

# АНОМАЛЬНЫЕ МАГНИТО-ОПТИЧЕСКИЕ РЕЗОНАНСЫ НА СОСТОЯНИЯХ $2p^5 3s$ В РАЗРЯДЕ В Ne

А.П.Горбенко

НИИ Физики Санкт-Петербургского государственного университета,  
ул.Ульяновская 1, Санкт-Петербург, 198903, Россия  
e-mail: spbgor@mail.ru

Экспериментально наблюдались магнито-оптические резонансы, как результат разрушения в магнитном поле выстраивания первого резонансного  $^3P_1 (1s_4)$  и метастабильных  $^3P_0 (1s_3)$ ,  $^3P_2 (1s_5)$  уровней неона. Неожиданные результаты были получены на линиях 616.3 нм и 626.6 нм. Поглощающее состояние  $^3P_0 (1s_3)$  имеет  $J=0$ , что исключает наблюдение сигналов, обусловленных когерентностью зеемановских подуровней. В то же время не регистрировался МО-сигнал на линии 585.2 нм. На линиях 594.4 нм и 614.3 нм наблюдались двухкомпонентные сигналы. Приводится обсуждение возможных механизмов выстраивания  $2p^5 3s$  уровней Ne.

## Введение

В серии ранее опубликованных работ [1-4] экспериментально наблюдались магнито-оптические резонансы, обусловленные выстраиванием резонансного  $^3P_1 (1s_4)$  по Пашену состояния и метастабильного  $^3P_2 (1s_5)$  состояния неона. В работах [6,7] наблюдались аномально узкие магнито-оптические резонансы на переходе  $3s_2 - 2p_4$  ( $\lambda=632.8$  нм), для объяснения которых привлекалась в частности гипотеза о выстраивании метастабильного уровня  $^3P_2$ . Возможность прямого наблюдения выстраивания метастабильного состояния вытекает из того факта, что оптические свойства (поглощение и преломление) плазмы тлеющего разряда, в которой присутствует выстраивание, меняются при наложении магнитного поля, которое разрушает выстраивание. При изучении резонансных или метастабильных состояний атомов, когда регистрация флуоресценции затруднена или невозможна, особую роль приобретают поляризационные магнито-оптические методы [3], основанные на регистрации изменения поляризационных характеристик све-

та постороннего источника от величины магнитного поля. Подчеркнем, что оптическая активность плазмы проявляется при взаимодействии резонансного излучения с атомами, выстроенными процессами в самом разряде.

## Эксперимент

Экспериментальная установка и геометрия эксперимента аналогична используемой в работах [3,4]. Использовалась кювета длиной 30 см, внутренний диаметр 0.7 см. В качестве источника зондирующего излучения использовался лазер на красителе. Для настройки лазерного излучения на исследуемые линии в Ne применялись специальные методы [8]. Давление неона и ток разряда устанавливались для получения максимального уровня сигнала. Все основные результаты получены при давлении в диапазоне 0.13 – 0.3 Торр. Ток разряда не превышал 40 мА. Регистрировалась интенсивность прошедшего излучения лазера на красителе в зависимости от величины продольного или поперечного магнитного поля.

Область перестройки лазера на красителе позволила исследовать переходы в Ne, представленные на рис.1.

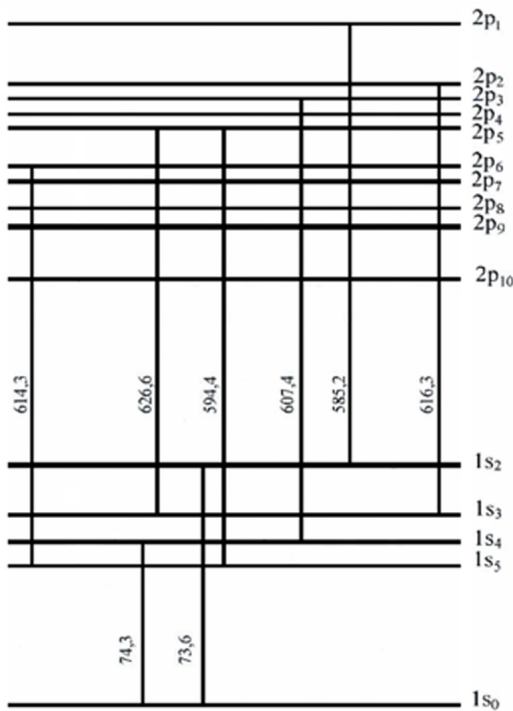


Рис.1. Схема уровней атома неона.

Первые исследования были проведены на первом резонансном уровне Ne  $^3P_1$  ( $1s_4$ ) на линиях 603.0, 607.4 и 609.6 нм. Ток разряда 50 мА, оптимальное давление Ne для линии 603.0 нм – 0.2 ÷ 0.7 Торр, для 607.4 нм – 0.05 ÷ 0.7 Торр, для 609.6 нм – 0.05 ÷ 0.2 Торр. Амплитуда сигналов линейно растет с увеличением тока разряда вплоть до 100 мА. Результаты измерений показали, что  $^3P_1$  состояние Ne обладает скрытым выстраиванием, что в условиях анизотропных столкновений приводит к возникновению ориентации, которая, в свою очередь, приводит к оптической активности плазмы газового разряда. Характерный вид сигналов приведен на рис.2.

Сигналы, наблюдаемые в магнитном поле, имеют сложную форму и состоят из параболической подложки, обусловленной обычным эффектом Зеемана; и резонансной особенностью, центрованной относительно точки  $H = 0$ . Столь необычная

форма сигнала (с «крыльями») обусловлена проявлением ориентации  $\rho_0^1$  [2].

$$\rho_0^1 \approx \frac{\Omega}{\gamma^3} \sin^2 \psi \left[ \frac{\sin^2 \psi}{1 + \frac{4\Omega^2}{\gamma^2}} + \frac{\cos^2 \psi}{1 + \frac{\Omega^2}{\gamma^2}} \right] \quad (1)$$

Для интенсивности прошедшего через разряд лазерного света легко показать, что  $I_{\text{вых.}} = C * I_0 (\rho_0^1)^2$ . Выражение (1) показывает, что основная зависимость прошедшего света от приращения магнитного поля сосредоточена в областях магнитных полей  $\Omega = 0 \div 2\gamma$ .

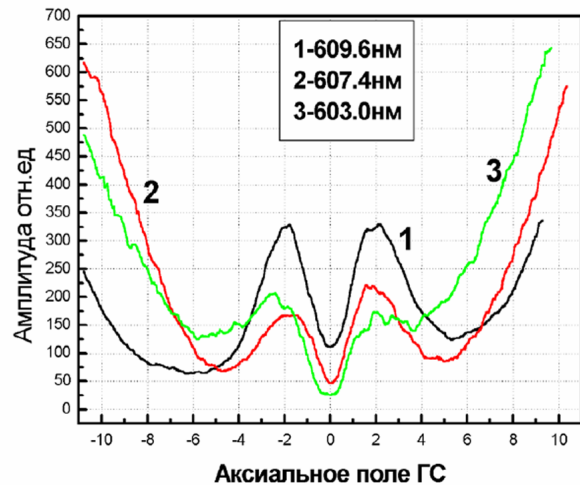


Рис. 2. Зависимость от магнитного поля интенсивности лазерного излучения, прошедшего через разряд постоянного тока в неоне. Исследование первого резонансного уровня Ne  $^3P_1$  ( $1s_4$ ).

Зависимость сигналов ориентации от давления неона позволяет измерить константу распада выстраивания поглощающего состояния. Проведенные измерения  $\delta H(P)$  дают следующую величину  $\delta H(P) = (1,67 \pm 0,10) \text{ Э} + (0,73 \pm 0,38) p \cdot \text{Э/мм}$  рт.ст. Если учесть множитель Ланде для уровня  $^3P_1$  ( $1s_4$ )  $g=1,464$ , получим для полной ширины уровня  $\gamma(2) = (6.8 \pm 0.4) \text{ МГц} + (3.0 \pm 1.5) p \cdot \text{МГц/мм}$  рт.ст. Сравнение с измерениями, проведенными другими методами, показывает хорошее согласие полученных результа-

тов. Это позволяет использовать поляризационный метод для исследования метастабильных состояний в неоне.

В работе [3] описываются результаты наблюдения выстраивания метастабильного состояния  $^3P_2 (I_{S_5})$  методом поляризационной спектроскопии. Суть метода состоит в регистрации поглощения света линейной поляризации от внешнего источника средой, в которой самовыстраивание наводит дихроизм и гиротропию. Магнитное поле, разрушающее выстраивание, направлено перпендикулярно распространению лазерного луча (поперечное поле), и составляет угол  $\pi/4$  к вектору поляризации. Регистрировалось изменение интенсивности  $\Delta I(H)$ , которое характеризует величину линейного дихроизма, наведенного выстраиванием. Измерения проводились на линии 588.2 нм. Давление Ne в кювете составляло примерно 0.2 Торр. Ширина наблюдаемых магнитооптических резонансов составляет  $(0.33 \pm 0.04)$  Э. Предполагая, что полученные данные обусловлены выстраиванием метастабильного состояния  $I_{S_5}$ , можно оценить время жизни выстраивания  $\tau = (115 \pm 15)$  нс.

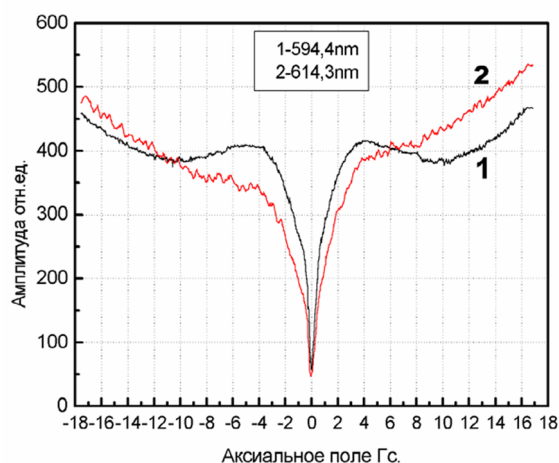


Рис. 3. Сигналы линейного дихроизма в продольном магнитном поле на переходах  $I_{S_5}-2p_5$  (594.4 нм),  $I_{S_5}-2p_6$  (614.3 нм).

Как видно из рисунка 3, форма сигналов, при всей их схожести и совпадении характерных ширин в шкале магнитного

поля, отличаются деталями. Кривые 1 и 2 состоят из 2-х резонансных особенностей с разными ширинами. Сигнал на линии 594.4 нм имеет форму, которая напоминает форму сигнала на линии 607.4 нм (рис.2), и на этом основании можно предположить о существовании ориентации состояния  $I_{S_5}$ . Но на линии 614.3 нм эта деталь отсутствует, хотя условия в разряде одинаковы. Для линии 594.4 нм оценки ширины для 1-й узкой компоненты дают значение 0.61 Э, а для 2-й узкой компоненты 5.9 Э. На линии 614.3 нм – 0.57 Э и 4.5 Э соответственно.

На этих же линиях были проведены измерения в поперечном магнитном поле. В такой геометрии эксперимента сигнал представляет собой разность интенсивностей  $I_\pi - I_\sigma$ . Эта разность, с учетом закона Бугера–Ламберта для малых поглощений ( $kL \ll 1$ ), может быть представлена в виде  $I_\pi - I_\sigma(H) = I_0(k_\pi - k_\sigma) = -C_1 \Omega^2 + C_2(\Gamma^2(2) + 4\Omega^2)^{-1} + C_3$ , где  $C_1, C_2, C_3$  – константы.

В эксперименте измеряется величина:

$$\Delta I(H) = \frac{I_0}{2} (e^{-k_{||}(H)l} - e^{-k_{\perp}(H)l}) \quad (2)$$

где  $I_0$  – интенсивность лазерного излучения на входе в кювету,  $l$  – длина поглощающего слоя. Учитывая малость  $\Delta k(H)$ , можем получить следующее выражение:

$$\Delta I(H) = \frac{I_0}{2} e^{-k_{||}(H)l} \Delta k(H)l \quad (3)$$

$$\Delta k(H) = (a_1 - a_2) \frac{F_0^2}{\Gamma_2} - a_3 \frac{1\Gamma_2 F_2^2}{(\Gamma_2)^2 + 4\Omega^2} \quad (4)$$

Регистрируемая в эксперименте величина  $\Delta I(H)$  пропорциональна  $\Delta k(H)$ . Первое слагаемое в формуле (4) от магнитного поля не зависит и, таким образом, при наличии выстраивания поглощающего состояния и при используемой экспериментальной методике, зависимость  $\Delta I(H)$  должна иметь резонансную особенность лоренцевой формы в окрестности нулевого магнитного поля. Ширина резонанса определяется временем распада выстраи-

вания  $1/G_2$ . Результаты этих измерений представлены на рис.4.

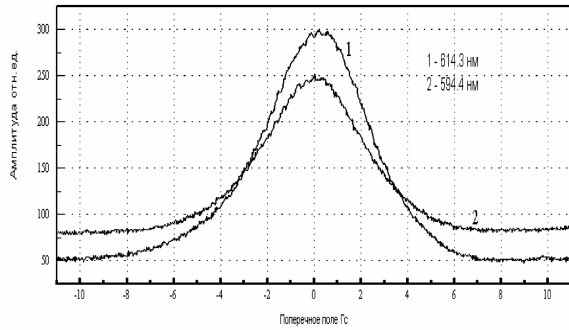


Рис. 4. Зависимость  $I\pi - I\sigma(H)$  в поперечном магнитном поле.

В поперечном магнитном поле результат получился достаточно ожидаемым:

1. Форма сигналов существенно упростилась и стала близка к лоренцевской.
2. Ширина сигналов на обеих линиях практически совпадает.

Оценки ширины наблюдаемых сигналов рис.4 дают величину 4–5 Гс, что близко к ширине широкой компоненты в сигналах на рис.3.

Самый неожиданный результат получен на линиях 616.3 и 626.6 нм. Поглощающее метастабильное состояние  $^3P_0$  ( $1s_3$ ) имеет  $J=0$  и по всем канонам в магнитном поле не должно быть сигналов, обусловленных когерентностью зеема-

новских подуровней. Однако, результат имеет место и представлен на рис.5.

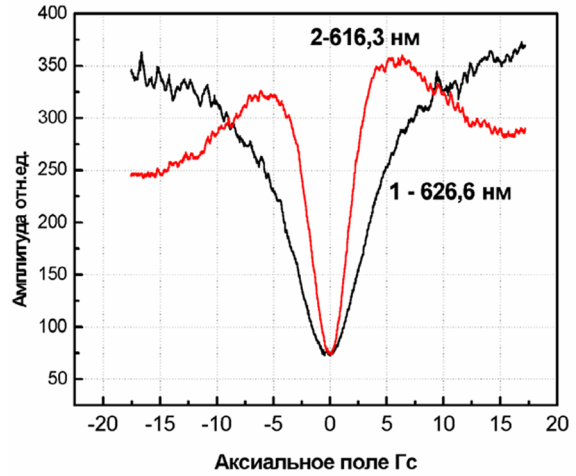


Рис. 5. Исследование переходов  $1s_3-2p_2$  (616.3 нм),  $1s_3-2p_5$  (626.6 нм) в продольном магнитном поле.

Как и в случае МО-резонансов на уровне  $1s_5$ , формы сигналов отличаются. Обращает на себя внимание совпадение формы сигнала на линиях 616.3 нм и 607.4 нм (рис.2). Интересно сравнить ширину сигнала на линии 616.3 нм, полагая что уровень  $^3P_0$  ( $1s_3$ ) обладает скрытым выстраиванием, а мы наблюдаем проявление ориентации; и ширину сигнала на линии 626.6 нм. Эти ширины близки. В таблице 1 представлены результаты измерений ширин МО-резонансов на различных линиях Ne разряда.

Таблица 1.

$\lambda$ , нм	Нижнее / J	g-фактор	$\Delta H_{1/2}$ , Э	Верхнее / J	g-фактор	$\Delta H_{1/2}$ Э(Ханле)
585.2	$1s_2$ 1	1.034		$2p_1$ 0		
616.3	$1s_3$ 0	-	~5	$2p_2$ 1	1.340	2.32
626.6	÷ ÷	-	~4.5	$2p_5$ 1	0.999	3.8
603.0	$1s_4$ 1	1.464	~2.3	$2p_2$ 1	1.340	2.32
607.4	÷ ÷	÷	1.67	$2p_3$ 0	-	
609.6	÷ ÷	÷	~2	$2p_4$ 2	1.301	2.57
594.4	$1s_5$ 2	1.503	~0.3/2.9	$2p_5$ 1	0.999	3.8
614.3	÷ ÷	÷	~0.28/2.7	$2p_6$ 2	1.229	2.39
588.2	÷ ÷	÷	0.33	$2p_2$ 1	1.340	2.32

### Обсуждение результатов

Поскольку переходы в основное состояние с метастабильных уровней  $1s_3$  и  $1s_5$  запрещены, анизотропия возбуждения отсутствует, поэтому макроскопическое и скрытое выстраивание не может быть создано. Таким образом, встает вопрос о механизме появления когерентности зеемановских подуровней. Для состояния  $^3P_2$  ( $1s_3$ ) вопрос о когерентности вообще не может быть поставлен, т.к.  $J = 0$ .

Выстраивание метастабильного состояния  $^3P_2$  ( $1s_5$ ) может образовываться по следующей схеме: как известно, скрытым выстраиванием обладает резонансный уровень  $^3P_1$  ( $1s_4$ ); при столкновениях оно передается метастабильному состоянию  $^3P_2$  ( $1s_5$ ). Согласно этой гипотезе ширина сигналов на линиях 594.5 и 614.3 нм должна быть уже, чем на 607.4 нм, поскольку при передаче выстраивания другому уровню при одинаковых множителях Ланде сигнал выстраивания сужается [5].

Другим механизмом выстраивания метастабильных состояний в неоне может быть перенос выстраивания с вышележащих  $p$ -уровней. Так в работе [6] сделана оценка относительных величин выстраивания уровней  $2p$  и их вклад в каскадное выстраивание уровня  $1s_5$ . Авторы считают, что в каскадный механизм выстраивания уровня  $1s_5$  основной вклад вносит сам уровень. В разряде неона выстраивание  $p$ -уровней образуется за счет анизотропии излучения на переходах  $2p^53s - 2p^53p$ . В цилиндрическом объеме в условиях, когда длина пробега фотона существенно больше диаметра кюветы, основной поток света направлен по оси и порождает выстраивание, что было экспериментально доказано. В положительном столбе разряда в Ne и в смеси Ne-Ne выстраивание  $2p$ -уровней наблюдается при давлениях вплоть до 10 Торр. Очевидно, что выстраивание конкретного уровня будет определяться всеми разрешенными переходами с него на  $2p^53s$  состояния. Затем выстраивание пере-

выстраивание переносится спонтанным распадом на уровень  $^3P_2$  ( $1s_5$ ). Из-за большого различия времен жизни будут проявляться магнито-оптические резонансы с шириной долгоживущего  $1s_5$  уровня.

Интересно сравнить ширины магнито-оптических резонансов, представленных в таблице 1, с известными литературными данными по ширинам уровней в неоне. В таблице 2 приведены результаты измерения времен жизни в неоне. Большая часть результатов получена методом самовыстраивания в разряде и взята из работы [9]. Как видно из приведенных данных, наиболее близкие значения ширин на линии 626.6 нм соответствуют уровню  $2p_5$ .

Таблица 2.

Уровень	$\tau * 10^{-9}$ с	g	$\Delta H$ , Э
$3s_2$	19.1±0.6	1.3	2.29
$2s_2$	8.5±1.0	1.223	5.48
$2s_4$	9.7	1.276	4.6
$2s_5$	(40-66)	1.492	0.9 – 0.57
$2p_2$	18.28	1.340	2.32
$2p_3$	17.38	0/0	-
$2p_4$	17.0±0.4	1.301	2.57
$2p_5$	15.0±1.5	0.999	3.80
$2p_6$	19.38	1.229	2.39
$2p_7$	19.48	0.669	4.37
$2p_8$	19.56	1.301	2.23
$2p_9$	19.42	1.329	2.27
$2p_{10}$	25.43	1.984	1.12
$3p_4$	53±10	1.184	0.9
$1s_4$	23,4 ± 1,4	1.464	1,67 ± 0,10
$1s_5$	115±15	1.503	0.33
$1s_2$	2.5±0.4	1.034	22
$3d_1$	19	1,033*	2,90
$3d_3$	25	1,356*	1,68
$3d_4$	19	1,250*	2,40
$3d_4$	27	1,286*	1,64
$3d_5$	13	1,300*	3,37

\* расчетные данные с погрешностью не более 30%.

Другой возможный механизм образования выстраивания на уровне  ${}^3P_2 (1s_5)$  – это оптическая “откачка”. Такой механизм обсуждался в работе [4] для уровня  $1s_4$ . Поскольку уровень  ${}^3P_1 (1s_4)$  резонансный, пленение излучения может быть полное, и макроскопическое выстраивание может отсутствовать. На переходах  $s-p$  неона поглощение света не очень велико, интенсивность потока света вдоль кюветы значительно больше, чем по радиусу. В системе координат с осью квантования вдоль оси кюветы излучение на переходе  $2p_3 - 1s_4 (J=0 - J=1)$  при поглощении опустошает зеемановские подуровни с  $m = \pm 1$  и не затрагивает подуровень  $m = 0$ , т.е. образуется продольное выстраивание.

Такой же механизм возможен и для уровня  ${}^3P_2 (1s_5)$ . Анизотропное излучение по оси кюветы по-разному “обедняет” магнитные подуровни метастабильного состояния и создает продольное выстраивание. В магнитном поле это выстраивание может проявиться в когерентности зеемановских подуровней

Обсудим образование выстраивания при электронном ударе. Электронное возбуждение должно наводить выстраивание на всех атомах, независимо от их скорости. Средняя скорость электронов в разряде для наших условий равна [10]:

$$V = \sqrt{\frac{e\lambda E}{m\sqrt{x}}} = 2 \times 10^9 \text{ см/с} \quad (5)$$

где  $e$  – заряд электрона,  $\lambda$  – средняя длина свободного пробега электрона в неоне (при наших условиях  $P_{Ne}=0.3$  Торр, равна 0.22 см),  $m$  – масса электрона,  $x$  – удвоенное отношение массы электрона к массе атома (для неона  $5.4 \cdot 10^{-5}$ ),  $E$  – напряженность электрического поля в разряде. Скорость дрейфа электронов, которые могут вызвать выстраивание:

$$U = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{e\lambda\sqrt{x}E}{m}} = 6.5 \times 10^7 \text{ см/с} \quad (6)$$

Поэтому, степень поляризации излучения  $P = (I_{\parallel} - I_{\perp}) / (I_{\parallel} + I_{\perp})$  не может быть больше, чем анизотропия движения электронов  $\bar{U} / \bar{V} = 3\%$ .

Возможен еще один достаточно экзотический механизм возникновения МО-резонансов на метастабильных состояниях. Он связан с обнаружением влияния слабого магнитного поля на электрический ток в разряде неона [11,12]. Оказывается, в магнитных полях порядка 1 – 2 Э в электрическом токе есть добавка, которая растет с ростом поля от 0 до 2 Э и составляет по абсолютной величине  $10^{-4}$  –  $10^{-6}$  А. Изменение разрядного тока приводит к модуляции заселенности всех возбужденных состояний. На метастабильных состояниях это изменение населенности должно проявляться особенно заметно [13]. В пользу последнего предположения может говорить и поведение магнитогальванического эффекта в зависимости от условий в разряде [14].

## Литература

1. Н.Г.Лукомский, В.А.Полищук, М.П.Чайка, Опт.и спектр. 52, 474 (1985).
2. Н.Г.Лукомский, В.А.Полищук, М.П.Чайка, Опт.и спектр. 59, 5, 1008 (1985).
3. Н.Г.Лукомский, В.А.Полищук, М.П.Чайка, Опт.и спектр. 81, 3, 369 (1996).
4. Н.Г.Лукомский, В.А.Полищук, М.П.Чайка, Опт.и спектр. 71, 1, 46 (1991).
5. М.П.Чайка, Опт.и спектр. 31, 5, 670 (1971).
6. Э.Г.Сапрыкин, С.Н.Селезнев, В.А.Сорокин, Опт. и спектр. 91, 313 (2001).
7. С.Г.Раутиан, Э.Г.Сапрыкин, Опт. и спектр. 92, 385 (2002).
8. Н.Г.Лукомский, В.А.Полищук, ЖПС 45, 382 (1986).

9. С.А.Казанцев, УФН 130, 621 (1983).
10. С.Э.Фриш, А.В.Тиморева, Курс физики (Ленинград, 1979).
11. Д.З.Жечев, Н.Г.Лукомский, В.А.Полищук, М.П.Чайка, Опт. и спектр. 69, 474 (1990).
12. М.П.Чайка, Опт. и спектр. 78, 14 (1995).
13. В.А.Полищук, М.П.Чайка, Г.Ц.Тодоров, Опт. и спектр. 93, 533 (2002).
14. А.П.Горбенко, В.А.Полищук, Г.Ц.Тодоров, Д.З.Жечев, Вестник СпбГУ, сер.4, вып.1, 51 (2007).

## ANOMALOUS MAGNETO-OPTICAL RESONANCES ON THE $2p^5 3s$ STATES IN A Ne DISCHARGE

**A.P.Gorbenko**

St. Petersburg State University, Institute of Physics,  
Ulyanovskaya str.1, St-Petersburg, 198504, Russia  
e-mail: spbgor@mail.ru

Magneto-optical resonances (MOR) have been experimentally observed, resulting from destruction of the self-alignment of the resonant- $^3P_1$  ( $1s_4$ ), and the metastable  $^3P_0$  ( $1s_3$ ),  $^3P_2$  ( $1s_5$ ) levels of NeI. The most surprising results have been observed at the lines 616.3 and 626.6 nm. The absorbing level  $^3P_0$  ( $1s_3$ ) has a g-factor  $J=0$ ; thus no MO Faraday signal from this level should be expected. Besides, MO signals for the 585.2 nm line have not been observed. From the level  $1s_5$ , two-component signals have been registered. A model describing the behavior of the MOR observed at the  $2p^5 3s$  Ne level will be discussed.