов: влияние радиационных каскадов. Используя результаты расчетов эффективных сечений M_J -компонент уровней $1snl$ с $n \leq 4$ и вероятностей радиационных переходов для $[He]$ ионов аргона, в квазистационарном приближении с помощью формул (4) и (5) были рассчитаны степени поляризации линий, соответствующих резонансному, w (переход $1s2p \ ^1P_1 \rightarrow 1s^2 \ ^1S_0$), интеркомбинационному, y ($1s2p \ ^3P_1 \rightarrow 1s^2 \ ^1S_0$), магнито-квадрупольному, x ($1s2p \ ^3P_2 \rightarrow 1s^2 \ ^1S_0$) и запрещенному, z ($1s2s \ ^3S_1 \rightarrow 1s^2 \ ^1S_0$) переходам. Результаты расчетов параметра Стокса η_3 в направлении, перпендикулярном пучку электронов ($\theta = \pi/2$) с энергией E , приведены на

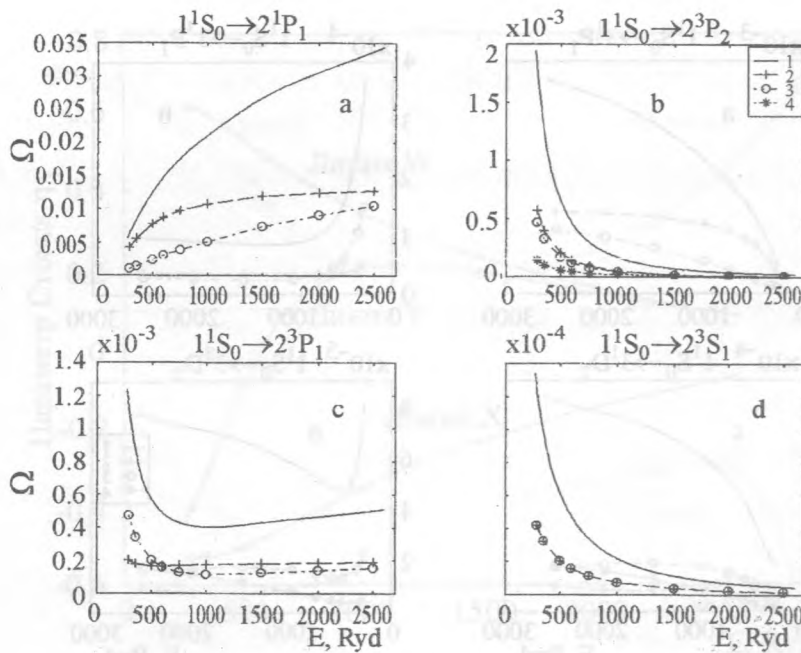


Рис. 1. Силы столкновений для возбуждения M_J -компонент электронным ударом в результате переходов $1s^2 \rightarrow 1s2l$ в [He] ионе аргона как функции энергии налетающих электронов. а) Силы столкновений для переходов $1^1S_0 \rightarrow 2^1P_1 (M_i = 0, 1)$; б) для переходов $1^1S_0 \rightarrow 2^3P_2 (M_i = 0, 1, 2)$; в) для переходов $1^1S_0 \rightarrow 2^3P_1 (M_i = 0, 1)$; д) для переходов $1^1S_0 \rightarrow 2^3S_1 (M_i = 0, 1)$. На всех рисунках: 1 – полная сила столкновения; 2 – сила столкновения для возбуждения подуровня с проекцией полного момента $M_J = 0$; 3 – с $M_J = 1$; 4 – с $M_J = 2$. Здесь и далее точки (звездочки, крестики) – результаты расчетов. Линии проведены для наглядности.

рисунках 3 и 4 при возбуждении прямым электронным ударом (приближение двух уровней) и с учетом каскадов, соответственно. Зависимость степени поляризации от угла θ следует из общей формулы (3) для дипольных D (линии w и y) и квадрупольных Q (линия x) переходов и дается формулами:

$$\eta_3^D(\theta) = \frac{(N_0 - N_1) \sin^2 \theta}{N_0 \sin^2 \theta + N_1(1 + \cos^2 \theta)}, \quad (11)$$

$$\eta_3^Q(\theta) = -\frac{3N_0 \sin^2 \theta \cos^2 \theta + N_1(1 - 4 \cos^2 \theta) \sin^2 \theta - N_2 \sin^4 \theta}{3N_0 \sin^2 \theta \cos^2 \theta + N_1(1 - 3 \cos^2 \theta + 4 \cos^4 \theta) + N_2(1 + \cos^2 \theta) \sin^2 \theta}. \quad (12)$$

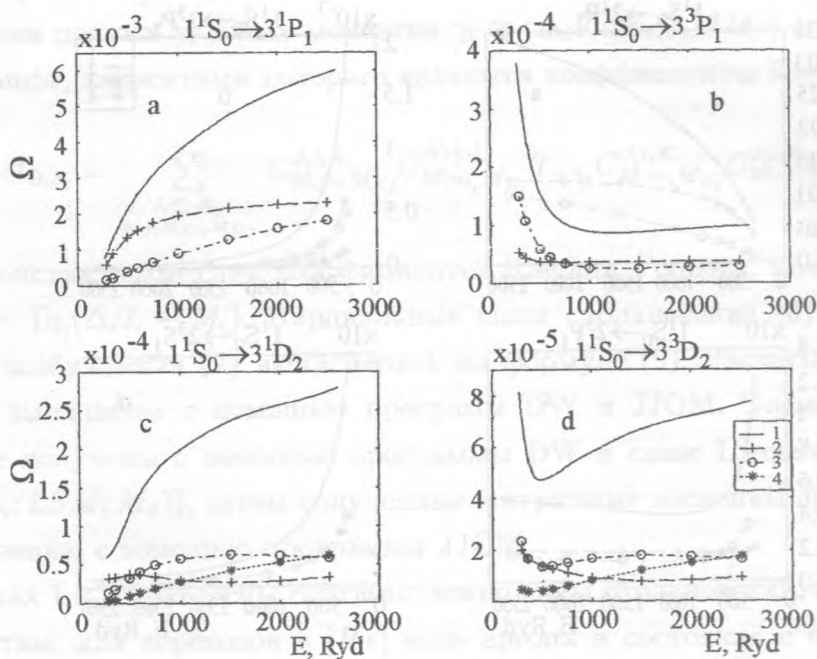


Рис. 2. Силы столкновений для возбуждения M_J -компонент электронным ударом в результате переходов $1s^2 - 1s3l$ в $[\text{He}]$ ионе аргона как функции энергии налетающих электронов. а) Силы столкновений для переходов $1^1S_0 \rightarrow 3^1P_1 (M_i = 0, 1)$; б) для переходов $1^1S_0 \rightarrow 3^3P_1 (M_i = 0, 1)$; в) для переходов $1^1S_0 \rightarrow 3^1D_2 (M_i = 0, 1, 2)$; д) для переходов $1^1S_0 \rightarrow 3^3D_2 (M_i = 0, 1, 2)$. Все кривые соответствуют обозначениям на рис. 1.

Здесь используется обозначение $N_i = N(\Delta_i J_i M_i)$, где индекс i обозначает соответствующую величину проекции $|M_i|$.

На рис. 3 приведены результаты расчетов в приближении двух уровней (без учета каскадов). В этом случае населенности N_i в формулах (11) и (12) можно заменить величинами Ω_i ; при наблюдении под углом $\theta = \pi/2$ к электронному пучку, степень поляризации в (11), (12) равна

$$\eta_3^D(\theta = \pi/2) = \frac{\Omega_0 - \Omega_1}{\Omega_0 + \Omega_1}, \tag{13}$$

$$\eta_3^Q(\theta = \pi/2) = -\frac{\Omega_1 - \Omega_2}{\Omega_1 + \Omega_2}. \tag{14}$$

Из формулы (13) следует, что в этом приближении излучение z линии не поляризовано ($\Omega_0 = \Omega_1$).

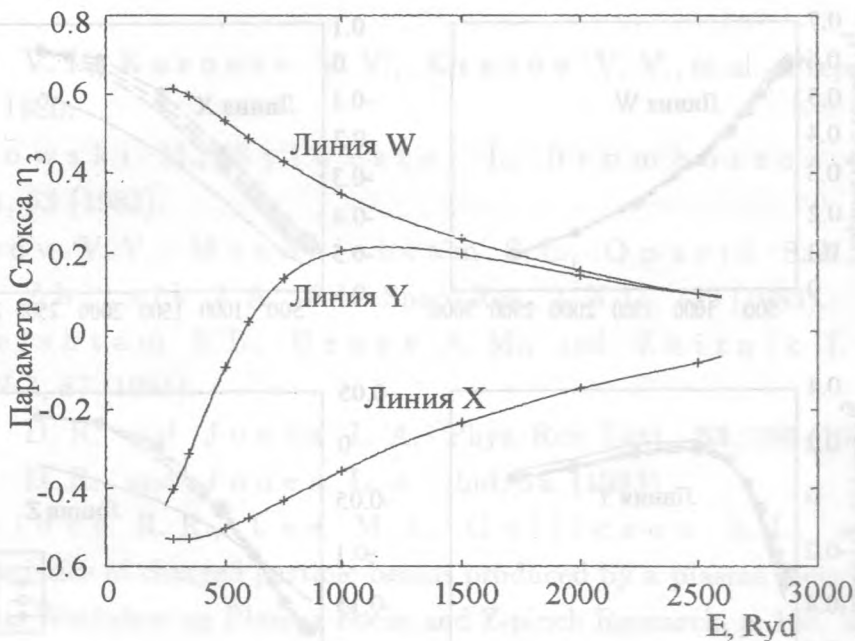


Рис. 3. Степень поляризации линий w , x и y [He] иона аргона, возбуждаемого неупругим электронным ударом, как функция энергии пучка электронов E . Угол наблюдения излучения составляет $\theta = \pi/2$. Степень поляризации получена в приближении двухуровневой модели для населенностей состояний $1s2l$.

Из рисунка видно, что степень поляризации линии w , $\eta_3(w)$, имеет положительный знак (имеется в виду знак η_3) в рассматриваемом диапазоне энергий и монотонно убывает с ростом E . Значение поляризации в припороговой области $\eta_3(w) \approx 0.6$. Степень поляризации линии x максимальна в пороге ($\eta_3(x) \approx -0.55$), но имеет отрицательный знак и также как и в случае линии w монотонно убывает с ростом энергии E . Знаки поляризации линий w и x сохраняются до энергий $\approx 3500 Ryd$, что означает, что линия w поляризована преимущественно вдоль электронного пучка, а линия x – перпендикулярно пучку. На степень поляризации линии y существенное влияние оказывает спин-орбитальное взаимодействие, которое в промежуточной схеме связи приводит к перемешиванию уровней $1s2p\ ^3P_1$ и $1s2p\ ^1P_1$. В припороговой области параметр $\eta_3(y) \approx -0.45$, далее η_3 с ростом энергии E по абсолютной величине уменьшается до нуля, меняет знак и постепенно приближается к значениям $\eta_3(w)$, достигая их при $E \approx 2400 Ryd$.

На рис. 4 показано влияние на поляризацию рассматриваемых линий радиационных каскадов с уровнями $n = 2, 3$ и 4 . Для оценки в расчетах влияния каскадов с высоких

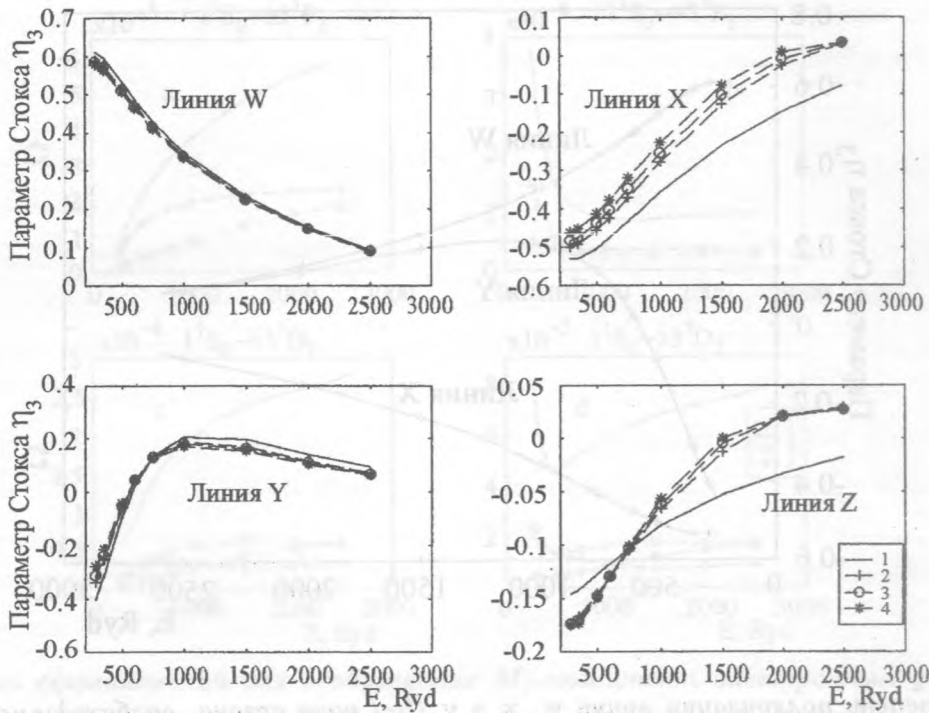


Рис. 4. Степень поляризации линий w, x, y и z [He] иона аргона, как функция энергии пучка электронов E, с учетом радиационных каскадов с верхних уровней. Угол наблюдения излучения составляет $\theta = \pi/2$. 1 – расчет с учетом каскадов внутри уровней с $n = 2$; 2 – $n \leq 3$; 3 – $n \leq 4$; 4 – $n \leq 4$ с экстраполяцией $1/n^3$ для сечений возбуждения M_J -компонент с $n > 4$.

уровней эффективные сечения возбуждения M_J -компонент для $n > 4$ экстраполировались с помощью столкновительных характеристик для $n = 4$ по степенному закону $1/n^3$. Как видно из рисунка, главный вклад дают уровни с $n = 2$ и $n = 3$, наиболее заметным образом влияя на поляризацию линии x. Существенно отметить, что учет каскадов с уровня $1s2p^3P_2$ приводит к поляризации линии z, неполяризованной в двухуровневом приближении, соответствующем прямому возбуждению электронным ударом.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ NN 03-02-16053, 02-02-16613 и по программе Отделения физических наук РАН "Оптическая спектроскопия и стандарты частоты".

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Karev V. I., Korneev V. V., Krutov V. V., et al. Preprint FIAN N 81, Moscow, 1980.
- [2] Siarkowski M., Sylwester I., Bromboszcz G., et al. Solar Phys., **81**, 63 (1982).
- [3] Korneev V. V., Mandelshtam S. L., Oparin S. N., Urnov A. M., and Zhitnik I. A. Adv. Space Res., **2**, N 11, 139 (1983).
- [4] Mandelshtam S. L., Urnov A. M., and Zhitnik I. A. Adv. Space Res., **4**, N 7, 87 (1984).
- [5] Kania D. R. and Jones L. A. Phys. Rev. Lett., **53**, 166 (1984).
- [6] Kania D. R. and Jones L. A. *ibid*, **55**, (1993).
- [7] Schneider R. R., Lee M. J., Gullicson R. L., and Smith. "Characteristics of charged particle beams produced by a plasma focus" in Proc. of the Fourth Int. Workshop on Plasma Focus and Z-pinch Research, p. 108, Warsaw, Poland, 1985.
- [8] Czekaj S., Denus S., Szydowski A., and Sledzinski S. "Characteristics of ion and electron emission from PF-150 and PF-20 plasma focus devices", *ibid.*, p. 116, 1985.
- [9] Noll R., Lebert R., Ruel F., and Herzinger G. "Suprathermal IR-emission and bi-directional electron beams at the plasma focus", *ibid.*, p. 120, 1985.
- [10] Percival I. C. and Seaton M. J. Phil. Trans. Roy. Soc., **A251**, 113 (1958).
- [11] Oppenheimer J. R. Z. Phys., **43**, 27 (1927).
- [12] Oppenheimer J. R. Proc. Natl. Acad. Sci., **13**, 880 (1927).
- [13] Fano U. and Macek J. H. Rev. Mod. Phys., **45**, 553 (1973).
- [14] Haug E. Solar Phys., **61**, 129 (1979).
- [15] Haug E. Solar Phys., **71**, 77 (1981).
- [16] Shlyaptseva A. S., Urnov A. M., and Vinogradov A. V. Preprint FIAN N 194, Moscow, 1981.
- [17] Krutov V. V., Korneev V. V., Mandelshtam S. L., Urnov A. M., et al. Preprint FIAN N 133, Moscow, 1981.
- [18] Zhitnik I. A., Korneev V. V., Krutov V. V., Oparin S. N., et al. Trudi FIAN, **179**, 39 (1987).
- [19] Shlyaptseva A. S., Urnov A. M., and Vinogradov A. V. Preprint FIAN N 193, Moscow, 1981.

- [20] Inal M. K. and Dubau J. *J. Phys.*, **B20**, 4221 (1987).
- [21] Inal M. K. and Dubau J. *J. Phys.*, **B22**, 3329 (1989).
- [22] Виноградов А. В., Урнов А. М., Шляпцева А. С. Труды ФИАН, **195**, 89 (1989).
- [23] Henderson J. R., Beiersdorfer P., Lennet C. L., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **65**, 705 (1990).
- [24] Beiersdorfer P., Vogel D. A., Reed K. J., et al. *Phys. Rev.*, **A53**, 3974 (1996).
- [25] Akita K., Tanaka K., and Watanabe T. *Sol. Phys.*, **86**, 101 (1983).
- [26] Веретенников В. А., Гурей А. Е., Долгов А. Н. и др. Письма в ЖЭТФ, **47**, 29 (1988) [*JETPh Lett.*, **47**, 35 (1988)].
- [27] Kieffer J. C., Matte J. P., Pepin H., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 480 (1992).
- [28] Kieffer J. C., Matte J. P., Chaker M., et al. *Phys. Rev.*, **E48**, 4648 (1993).
- [29] Fujimoto T., Sahara H., Kawachi T., et al. *Phys. Rev.*, **E54**, R2240 (1996).
- [30] Herzog O., Bertschinger G., Bitter M., et al. (unpublished).
- [31] Fujimoto T. and Kazantsev S. *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **39**, 1267 (1997).
- [32] Eissner W. and Seaton M. J. *J. Phys.*, **B5**, 2187 (1972).
- [33] Saraph H. E. *Comput. Phys. Commun.*, **3**, 256 (1972).
- [34] Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика, М., Наука, 1986.
- [35] Eissner W., Jones M., and Nussbaumer H. *Comput. Phys. Commun.*, **8**, 270 (1974).

Поступила в редакцию 28 октября 2003 г.