

07;12

## Новые методы определения состояния поляризации вакуумного ультрафиолетового излучения

© В.Ю. Бакман, С.В. Бобашев, О.С. Васютинский

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 18 марта 1998 г.)

Предлагаются два новых метода определения поляризации вакуумного ультрафиолетового излучения, позволяющие определить произвольный тип поляризации излучения в диапазоне энергий фотонов 10–100 eV. Сущность данных методов состоит в создании и регистрации неравновесной заселенности магнитных подуровней атомов и молекул, возбуждаемых исходным ВУФ излучением, с последующим определением поляризации этого излучения на основе проведенных измерений по известным формулам.

### Введение

В настоящее время вакуумное ультрафиолетовое (ВУФ) излучение (излучение в диапазоне длин волн от 10 до 200 nm) широко применяется в различных областях науки и техники [1]. Весьма перспективными источниками интенсивного ВУФ излучения являются накопители и ондуляторы [1,2], излучение которых характеризуется высокой степенью когерентности и эллиптической поляризации. При использовании таких источников большое значение приобретают методы исследования параметров ВУФ излучения. Вместе с тем определение состояния поляризации ВУФ излучения в диапазоне длин волн  $\lambda < 105$  nm обычными методами [1] представляет собой трудноразрешимую задачу.

Идея использовать отражательные поляриметры была впервые предложена в работе [3]. В [4] предпринята первая попытка определить степень эллиптической поляризации синхротронного излучения, лежащего в ВУФ диапазоне. Предложенный метод был основан на анализе интенсивности излучения, отраженного от зеркальной поверхности, с одновременным измерением ее оптических констант. К сожалению, данная попытка не была удачной во многом вследствие технических сложностей. Во второй половине восьмидесятых годов возросший интерес к использованию поляризационных свойств синхротронного излучения ВУФ диапазона, в частности циркулярно поляризованного синхротронного излучения, привел к разработке новых методов поляризационного анализа ВУФ излучения и стимулировал многочисленные экспериментальные исследования данной проблемы [5–8].

Использование многослойных отражательных поляриметров позволило в последнее время заметно увеличить точность измерений (до 10%) [9,10]. Однако в настоящее время проблема не решена окончательно, так как, во-первых, для многих применений указанная точность измерений недостаточна; во-вторых, известные методы не позволяют проводить невозмущающий контроль поляризации исследуемого ВУФ излучения.

В данной работе рассматривается новый подход к этой проблеме, основанный на предложении, опубликованном в [11]. Теоретически исследованы два новых метода определения поляризации ВУФ излучения, предположительно обладающие большей эффективностью и точностью, чем известные. Сущность этих методов состоит в создании и регистрации неравновесной заселенности магнитных подуровней атомов и молекул, возбуждаемых исходным ВУФ излучением, с последующим определением поляризации ВУФ излучения на основании проведенных измерений по известным формулам [11–13].

Предлагается два способа регистрации неравновесной заселенности возбужденных состояний: 1) определение поляризации излучения флуоресценции, лежащего в инфракрасном, видимом или ультрафиолетовом участках спектра (флуоресцентный метод [11–13]); 2) регистрация дихроизма пробного лазерного излучения (метод пробного луча [12,13]). По результатам измерений как в первом, так и во втором случае возможно определение поляризации исследуемого ВУФ излучения с точностью около 3%. Кроме того, предлагаемые методы позволяют проводить измерения быстрее, чем известные ранее, а также дают возможность осуществлять невозмущающий контроль поляризации ВУФ излучения.

### Флуоресцентный метод определения поляризации ВУФ излучения

Сущность флуоресцентного метода определения состояния поляризации ВУФ излучения состоит в предварительном преобразовании частоты исследуемого излучения в более длинноволновую область спектра и в определении состояния поляризации преобразованного излучения с последующим вычислением состояния поляризации исходного ВУФ излучения по известным формулам. В качестве преобразователя частоты исходного ВУФ излучения может быть использован атомный газ. В этом случае поглощение исследуемого ВУФ излучения приводит к образованию возбужденных атомов, флуоресценция которых лежит в удобном для исследований

спектральном диапазоне,

$$A + h\nu_{uvv} \rightarrow A^{**} \rightarrow A^* + h\nu_{fl},$$

где  $A$  — атом или ион,  $A^{**}$  и  $A^*$  — состояния атома или иона после поглощения ВУФ фотона и после переизлучения фотона флуоресценции,  $\nu_{uvv}$  и  $\nu_{fl}$  — частоты исходного ВУФ излучения и излучения флуоресценции соответственно.

При этом поляризация флуоресценции возбужденных атомов однозначно определяется состоянием поляризации поглощенного ВУФ излучения и величинами угловых моментов состояний атомов (ионов), участвующих в фотопроцессе [14].

Методика определения поляризации ВУФ излучения предлагаемым методом поясняется на рис. 1. Заметим, что камера поглощения, содержащая атомный или молекулярный газ, должна быть экранирована от внешних магнитных полей во избежание деполаризации флуоресценции вследствие эффекта Ханле. Регистрируемое излучение флуоресценции анализируется обычным способом с использованием пластинки  $\lambda/4$  (только для анализа циркулярной поляризации), линейного поляризатора, монохроматора и фотодетектора. Предполагается, что для увеличения соотношения сигнал/шум излучение флуоресценции регистрируется в пределах некоторого телесного угла  $\Omega$  с полураствором  $\Theta_c$ . Определяемыми из эксперимента величинами являются интегральные параметры Стокса  $S_1(\Theta_c)$ ,  $S_2(\Theta_c)$  и  $S_3(\Theta_c)$

$$S_1(\Theta_c) = \frac{S'_x(\Theta_c) - S'_y(\Theta_c)}{S'_x(\Theta_c) + S'_y(\Theta_c)}, \quad (1)$$

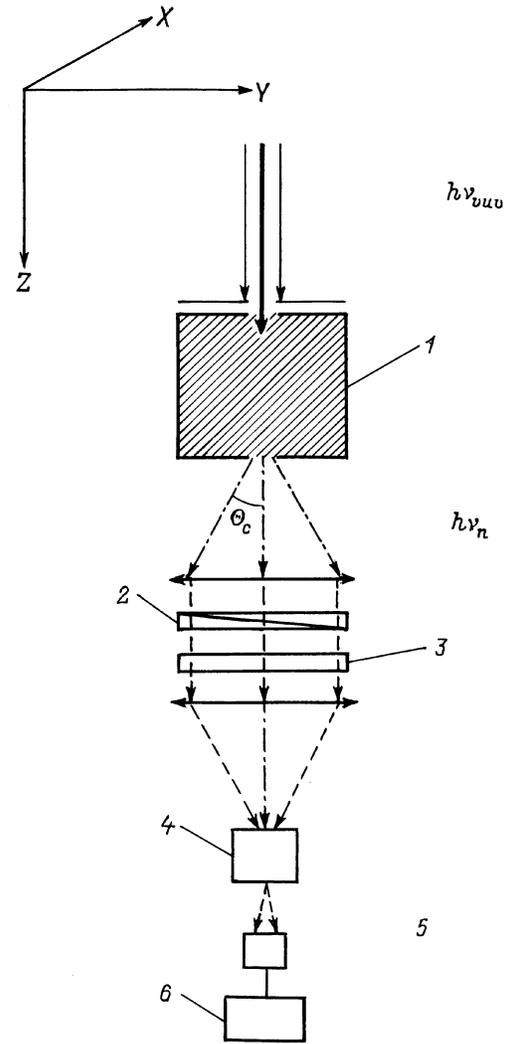
$$S_2(\Theta_c) = \frac{S'_{x_1}(\Theta_c) - S'_{y_1}(\Theta_c)}{S'_{x_1}(\Theta_c) + S'_{y_1}(\Theta_c)}, \quad (2)$$

$$S_3(\Theta_c) = \frac{S'_+(\Theta_c) - S'_-(\Theta_c)}{S'_+(\Theta_c) + S'_-(\Theta_c)}, \quad (3)$$

где  $S'_x$ ,  $S'_y$ ,  $S'_{x_1}$  и  $S'_{y_1}$  — интенсивности излучения флуоресценции после прохождения анализатора, повернутого таким образом, чтобы оси  $X$ ,  $Y$ ,  $X_1$  и  $Y_1$  были осями пропускания соответственно, причем оси  $X_1$  и  $Y_1$  лежат в одной плоскости с  $X$  и  $Y$  и составляют с последними угол  $45^\circ$ .

При стремлении телесного угла регистрации излучения к нулю величины  $S_1(\Theta_c)$ ,  $S_2(\Theta_c)$ ,  $S_3(\Theta_c)$  приближаются к параметрам Стокса излучения флуоресценции, распространяющегося по оси  $Z$ :  $S_1^0$ ,  $S_2^0$ ,  $S_3^0$ .

Определим зависимость между нормированными параметрами Стокса ВУФ излучения  $I_1$ ,  $I_2$ ,  $I_3$  и интегральными параметрами Стокса излучения флуоресценции  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_3$ . Пусть атомный газ, используемый в камере поглощения, возбуждается ВУФ излучением из своего основного состояния с угловым моментом  $j_1$  в состояние 2 с угловым моментом  $j_2$ , причем неравновесная заселенность магнитных подуровней возбужденного состояния регистрируется посредством определения состояния



**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки для определения поляризации ВУФ излучения флуоресцентным методом: 1 — камера поглощения с атомным или молекулярным газом, 2 — пластинка  $\lambda/4$  (только для анализа циркулярной поляризации), 3 — линейный поляризатор, 4 — монохроматор, 5 — фотодетектор, 6 — система регистрации.

поляризации излучения флуоресценции с уровня 2 на уровень 3 с угловым моментом  $j_3$ . Выберем систему координат таким образом, чтобы ось  $Z$  совпала с направлением распространения исходного излучения. Направление распространения излучения флуоресценции будем описывать полярными углами  $\Theta$ ,  $\phi$ .

Выражение для интенсивности излучения флуоресценции с вектором поляризации  $\mathbf{e}_f$  на переходе  $2 \rightarrow 3$  в первом приближении по интенсивности возбуждающего излучения можно записать в виде [15]

$$S(\mathbf{e}_f, \mathbf{e}_i) = S'_0 \sum_{mm'\mu} f_{mm'}(\mathbf{e}_i)(\mathbf{e}_f \mathbf{d}_{m'\mu})(\mathbf{e}_f \mathbf{d}_{m\mu})^*, \quad (4)$$

где  $S'_0$  — нормировочная константа;  $\mathbf{e}_i$  — вектор поляризации возбуждающего излучения;  $f_{mm'}$  — матрица плот-

ности возбужденных атомов, зависящая от поляризации возбуждающего излучения;  $d_{m\mu}$  — матричный элемент оператора дипольного момента атома, причем значком  $m$  нумеруются зеемановские подуровни возбужденного состояния, а значком  $\mu$  — основного.

Заметим, что данное соотношение справедливо в случае, когда возбуждающее излучение резонансно переходу  $I \rightarrow 2$ .

В отсутствие внешнего магнитного поля матрицу плотности возбужденных атомов можно записать в виде [16]

$$f_{mm'}(\mathbf{e}_i) = F'_0 \sum_{\mu} (d_{m\mu} \mathbf{e}_i)(d_{m'\mu} \mathbf{e}_i)^*, \quad (5)$$

где  $F'_0$  — нормировочная константа, не зависящая от поляризации излучения.

Для нахождения интенсивности по формуле (4) удобно воспользоваться разложением матрицы плотности по неприводимым тензорным операторам [17]

$$f_{mm'}(\mathbf{e}_i) = \sum_{\kappa=0}^{j_2} \sum_{q=-\kappa}^{\kappa} (-1)^q f_q^{\kappa}(\mathbf{e}_i)(T_{-q}^{\kappa})_{mm'}, \quad (6)$$

где

$$(T_q^{\kappa})_{mm'} = (-1)^{j_2-m'} \frac{2\kappa+1}{(2j_1+1)^{1/2}} \begin{pmatrix} j_2 & \kappa & j_2 \\ -m & q & m' \end{pmatrix}, \quad (7)$$

а выражения в скобках —  $3j$ -символы [18].

Как показано в работе [15], компоненты матрицы плотности  $f_q^{\kappa}$  и интенсивность флуоресценции  $S$  могут быть записаны в следующем виде:

$$f_q^{\kappa}(\mathbf{e}_i) = F_0 \begin{Bmatrix} 1 & 1 & \kappa \\ j_2 & j_2 & j_1 \end{Bmatrix} \Phi_q^{\kappa}(\mathbf{e}_i), \quad (8)$$

$$S(\mathbf{e}_f, \mathbf{e}_i) = S_0 \sum_{\kappa=0}^2 (2\kappa+1) \begin{Bmatrix} 1 & 1 & \kappa \\ j_2 & j_2 & j_3 \end{Bmatrix} \times \sum_{q=-\kappa}^{\kappa} (-1)^q f_q^{\kappa}(\mathbf{e}_i) \Phi_{-q}^{\kappa}(\mathbf{e}_f), \quad (9)$$

где  $F_0$  и  $S_0$  — нормировочные константы, выражения в фигурных скобках —  $6j$ -символы [18], функции  $\Phi_q^{\kappa}(\mathbf{e}_i)$  и  $\Phi_q^{\kappa}(\mathbf{e}_f)$  характеризуют поляризацию возбуждающего излучения и излучения флуоресценции соответственно и определяются следующим образом:

$$\Phi_q^{\kappa}(\mathbf{e}) = \sum_{q_1, q_2=-1}^1 (-1)^{q/2} e_{q_1}(e_{q_2})^* \begin{pmatrix} 1 & 1 & \kappa \\ q_1 & -q_2 & -q \end{pmatrix}, \quad (10)$$

где  $e_q$  — круговые компоненты вектора поляризации  $\mathbf{e}$

$$e_1 = -(e_x + ie_y) \frac{1}{\sqrt{2}}, \quad e_0 = e_z, \quad e_{-1} = (e_x - ie_y) \frac{1}{\sqrt{2}}. \quad (11)$$

Как известно [18],  $6j$ -символ

$$\begin{Bmatrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ j_4 & j_5 & j_6 \end{Bmatrix}$$

отличен от нуля, только если тройки чисел  $(j_1, j_2, j_3)$ ,  $(j_1, j_5, j_6)$ ,  $(j_4, j_2, j_6)$  и  $(j_4, j_5, j_6)$  удовлетворяют условию треугольника. Поэтому  $6j$ -символ, входящий в соотношения (8) и (9), отличен от нуля только при  $\kappa = 0, 1, 2$  и вклад в интенсивность излучения флуоресценции (9) дают только следующие компоненты матрицы плотности возбужденного состояния атомов:

$$f_0^0, \quad f_q^1(q = 0, \pm 1) \text{ и } f_q^2(q = 0, \pm 1, \pm 2).$$

Как видно из соотношений (9)–(11), для данного вектора поляризации  $\mathbf{e}_f$  излучения флуоресценции величина  $S(\mathbf{e}_f, \mathbf{e}_i)/S'_0$  однозначно определяется поляризацией возбуждающего излучения, задаваемой вектором  $\mathbf{e}_i$ , и величинами  $j_1, j_2, j_3$  угловых моментов состояний атомов, участвующих в фотопроцессе.

Функции  $\Phi_q^{\kappa}(\mathbf{e})$ , характеризующие поляризацию излучения, распространяющегося в направлении  $s$  и имеющего вектор поляризации  $e$ , могут быть явным образом выражены через параметры Стокса данного излучения. Определим нормированные параметры Стокса  $I_1, I_2, I_3$  излучения следующим образом:

$$I_1 = \frac{I_{x'} - I_{y'}}{I_{x'} + I_{y'}}, \quad I_2 = \frac{I_{x''} - I_{y''}}{I_{x''} + I_{y''}}, \quad I_3 = \frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-}, \quad (12)$$

где  $I_{x'}, I_{y'}, I_{x''}$  и  $I_{y''}$  — интенсивности света после прохождения поляризатора, повернутого таким образом, что оси  $X', Y', X''$  и  $Y''$  являются осями пропускания соответственно.

Системы координат  $(x', y', z')$  и  $(x'', y'', z'')$  ориентированы таким образом, что оси  $Z'$  и  $Z''$  совпадают с направлением распространения излучения  $s$ , ось  $X'$  лежит в одной плоскости с векторами  $Z$  и  $s$ , а ось  $X''$  повернута на угол  $45^\circ$  относительно оси  $X'$ ;  $I_+$  и  $I_-$  — интенсивности света после прохождения соответственно право- и левоциркулярного анализаторов.

Используя определение (10), зависимость функций  $\Phi_q^{\kappa}$  от нормированных параметров Стокса излучения, направление распространения которого определяется полярными углами  $\Theta$  и  $\phi$ , можно записать в виде

$$\begin{aligned} \Phi_0^0 &= -\frac{1}{\sqrt{3}}, \quad \Phi_0^1 = \frac{I_3}{\sqrt{6}} \cos \Theta, \quad \Phi_1^1 = \frac{I_3}{2\sqrt{6}} \sin \Theta e^{i\phi}, \\ \Phi_0^2 &= \frac{1}{2\sqrt{30}}(1 - 3 \cos^2 \Theta) + \frac{3}{2\sqrt{30}} I_1 \sin^2 \Theta, \\ \Phi_1^2 &= -\frac{1}{2\sqrt{5}} \sin \Theta \cos \Theta e^{i\phi} - \frac{1}{2\sqrt{5}} \sin \Theta (I_1 \cos \Theta + iI_2) e^{i\phi}, \\ \Phi_2^2 &= -\frac{1}{4\sqrt{5}} \sin^2 \Theta e^{2i\phi} + \frac{1}{4\sqrt{5}} \\ &\quad \times (I_1(1 + \cos^2 \Theta) + 2iI_2 \cos \Theta) e^{2i\phi}. \end{aligned} \quad (13)$$

Функции  $\Phi_{-1}^1, \Phi_{-1}^2$  и  $\Phi_{-2}^2$  определяются по приведенным выше  $\Phi_1^1, \Phi_1^2$  и  $\Phi_2^2$  согласно соотношению, непосредственно следующему из определения (10),

$$\Phi_{-q}^{\kappa} = (-1)^q (\Phi_q^{\kappa})^*. \quad (14)$$

Поскольку, согласно (8), компоненты матрицы плотности  $f_q^x(\mathbf{e}_i)$  пропорциональны функциям  $\Phi_q^x(\mathbf{e}_i)$ , то эти функции определяют, какие компоненты матрицы плотности возбужденного состояния атомов возникают при взаимодействии атомов со светом, падающим в данном направлении с данной поляризацией. В свою очередь  $\Phi_q^x(\mathbf{e}_f)$  определяют, какие именно компоненты матрицы плотности возбужденного состояния дают вклад в интенсивность излучения флуоресценции с поляризацией  $\mathbf{e}_f$  (9) [15].

Так, если возбуждающее излучение линейно поляризовано, то  $\Phi_q^1(\mathbf{e}_i) = 0$  для любых допустимых значений  $q = -1, 0, 1$ ; в то же время среди  $\Phi_q^2(\mathbf{e}_i)$  есть отличные от нуля (эффект выстраивания атомов). Возбуждение атомов циркулярно поляризованным светом приводит как к выстраиванию ( $\Phi_q^2(\mathbf{e}_i) \neq 0$ ), так и к ориентации атомов ( $\Phi_q^1(\mathbf{e}_i) \neq 0$ ) [19]. Кроме того,  $\Phi_0^0(\mathbf{e}_i) = 1/\sqrt{2}$  и не зависит от поляризации и направления распространения возбуждающего излучения, причем  $f_0^0 \sim \Phi_0^0(\mathbf{e}_i)$ , а

$$f_0^0 \sim \sum_m f_{mm} = Sp f$$

есть заселенность уровня 2, которая при возбуждении атома из равновесно заселенного основного состояния зависит только от интенсивности возбуждающего излучения, но не от его поляризации.

Рассмотрим схему определения поляризации ВУФ излучения, представленную на рис. 1. Пусть исходное излучение распространяется вдоль оси  $\mathbf{Z}$ , а излучение флуоресценции регистрируется в телесном угле  $\Omega$  с полураспростором  $\Theta_c$ , ось которого также направлена по  $\mathbf{Z}$ . Будем считать, что поверхность линейного или циркулярного анализатора, используемого для определения поляризации излучения флуоресценции, параллельна плоскости  $(x, y)$ . Если эффекты, связанные с наклонным падением исследуемого излучения флуоресценции на линейный анализатор, малы [20], то после прохождения данного анализатора регистрируемое излучение можно считать линейно поляризованным в плоскости, параллельной  $(x, z)$ , независимо от направления распространения (т.е. вектор поляризации определяется пересечением плоскости  $(x, z)$  и плоскости, перпендикулярной направлению распространения света  $s$ ).

Подставляя соотношения (8), (13) в (9) и выполняя интегрирование в пределах телесного угла  $\Omega$ , получим выражения, связывающие параметры Стокса возбуждающего ВУФ излучения  $I_k$  с интегральными параметрами Стокса излучения флуоресценции  $S_k$  ( $k = 1, 2, 3$ ),

$$S_1 = \frac{3A_2M_2G(\Theta_c)}{2A_0M_0 + \frac{1}{2}\cos\Theta_c(1 + \cos\Theta_c)A_2M_2} \times (1 - \Delta S_1(\Theta_c, \mathbf{e}_i))I_1,$$

$$S_2 = \frac{3A_2M_2G(\Theta_c)}{2A_0M_0 + \frac{1}{2}\cos\Theta_c(1 + \cos\Theta_c)A_2M_2} \times (1 - \Delta S_2(\Theta_c, \mathbf{e}_i))I_2,$$

$$S_3 = \frac{\frac{3}{2}A_1M_1(1 + \cos\Theta_c)}{2A_0M_0 + \frac{1}{2}\cos\Theta_c(1 + \cos\Theta_c)A_2M_2} \times (1 - \Delta S_3(\Theta_c, \mathbf{e}_i))I_3, \quad (15)$$

где

$$G(\Theta_c) = \frac{1}{2\pi(1 - \cos\Theta_c)} \int_0^{\Theta_c} \int_0^{2\pi} g(\Theta, \phi) \sin\Theta d\Theta d\phi,$$

$$g(\Theta, \phi) = (\cos^2\Theta \cos^2\gamma - \sin^2\gamma) \cos 2\phi + \cos\Theta \sin 2\gamma \sin 2\phi,$$

$$\gamma \equiv \gamma(\Theta, \phi) = \arctg(\cos\Theta \operatorname{tg}\phi),$$

$$A_x = \begin{Bmatrix} 1 & 1 & x \\ j_2 & j_2 & j_3 \end{Bmatrix}, \quad M_x = \begin{Bmatrix} 1 & 1 & x \\ j_2 & j_2 & j_1 \end{Bmatrix},$$

а функции  $\Delta S_k(\Theta_c, e_i)$  ( $k = 1, 2, 3$ ) учитывают появление ошибки поляризационных измерений в случае, когда анализатор работает в непараллельном пучке света [20]. Можно показать, что  $\Delta S_k$  как функции от параметров Стокса  $I_m$  имеют следующий вид ( $m = 1, 2, 3$ ):

$$\Delta S_k(\Theta_c, I_1, I_2, I_3) = \frac{\sum_m \alpha_{km} I_m}{\sum_m \alpha'_{km} I_m}. \quad (16)$$

Поэтому, вообще говоря, для нахождения параметров Стокса следуемого излучения  $I_m$  необходимо решать систему нелинейных уравнений, причем определение коэффициентов  $\alpha_{km}, \alpha'_{km}$ , зависящих от оптических свойств используемых анализаторов, требует довольно громоздких вычислений. Однако, как показано в работе [20], для углов  $\Theta_c \leq 40^\circ$  абсолютные величины  $\Delta S_{1,2,3}$  малы ( $|\Delta S_{1,2}| \leq 0.01, |\Delta S_3| \leq 0.04$ ), что позволяет не учитывать появление ошибки поляризационных измерений вследствие наклонного падения света на анализатор при определении параметров Стокса  $I_m$  с предполагаемой точностью.

Если излучение флуоресценции регистрируется в направлении, определяемом полярными углами  $\Theta, \phi$ , то, пренебрегая эффектами, связанными с конечностью телесного угла регистрации данного излучения, получим

$$S_1(\vartheta, \Omega) = \frac{A_2M_2 \left( -\frac{3}{2}\sin^2\vartheta + \frac{3}{2}(1 + \cos^2\vartheta) \cdot I_1 \right)}{2A_0M_0 - A_2M_2 \left( \frac{1}{2}(1 - 3\cos^2\vartheta) + \frac{3}{2}I_1 \sin^2\vartheta \right)},$$

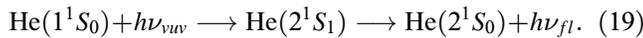
$$S_2(\vartheta, \Omega) = \frac{3A_2M_2 \cos\vartheta \cdot I_2}{2A_0M_0 - A_2M_2 \left( \frac{1}{2}(1 - 3\cos^2\vartheta) + \frac{3}{2}I_1 \sin^2\vartheta \right)},$$

$$S_3(\vartheta, \Omega) = \frac{3A_1M_1 \cos\vartheta \cdot I_3}{2A_0M_0 - A_2M_2 \left( \frac{1}{2}(1 - 3\cos^2\vartheta) + \frac{3}{2}I_1 \sin^2\vartheta \right)}. \quad (17)$$

В этом приближении в случае, когда направление распространения исходного ВУФ излучения и направление регистрации флуоресценции совпадают, зависимость  $S_k$  от  $I_k$  принимает более простой вид [13]

$$\begin{aligned} S_1 &= \frac{3A_2M_2}{2A_0M_0 + A_2M_2} I_1, \\ S_2 &= \frac{3A_2M_2}{2A_0M_0 + A_2M_2} I_2, \\ S_3 &= \frac{3A_1M_1}{2A_0M_0 + A_2M_2} I_3. \end{aligned} \quad (18)$$

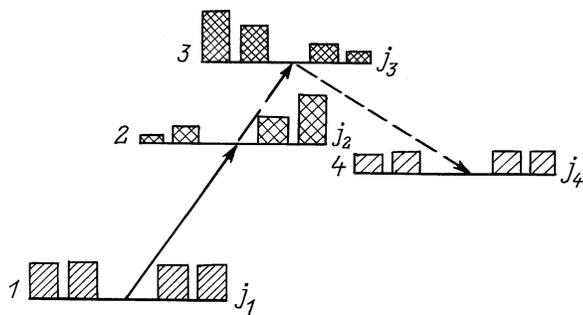
Рассмотрим пример реализации предлагаемого способа. Для определения состояния поляризации ВУФ излучения с длиной волны  $\lambda_{vuv} = 58.4 \text{ nm}$  может быть использована реакция фотовозбуждения атомов гелия



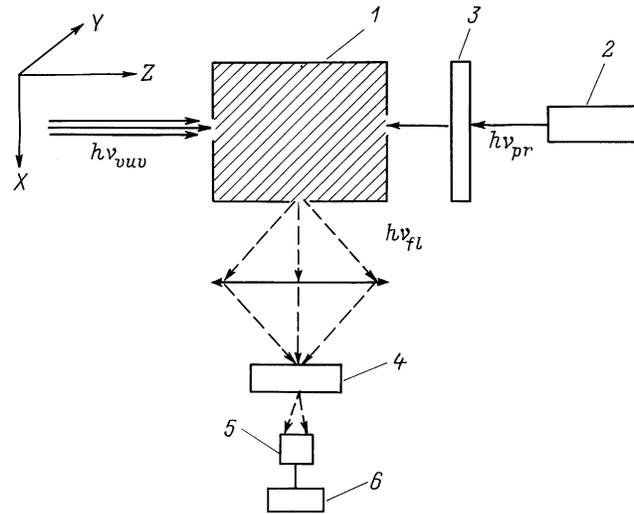
Здесь флуоресценция должна регистрироваться на длине волны  $\lambda_{fl} = 2058.1 \text{ nm}$ , причем соотношения (18) в данном случае сводятся к  $S_k = I_k$  ( $k = 1, 2, 3$ ). Кроме рассмотренной реакции могут быть использованы и другие реакции с участием как атомов He, так и других атомов и молекул. Для продвижения в область более коротковолнового ВУФ излучения могут применяться реакции фотовозбуждения атомных и молекулярных ионов.

### Метод пробного луча

Сущность данного метода заключается в регистрации дихроизма поглощения пробного луча света в атомном газе, предварительно облучаемом исследуемым ВУФ излучением, с последующим определением значений искомым параметров Стокса ВУФ излучения по известным формулам. Схема уровней энергии атома, поясняющая рассматриваемый фотопроект, представлена на рис. 2. Предполагается, что сначала атомы возбуждаются ВУФ излучением из своего основного состояния с угловым моментом  $j_1$  в состояние 2 (первое возбужденное состояние) с угловым моментом  $j_2$ , а затем возбужденный



**Рис. 2.** Схема уровней атома, поясняющая метод пробного луча: 1–2 — переход под действием ВУФ излучения с поляризацией  $e$ , 2–3 — переход под действием пробного излучения с поляризацией  $e_p$ , 3–4 — регистрируемое излучение флуоресценции.



**Рис. 3.** Схема экспериментальной установки для определения поляризации ВУФ излучения методом пробного луча: 1 — камера поглощения с атомным газом, 2 — источник пробного излучения (лазер), 3 — поляризатор, 4 — монохроматор, 5 — фотодетектор, 6 — система регистрации.

атомный газ зондируется с помощью пробного поляризованного (например, лазерного) излучения на переходе  $2 \rightarrow 3$ . Циркулярный или линейный дихроизм поглощения этого пробного луча регистрируется методом лазерно-индуцированной флуоресценции по интенсивности флуоресценции с уровня 3 (второе возбужденное состояние) на уровень 4 в зависимости от поляризации пробного излучения. Предлагаемая схема экспериментальной установки показана на рис. 3.

Преимущество этого метода по сравнению с флуоресцентным методом, который рассматривается в предыдущем разделе, заключается в увеличении чувствительности, а также для случая использования в качестве источника пробного излучения импульсного лазера в возможности исключить влияние эффекта деполаризации состояния 2 при его каскадном заселении и вследствие пленения излучения флуоресценции в объеме газа.

Рассмотрим взаимодействие произвольным образом поляризованного ВУФ излучения с атомным газом, приводящее к дихроизму этого газа для пробного излучения, резонансного одной из атомных линий. Поглощение ВУФ излучения приводит к неравновесной заселенности зеемановских подуровней первого возбужденного состояния атомов, находящихся в камере поглощения. Как уже было замечено выше, заселенность подуровней зависит от поляризации возбуждающего излучения [15,16]

$$f_{m_1 m'_1}(\mathbf{e}_i) = F'_0 \sum_{\mu} (d_{m_1 \mu} \mathbf{e}_i) (d_{m'_1 \mu} \mathbf{e}_i)^*, \quad (20)$$

где  $f_{m_1 m'_1}$  — матрица плотности атомов в первом возбужденном состоянии,  $F'_0$  — константа пропорциональности,  $d_{m_1 \mu}$  — матричный элемент оператора дипольного

момента атома,  $\mathbf{e}_i$  — вектор поляризации возбуждающего излучения, значки  $m_1$  и  $m'_1$  нумеруют подуровни первого возбужденного состояния,  $\mu$  — основного.

Заселенность подуровней второго возбужденного состояния, образующегося при поглощении атомами, находящимися в состоянии 2, пробного излучения, зависит как от заселенности первого возбужденного уровня (т.е. от поляризации исходного излучения), так и от поляризации пробного излучения. Выражение для элементов матрицы плотности атомов в состоянии 3  $f_{m_2 m'_2}$ , где значки  $m_2$  и  $m'_2$  нумеруют подуровни данного состояния, может быть записано в виде

$$f_{m_2 m'_2}(\mathbf{e}_i, \mathbf{e}_p) = F'_1 \sum_{m_1 m'_1} f_{m_1 m'_1}(\mathbf{e}_i) (\mathbf{d}_{m_2 m_1} \mathbf{e}_p) (\mathbf{d}_{m'_2 m'_1} \mathbf{e}_p)^*, \quad (21)$$

где  $F'_1$  — константа пропорциональности,  $\mathbf{e}_p$  — вектор поляризации пробного излучения.

Переходя к представлению неприводимых тензорных операторов, можем записать

$$f_{m_1 m'_1}(\mathbf{e}_i) = \sum_{\kappa_1=0}^{2j_2} \sum_{q_1=-\kappa_1}^{\kappa_1} (-1)^{q_1} f_{q_1}^{\kappa_1}(\mathbf{e}_i) (T_{-q_1}^{\kappa_1})_{m_1 m'_1}, \quad (22)$$

$$f_{m_2 m'_2}(\mathbf{e}_i, \mathbf{e}_p) = \sum_{\kappa_2=0}^{2j_3} \sum_{q_2=-\kappa_2}^{\kappa_2} (-1)^{q_2} f_{q_2}^{\kappa_2}(\mathbf{e}_i, \mathbf{e}_p) (T_{-q_2}^{\kappa_2})_{m_2 m'_2}, \quad (23)$$

$$f_{q_2}^{\kappa_2}(\mathbf{e}_i, \mathbf{e}_p) = (-1)^{q_2} \frac{2j_3 + 1}{2\kappa + 1} \times \sum_{m_2 m'_2} f_{m_2 m'_2}(\mathbf{e}_i, \mathbf{e}_p) (T_{-q_2}^{\kappa_2})_{m_2 m'_2}, \quad (24)$$

где  $f_{q_1}^{\kappa_1}$  — неприводимые компоненты матрицы плотности  $f_{m_1 m'_1}$ ,  $f_{q_2}^{\kappa_2}$  — матрицы плотности  $f_{m_2 m'_2}$ .

Согласно теореме Вигнера–Эккарта [19], матричные элементы круговой компоненты  $q_2$  ( $q_2 = 0, \pm 1$ ) оператора дипольного момента могут быть выражены через произведение  $3j$ -символов и приведенных матричных элементов ( $j_3 \parallel d \parallel j_2$ )

$$(d_{q_2})_{m_2 m_1} = (-1)^{j_3 - m_2} \begin{pmatrix} j_3 & 1 & j_2 \\ -m_2 & q_2 & m_1 \end{pmatrix} (j_3 \parallel d \parallel j_2). \quad (25)$$

Подставляя (21), (22) и (25) в (24), после ряда алгебраических преобразований получаем

$$f_{q_2}^{\kappa_2}(\mathbf{e}_i, \mathbf{e}_p) = F_2 (-1)^{1+\kappa_2} \sum_{\kappa_1 q_1} (-1)^{q_1} \Pi_{\kappa_1}^2 f_{q_1}^{\kappa_1}(\mathbf{e}_i) \times \sum_{\kappa' q'} \Pi_{\kappa'}^2 \begin{pmatrix} \kappa_1 & \kappa_2 & \kappa' \\ -q_1 & q_2 & -q' \end{pmatrix} B_{\kappa_2 \kappa_1 \kappa'} \Phi_{q'}^{\kappa'}(\mathbf{e}_p), \quad (26)$$

где для упрощения записи использованы следующие обозначения:

$$\Pi_{\kappa} = \sqrt{2\kappa + 1},$$

$$B_{\kappa_2 \kappa_1 \kappa'} \equiv B_{\kappa_2 \kappa_1 \kappa'}(j_3, j_2) = \begin{Bmatrix} j_3 & j_2 & 1 \\ j_3 & j_2 & 1 \\ \kappa_2 & \kappa_1 & \kappa' \end{Bmatrix}. \quad (27)$$

Здесь выражение в фигурных скобках —  $9j$ -символ [18]. Соотношение (26) связывает матрицы плотности атомов, находящихся в первом и втором возбужденных состояниях, с поляризацией пробного излучения. Заметим, что последовательное применение соотношения (26) позволяет вычислять элементы матрицы плотности любого состояния атомов, подвергающихся каскадному возбуждению.

Выражение для интенсивности излучения флуоресценции на переходе  $3 \rightarrow 4$  можно получить, подставив в выражение для интенсивности (4) в качестве компонент матрицы плотности верхнего флуоресцирующего уровня  $f_{q_2}^{\kappa_2}$ , задаваемые соотношением (26), в котором  $f_{q_1}^{\kappa_1}$  определяются согласно выражению (8). Используя определение неприводимого нами векторного произведения тензоров [18]

$$\{M_{j_1} \otimes N_{j_2}\}_{jm} = \sum_{m_1 m_2} C_{j_1 m_1 j_2 m_2}^{jm} M_{j_1 m_1} N_{j_2 m_2}, \quad (28)$$

где  $M$  и  $N$  — произвольные неприводимые тензоры второго ранга порядка  $j_1$  и  $j_2$  соответственно, а также используя определение скалярного произведения

$$[M'_j N'_j] = \sum_m (-1)^{-m} M'_{jm} N'_{j-m}, \quad (29)$$

где  $M'$  и  $N'$  — неприводимые тензоры порядка  $j$ , выражение для интенсивности  $S$  излучения флуоресценции с поляризацией, задаваемой вектором  $\mathbf{e}_f$ , может быть записано в виде

$$S(\mathbf{e}_i, \mathbf{e}_p, \mathbf{e}_f) = S''_0 \sum_{\kappa, \kappa_1, \kappa_2=0}^2 G_{\kappa \kappa_1 \kappa_2}(j_1, j_2, j_3, j_4) \times [\{\Phi_{\kappa_1}(\mathbf{e}_i) \otimes \Phi_{\kappa_2}^*(\mathbf{e}_p)\}_{\kappa} \Phi_{\kappa}(\mathbf{e}_f)], \quad (30)$$

$$G_{\kappa \kappa_1 \kappa_2}(j_1, j_2, j_3, j_4) = \Pi_{\kappa_1 \kappa_2} \begin{Bmatrix} 1 & 1 & \kappa_1 \\ j_2 & j_2 & j_1 \end{Bmatrix} \times \begin{Bmatrix} 1 & 1 & \kappa \\ j_3 & j_3 & j_4 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} j_3 & j_2 & 1 \\ j_3 & j_2 & 1 \\ \kappa & \kappa_1 & \kappa_2 \end{Bmatrix},$$

где  $S''_0$  — нормировочная константа.

Используя представление (13) применительно к функциям  $\Phi_{q_1}^{\kappa_1}(\mathbf{e}_i)$ ,  $\Phi_{q_2}^{\kappa_2}(\mathbf{e}_p)$  и  $\Phi_q^{\kappa}(\mathbf{e}_f)$ , можем выразить интенсивность излучения флуоресценции, задаваемую соотношением (30), через параметры Стокса исходного ВУФ излучения  $I_k$  и пробного излучения  $P_k$  ( $k = 1, 2, 3$ ). В качестве примера рассмотрим одну из возможных схем проведения эксперимента (рис. 3). Пусть ВУФ излучение распространяется вдоль оси  $Z$ , пробное излучение — в противоположном направлении, а излучение флуоресценции регистрируется в направлении, соответствующем оси  $X$ . После ряда простых, но громоздких

алгебраических преобразований получим явную зависимость интенсивности флуоресценции  $S$  от параметров Стокса  $I_k$  и  $P_k$

$$S = K \{ R_1 + R_2 P_1 + (R_3 + R_4 P_1) I_1 - R_4 P_2 I_2 + R_5 P_3 I_3 \}, \quad (31)$$

где  $K$  — некоторая константа, коэффициенты  $R_1 - R_5$  определяются величинами угловых моментов  $j_1 - j_4$  следующим образом:

$$\begin{aligned} R_1 &= -\frac{1}{3\sqrt{3}} M_0 \left( A_0 B_{000} + \frac{1}{2\sqrt{5}} A_2 B_{022} \right) + \frac{\sqrt{5}}{6\sqrt{6}} M_2 \\ &\times \left( \frac{1}{\sqrt{2}} A_2 B_{202} + \frac{5}{\sqrt{10}} \left( \frac{1}{\sqrt{5}} A_2 B_{220} - \frac{1}{\sqrt{7}} B_{222} \right) \right), \\ R_2 &= \frac{\sqrt{5}}{4\sqrt{3}} M_2 \left( \frac{\sqrt{5}}{\sqrt{7}} A_2 B_{222} + A_0 B_{202} \right), \\ R_3 &= \frac{\sqrt{5}}{4\sqrt{3}} M_2 \left( \frac{\sqrt{5}}{\sqrt{7}} A_2 B_{222} + A_0 B_{220} \right), \\ R_4 &= \frac{1}{2\sqrt{3}} A_2 \left( \frac{1}{\sqrt{5}} M_0 B_{022} + \frac{5}{\sqrt{14}} M_2 B_{222} \right), \\ R_5 &= -\frac{1}{2} A_1 \left( \frac{1}{3} M_0 B_{011} + \frac{\sqrt{3}}{\sqrt{2}} M_2 B_{211} \right), \\ A_{\varkappa} &= \begin{Bmatrix} 1 & 1 & \varkappa \\ j_2 & j_2 & j_1 \end{Bmatrix}, \quad M_{\varkappa} = \begin{Bmatrix} 1 & 1 & \varkappa \\ j_3 & j_3 & j_4 \end{Bmatrix}, \\ B_{\varkappa_1 \varkappa_2} &= \begin{Bmatrix} j_3 & j_2 & 1 \\ j_3 & j_2 & 1 \\ \varkappa & \varkappa_1 & \varkappa_2 \end{Bmatrix}. \end{aligned}$$

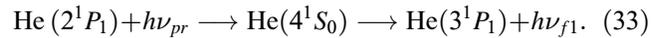
Как следует из соотношения (31), для определения искоемых параметров Стокса  $I_k$  необходимо проведение четырех измерений интенсивности  $S$  для различных комбинаций параметров Стокса пробного излучения  $P_k$ . Затем четыре неизвестных величины  $K$ ,  $I_k$  ( $k = 1, 2, 3$ ) ищутся как решение системы четырех уравнений, полученной на основе (31).

Рассмотрим одну из возможных последовательностей проведения измерений. В первом измерении следует выбрать пробное излучение линейно поляризованным вдоль оси  $X$ . Этому излучению соответствуют следующие нормированные параметры Стокса:  $P_1 = 1$ ,  $P_2 = 0$ ,  $P_3 = 0$ . При втором измерении следует использовать линейно поляризованное вдоль оси  $Y$  пробное излучение с параметрами Стокса  $P_1 = -1$ ,  $P_2 = 0$ ,  $P_3 = 0$ . В третьем измерении — линейно поляризованное под углом  $45^\circ$  к оси  $X$  пробное излучение  $P_1 = 0$ ,  $P_2 = 1$ ,  $P_3 = 0$  и, наконец, в четвертом измерении — циркулярно поляризованное излучение с параметрами Стокса  $P_1 = 0$ ,  $P_2 = 0$ ,  $P_3 = 1$ . В каждом опыте измеряется интенсивность флуоресценции  $S_n$ , где  $n$  — номер опыта. На основе (31) можем получить соотношения между нормированными параметрами Стокса ВУФ излучения  $I_k$

и определяемыми из эксперимента интенсивностями  $S_n$  ( $n = 1, 2, 3, 4; k = 1, 2, 3$ )

$$\begin{aligned} I_1 &= \frac{(S_1 - S_2)(R_1 + R_2) - 2R_2}{(S_2 - S_1)(R_3 + R_4) + 2R_4}, \\ I_2 &= \left( 2 \frac{S_1 - S_3}{S_1 - S_2} - 1 \right) \left( \frac{R_2}{R_4} + I_1 \right), \\ I_3 &= \left( 2 \frac{S_4 - S_1}{S_1 - S_2} + 1 \right) \left( \frac{R_2}{R_4} + I_1 \right) \frac{R_4}{R_5}. \end{aligned} \quad (32)$$

В качестве примера определения состояния поляризации ВУФ излучения с длиной волны  $\lambda = 58.4$  nm рассмотрим следующую реакцию фотовозбуждения атомов гелия:



Здесь длина волны пробного излучения  $\lambda_{pr} = 504.8$  nm, а длина волны излучения флуоресценции  $\lambda_{f1} = 2074$  nm. В этом случае

$$\begin{aligned} I_1 &= \frac{11 S_1 - S_2}{3 S_1 + S_2}, \\ I_2 &= \frac{11 S_1 + S_2 - 2S_3}{3 S_1 + S_2}, \\ I_3 &= \frac{11 S_1 + S_2 - 2S_4}{5 S_1 + S_2}. \end{aligned} \quad (34)$$

## Выводы

Прежде чем переходить к выводам, следует сказать, что недавно флуоресцентный метод был успешно продемонстрирован экспериментально в работе [21], в которой измерялась циркулярная поляризация синхротронного излучения канала (3.3).

В настоящей работе теоретически исследованы два новых метода определения состояния поляризации ВУФ излучения. Предлагаемые методы позволяют проводить поляризационные измерения для излучения в диапазоне длин волн 10–100 nm и обладают рядом преимуществ по сравнению с известными способами: большей точностью, быстротой и возможностью проводить невозмущающий контроль поляризации исследуемого ВУФ излучения. Сущность этих методов состоит в создании и регистрации неравновесной заселенности магнитных подуровней атомов, ионов или молекул, возбуждаемых исходным ВУФ излучением, с последующим определением поляризации ВУФ излучения на основании проведенных измерений по известным формулам.

Флуоресцентный метод предполагает регистрацию неравновесной заселенности возбужденного состояния используемых в эксперименте атомов посредством определения поляризации излучения флуоресценции, которое может лежать в инфракрасном, видимом или ультрафиолетовом участках спектра. В данной работе получены соотношения, связывающие нормированные параметры

Стокса исходного ВУФ излучения и регистрируемого излучения флуоресценции для общего случая, когда направления распространения исходного и регистрируемого излучений не совпадают, а сбор излучения флуоресценции производится в телесном угле с полураствором  $\Theta_c$ .

Основными недостатками флуоресцентного метода являются следующие: 1) невозможность проведения поляризационных измерений ВУФ излучения в широком диапазоне частот, необходимо, чтобы частота исследуемого излучения была резонансна одному из переходов используемых атомов, ионов или молекул, поэтому для определения поляризации излучений с различными длинами волн, вообще говоря, требуется использовать различные поглощающие среды; 2) наличие столкновительной деполяризации возбужденного состояния используемых атомов, а также деполяризация в результате каскадного заселения данного состояния и вследствие пленения излучения флуоресценции в объеме, занятом газом.

Второй из рассмотренных методов — метод пробного луча позволяет радикально избавиться от деполяризации возбужденного состояния в результате столкновений, каскадного заселения и пленения излучения флуоресценции. Этот метод предполагает регистрацию неравновесной заселенности возбужденного состояния посредством регистрации дихроизма поглощения пробного лазерного излучения по измерению интенсивности флуоресценции, индуцируемой пробным излучением. В работе получены соотношения, позволяющие определить параметры Стокса исходного ВУФ излучения по известным параметрам Стокса пробного излучения и измеренным интенсивностям излучения флуоресценции. Рассмотрены примеры предлагаемых способов.

Авторы выражают благодарность участникам исследований [21] за возможность ознакомиться с препринтом работы до ее опубликования.

Настоящее исследование поддержано грантом РФФИ № 96-15-96368. В.Ю. Бакман благодарен Фонду Сороса за студенческий грант.

## Список литературы

- [1] *Зайдель А.Н., Шрейдер Е.Я.* Вакуумная ультрафиолетовая спектроскопия и ее применения. М.: Наука, 1976. С. 456.
- [2] *Winick H., Doniach S.* Synchrotron Radiation Research. New York: Plenum Press, 1980.
- [3] *Hamm R.N., MacRae R.A.* // JOSA. 1965. Vol. 55. P. 1460.
- [4] *Schledermann M., Skiblowski M.* // Appl. Opt. 1971. Vol. 10. P. 321.
- [5] *Westerveld W.B., Becker K., Zetner P.W.* et al. // Appl. Opt. 1985. Vol. 24. P. 2256.
- [6] *Saito N.* // Appl. Opt. 1990. Vol. 29. P. 4538.
- [7] *Koide T., Shidara T., Yuri M.* et al. // Phys. Rev. B. 1991. Vol. 44. P. 4697.
- [8] *Johnson R.L., Barth J., Cordona M.* et al. // Phys. Rev. B. 1990. Vol. 41. P. 3291.
- [9] *Gluskin E.S.* // Rev. Sci. Instr. 1986. Vol. 63. P. 1523.
- [10] *Koide T., Shidara T., Yuri M.* et al. // Rev. Sci. Instr. 1992. Vol. 63. P. 1458.
- [11] *Бобашев С.В., Васютинский О.С.* // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. Вып. 23. С. 1453.
- [12] *Бакман В.Ю., Бобашев С.В., Васютинский О.С.* // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 20. Вып. 19. С. 14.
- [13] *Bakman V.Yu., Bobashev S.V., Vasyutinskii O.S.* // Solar Phys. 1996. Vol. 164. P. 397.
- [14] *Феофилов П.П.* Поляризованная люминесценция атомов, молекул и кристаллов. М.: Физматгиз, 1959.
- [15] *Дьяконов М.И.* // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. С. 2213.
- [16] *Константинов О.В., Перель В.И.* // ЖЭТФ. 1963. Т. 45. Вып. 1. С. 279.
- [17] *Эдмондс А.* Деформация атомных ядер. М.: Наука, 1958. С. 305.
- [18] *Варшалович Д.А., Москалев А.Н., Херсонский В.К.* Квантовая теория углового момента. М.: Наука, 1975.
- [19] *Mitchell A.C., Zemansky M.W.* Resonance Radiation and Excited Atoms. Univ. Press, 1934.
- [20] *Бакман В.Ю., Васютинский О.С.* Исследование прохождения поляризованного излучения через анализатор. Препринт ФТИ. Л., 1996. № 1670. С. 1–32.
- [21] *Latimer C.J., MacDonald M.A., Finetti P.* // Proc. 12<sup>th</sup> Intern. Conf. on Vacuum Ultraviolet Radiation Physics. USA, 1998. P. Tu114.