

УДК 539.186.3 : 546.292+546.291

ИЗМЕРЕНИЕ УШИРЕНИЯ И СДВИГА ЛИНИИ 633 нм НЕОНА МЕТОДОМ НЕЛИНЕЙНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ПРИ МАГНИТНОМ СКАНИРОВАНИИ

И. В. Дмитриева, В. А. Кондратьева, Е. Н. Котликов,
В. И. Токарев и А. Н. Хвостов

Описывается эксперимент по определению уширения и сдвига линии 633 нм неона столкновениями с атомами гелия и неона методом нелинейной зеемановской спектроскопии. Нелинейные резонансы насыщения наблюдались во флуоресценции с рабочих уровней генерации 633 нм неона при магнитном сканировании. Определено уширение этой линии гелием (59 ± 3) МГц/Тор и неоном (29 ± 6) МГц/Тор, а также сдвиг столкновениями с атомами гелия (14 ± 1) МГц/Тор и неона (5.2 ± 3.0) МГц/Тор.

В настоящее время существует много работ, посвященных нелинейной зеемановской спектроскопии атомов и молекул [1, 2]. В подавляющем большинстве этих работ исследуется влияние характеристик среды на пробный лазерный луч, проходящий через активную среду, взаимодействующую с насыщающим лазерным излучением. В [2] предложен метод нелинейной зеемановской спектроскопии сверхвысокого разрешения, базирующийся на анализе флуоресценции среды, взаимодействующей со стоячей лазерной волной. Настоящая работа посвящена дальнейшему развитию этого метода и его применению для исследования уширения и сдвига линий столкновениями. В работе описывается эксперимент по исследованию уширения и сдвига линии 633 нм неона столкновениями с атомами гелия и неона методом нелинейной зеемановской спектроскопии сверхвысокого разрешения [2, 3].

Для описания резонансов насыщения в флуоресценции ансамбля атомов, взаимодействующего со стоячей лазерной волной и помещенного в магнитное поле, мы использовали полуклассическую модель. Ансамбль атомов описывается квантовомеханически — матрицей плотности, а электромагнитное поле классически в виде

$$E(r, t) = E \cos \omega t \sin kz, \quad (1)$$

где $|E|$ — амплитуда полей встречных волн. Ось z и волновой вектор k направлены вдоль оси резонатора. Матрицу плотности, описывающую верхний уровень генерации a , будем обозначать через f , нижний уровень — через φ , а недиагональную по состояниям часть матрицы плотности через ψ . Будем считать, что накачка изотропна и однородна, причем на уровнях a и b атомы рождаются с максвелловским распределением по скоростям. Множители Ланде g обоих уровней одинаковы.

При описании изотропных столкновений удобно перейти к формализму неприводимых тензорных операторов [4]. В этом представлении матрица констант затухания диагонализруется, и постоянные релаксации зависят только от ранга тензора κ и не зависят от его проекции q . В настоящем расчете мы следовали модели «слабых» столкновений [5]. В соответствии с этой моделью мы запишем константы релаксаций уровней $[\gamma_1(\kappa), \gamma_2(\kappa)]$ и перехода (γ_{12}) в виде

$$\left. \begin{aligned} \gamma_1(\kappa) &= \gamma_1 + \gamma_{1\text{ст}}(\kappa), \\ \gamma_2(\kappa) &= \gamma_2 + \gamma_{2\text{ст}}(\kappa), \\ \gamma_{21} &= \frac{1}{2}(\gamma_1 + \gamma_2) + \gamma_{21\text{ст}} + i\Delta, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где γ_1 и γ_2 — радиационные ширины уровней (1) и (2), $\gamma_{\text{от}}(x)$ — уширение, Δ — сдвиг столкновениями.

С учетом всего вышеизложенного система уравнений для компонент статистического тензора имеет вид [6]

$$\begin{aligned} \frac{df_q^x}{dt} + (\gamma_2(x) - iq\Omega) f_q^x &= \frac{i}{\hbar} (2j_1 + 1) \sum_{x'q'Q_i} E_{-Q_i} C_{qq'Q_i}^{xx'} [d\psi_{q'}^{x'} + d^*(\psi_{-q'}^{x'})^* (-1)^{x+x'+q'}] + \\ &+ \gamma_2 N_2 W(v) (2j_2 + 1) \delta x_0, \\ \frac{d\varphi_q^x}{dt} + (\gamma_1(x) - iq\Omega) \varphi_q^x &= \frac{i}{\hbar} (2j_1 + 1)^{-1/2} \sum_{x'q'Q_i} E_{-Q_i} B_{qq'Q_i}^{xx'} \times \\ &\times [d\psi_{q'}^{x'} + d^*(\psi_{-q'}^{x'})^* (-1)^{x+x'+q'}] (-1)^{x+x'} + \Gamma(x) f_q^x, \\ \frac{d\psi_q^x}{dt} + (\gamma_{21} - i\omega_0 - iq\Omega) \psi_q^x &= \frac{i}{\hbar} (2j_2 + 1)^{-1/2} \sum_{x'q'Q_i} E_{-Q_i} [S_{qq'Q_i}^{xx'} f_{q'}^{x'} + \\ &+ R_{qq'Q_i}^{xx'} f_{q'}^{x'} + R_{qq'Q_i}^{xx'} \varphi_{q'}^{x'} (-1)^{x+x'}] d^*, \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} C_{qq'Q_i}^{xx'} &= (-1)^{2j_1+q'} (2j_2 + 1)^{1/2} (2x' + 1) \begin{pmatrix} x' & 1 & x \\ -q' & Q_i & q \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} x' & 1 & 1 \\ j_2 & j_2 & j_1 \end{Bmatrix}, \\ R_{qq'Q_i}^{xx'} &= (-1)^{2j_1+q'} (2j_2 + 1)^{1/2} (2x' + 1) \begin{pmatrix} x' & 1 & x \\ -q' & Q_i & q \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} x' & 1 & x \\ j_2 & j_1 & j_1 \end{Bmatrix}, \\ C_{qq'Q_i}^{xx'} &\longleftrightarrow_{j_1 \leftrightarrow j_2} B_{qq'Q_i}^{xx'}, \\ R_{qq'Q_i}^{xx'} &\longleftrightarrow_{j_1 \leftrightarrow j_2} S_{qq'Q_i}^{xx'}, \\ \Gamma(x) &= \Gamma_{21} [(2j_2 + 1) (2j_1 + 1)]^{1/2} (-1)^{j_1+j_2+x+1} \begin{Bmatrix} j_2 & j_2 & x \\ j_1 & j_1 & 1 \end{Bmatrix}, \end{aligned}$$

$\Omega = \frac{\mu_0}{\hbar} gH$ — ларморовская частота.

Точное решение этой системы может быть найдено только для частных случаев. Нами она решалась методом теории возмущений, развитой в [7], с точностью до членов четвертого порядка по полю, и было получено явное выражение для населенности и выстраивания в случае, когда возбуждение производится стоячей лазерной волной, нерезонансной переходу.

Формула для интенсивности, полученная в четвертом порядке теории возмущения, имеет вид

$$\begin{aligned} I = A z \frac{|E_x|^4}{4\gamma_1(0)} \left(C + B_1 \frac{\gamma_1(2)}{\gamma_1^2(2) + 4\Omega^2} + B_2 \frac{\gamma_2(2)}{\gamma_2^2(2) + 4\Omega^2} \right) \left\{ N \left(\frac{\Delta\omega' + \Omega}{\Delta\nu} \right) \left[\frac{\gamma'_{21}}{\gamma_{21}^2 + \Omega^2} + \frac{\gamma'_{21}}{\gamma_{21}^2 + (\Delta\omega' + \Omega)^2} \right] + \right. \\ \left. + N \left(\frac{\Delta\omega' - \Omega}{\Delta\nu} \right) \left[\frac{\gamma'_{21}}{\gamma_{21}^2 + \Omega^2} + \frac{\gamma'_{21}}{\gamma_{21}^2 + (\Delta\omega' - \Omega)^2} \right] \right\} + \\ + \left[N \left(\frac{\Delta\omega' + \Omega}{\Delta\nu} \right) + N \left(\frac{\Delta\omega' - \Omega}{\Delta\nu} \right) \right] D \left(\frac{\gamma'_{21}}{\gamma_{21}^2 + \Delta\omega'^2} + \frac{1}{\gamma_{21}^2} \right), \end{aligned} \quad (4)$$

где $\Delta\omega' = \Delta\omega + \Delta_{\text{от}}$, $\gamma'_{21} = \frac{1}{2}(\gamma_1 + \gamma_2) + \gamma_{\text{от}}$; A, B_1, B_2, C, D — константы, определяемые угловыми моментами уровней j_0, j_1 и j_2 и константами затухания $\gamma_1(x)$ и $\gamma_2(x)$.

Член, стоящий в фигурных скобках, имеет два резонансных максимума при $\Omega = 0$ и $\Omega = \Delta\omega'$. Оба резонанса имеют форму лорентцовского контура с полушириной γ_{21} . Первый резонанс будет слегка искажен наличием более узких резонансов с ширинами $\gamma_1(x)$ и $\gamma_2(x)$, описываемых первым членом в круглых скобках. Слагаемое типа $N(\Delta\omega' + \Omega)/\Delta\nu + N((\Delta\omega' - \Omega)/\Delta\nu)$ описывает общее изменение интенсивности флуоресценции («подложку») при раздвижении доплеровских контуров. Численный расчет полученной интенсивности показал, что формула (3) с хорошей точностью описывает экспериментальные кривые, которые обсуждались ранее в работе [2].

Оба резонанса насыщения несут информацию об однородной ширине и уширении линии столкновениями с атомами гелия и неона, которая может быть получена путем измерения ширины резонансов при различных парциальных давлениях указанных газов. Резонанс, смещенный в шкале магнитного поля ($\Omega = \Delta\omega'$), содержит в себе информацию о сдвиге исследуемой линии столкновениями.

Блок-схема экспериментальной установки для наблюдения резонансов насыщенного поглощения изображена на рис. 1. Подробно работа аналогичной установки была описана в [2, 3, 8]. В отличие от [2, 3, 8] в нашем случае был введен второй канал регистрации резонансов — с лазерной трубки (рис. 1). Это

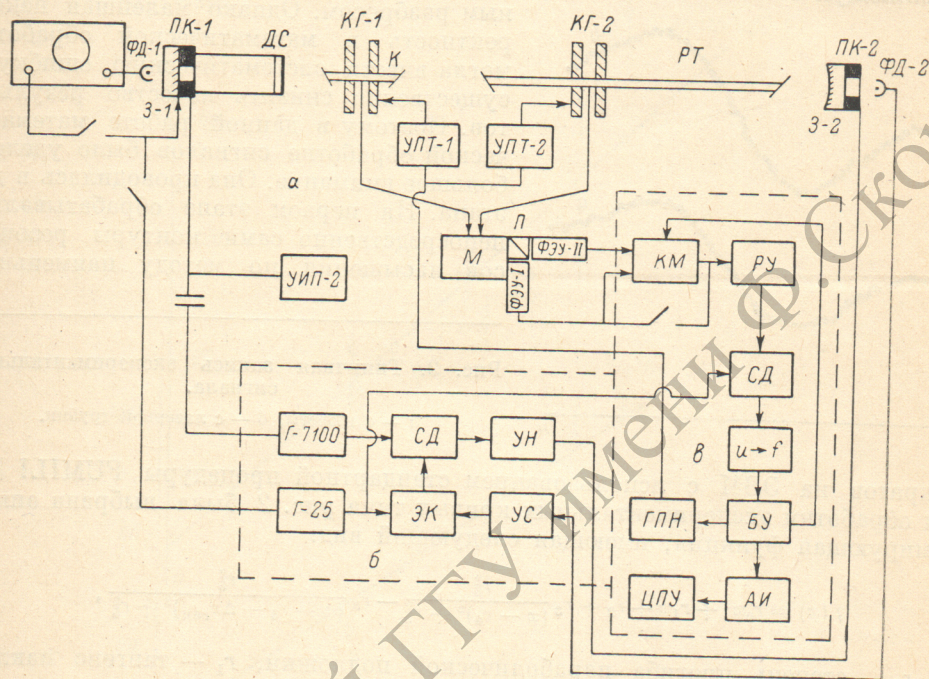


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки.

а — оптическая часть, б — система стабилизации генерации лазера (Г-7100 генератор опорного напряжения, Г-25 — генератор прямоугольных импульсов 25 Гц, ЭК — электронный ключ, УН и УС — усилители); в — электронная система накопления (БУ — блок управления, ГПН — генератор пилообразного напряжения, АИ — анализатор импульсов).

было необходимо для того, чтобы при определении сдвига исследуемой линии в зависимости от давления смеси He и Ne учесть нестабильность частоты генерации лазера. С этой целью наблюдение резонансов насыщения из исследуемой кюветы и из лазерной трубки, где давление смеси и ток разряда поддерживаются постоянными, велось одновременно при синхронном сканировании магнитного поля. Сдвиг линии столкновениями определялся из сдвига центра резонанса, наблюдаемого из кюветы, относительно центра реперного, наблюдаемого из лазерной трубки сигнала.

В нашем эксперименте использовался двухчастотный режим работы лазера с выравненными по мощности генерирующими модами. Расстояние между модами с большой точностью задавалось геометрическими размерами резонатора. При двухчастотном режиме работы лазера в спонтанном излучении наблюдались два резонанса при $\omega_{\text{ген}} = \omega_{\text{ген}}^{1,2}$. Система регистрации этих резонансов была организована таким образом, что они записывались с обратными знаками для разных частот генерации, что позволяло почти полностью компенсировать подложку, обусловленную доплеровским контуром линии перехода. Типичная запись сигнала, зарегистрированного при помощи многоканального анализатора импульсов с кюветы и лазерной трубки, представлена на рис. 2.

Для определения уширения и сдвига линии 633 нм неона столкновениями с атомами неона и гелия было проведено около 150 измерений при различных

парциальных давлениях вышеуказанных газов. Общее давление смеси варьировалось в пределах от 2 до 44 мм масляного столба ($0.14 \div 2.7$ Тор). Парциальный состав смеси менялся от чистого неона до 98%-ного содержания гелия. Основные измерения проводились при токе разряда 24 мА. Вариация мощности генерации специально не проводилась, однако в каждом отдельном измерении выходная мощность генерации регистрировалась. Таким образом, для проведения измерений была набрана обширная статистика с изменением величины мощности от некоторого минимального значения до максимального, равного удвоенному минимальному.

Полученные экспериментальные сигналы давали большую статистику, позволяющую значительно снизить погрешность, связанную с экспериментальным разбросом. Однако малейшая некорректность в математической обработке могла внести систематическую ошибку и существенно снизить качество результатов. Поэтому в данной работе математической обработке сигналов было уделено большое внимание. Она проводилась в два этапа. На первом этапе обрабатывались непосредственно сами контуры резонансов насыщения по методу наименьших

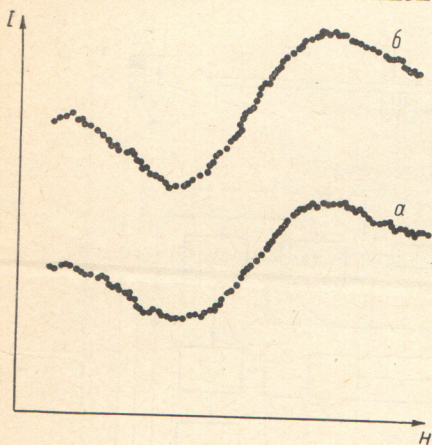


Рис. 2. Типичная запись экспериментального сигнала.

а — с кюветы, б — с лазерной трубки.

квадратов на ЭВМ с использованием стандартной процедуры FUMILI [23]. Для обработки экспериментальных кривых типа рис. 2 была выбрана аппроксимирующая функция, имеющая следующий вид:

$$f(x) = r_0 x^2 + r_1 x + r_2 + r_3 \frac{r_5^2}{(x - r_4)^2 + r_5^2} - r_3 \frac{r_5^2}{(x - r_4 - \Delta x_{\text{ген}})^2 + r_5^2}, \quad (5)$$

где r_0 — степень прогиба параболической подложки, r_1 — тангенс наклона подложки, r_2 — высота подложки в точке, соответствующей центру лорентцовского контура r_4 , r_5 — полуширина лорентцовского контура, $\Delta x_{\text{ген}}$ — расстояние между лорентцовскими контурами, r_3 — их амплитуда.

На втором этапе математической обработки полученные значения ширины и сдвигов исследуемых резонансов представлялись в виде функций парциальных давлений гелия и неона и мощности лазерного поля. При учете уширения исследуемой линии лазерным полем мы предполагали, что однородная ширина линии связана с мощностью лазерного поля следующим образом [1]:

$$\Gamma'_{ab} = \Gamma_{ab} \sqrt{1 + G} = \Gamma_{ab} \sqrt{1 + \frac{CW}{\Gamma_{ab}}}, \quad (6)$$

где W — мощность лазерного поля, G — фактор насыщения, C — некоторый варьируемый параметр, Γ_{ab} — однородная ширина линии без уширения лазерным полем.

Экстраполяция этой зависимости к нулю по мощности дала нам величину Γ_{ab} — однородную ширину линии в лазерной трубке. При обработке экспериментальных значений ширины резонансов, наблюдавшихся из кюветы, использовалась следующая аппроксимирующая зависимость:

$$\gamma'_{ab} = \gamma_{ab} \sqrt{1 + \frac{WC}{\gamma_{ab}}}, \quad \gamma_{ab} = \gamma_{ab}^{\text{рад}} + \alpha_1 P_{\text{He}} + \alpha_2 P_{\text{Ne}}, \quad (7)$$

где α_1 , α_2 , c — варьируемые параметры, из которых параметр c определяет уширение полем лазера, α_1 , α_2 — уширение давлением гелия и неона.

Для обработки экспериментальных значений сдвигов линии давлением гелия и неона использовалась аналогичная трехпараметрическая функция

$$\Delta = \Delta_0 + a_1 P_{\text{He}} + a_2 P_{\text{Ne}}, \quad (8)$$

где параметры a_1 и a_2 определяют сдвиг линии давлением гелия и неона, а Δ_0 — сдвиг резонансов из лазерной трубки по отношению к резонансам в кювете при нулевом давлении.

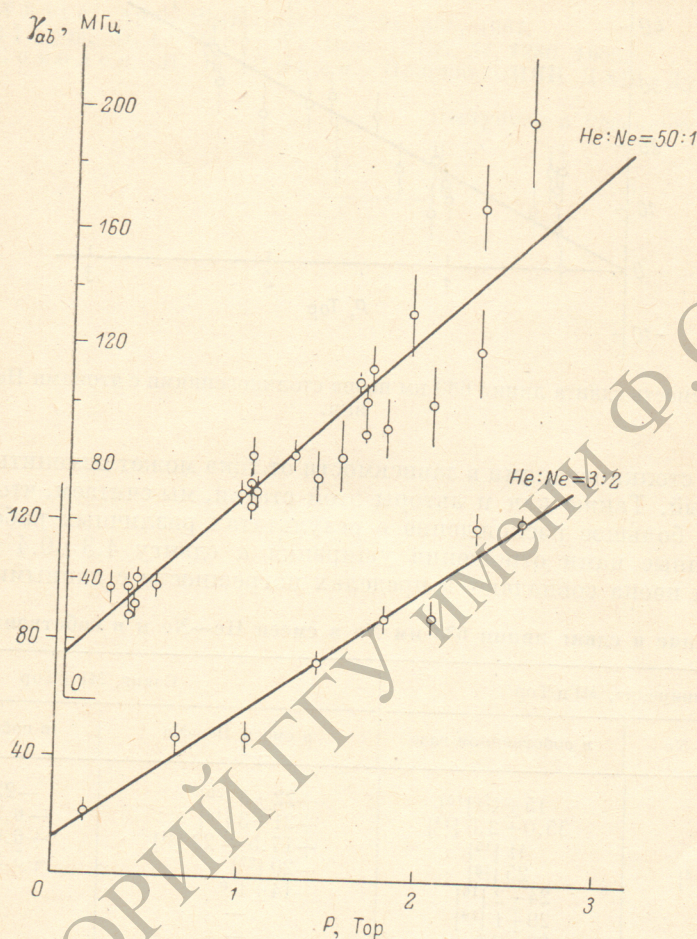


Рис. 3. Зависимость полуширины резонанса от давления.

Результаты второго этапа математической обработки можно представить в виде

$$\left. \begin{aligned} \chi_{ab} &= (10 \pm 4) \text{ МГц} + (59 \pm 3) \frac{\text{МГц}}{\text{Тор}} P_{\text{He}} + (29 \pm 6) \frac{\text{МГц}}{\text{Тор}} P_{\text{Ne}}, \\ \Delta &= (14 \pm 1) \frac{\text{МГц}}{\text{Тор}} P_{\text{He}} + (5.2 \pm 3.0) \frac{\text{МГц}}{\text{Тор}} P_{\text{Ne}}. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Графическое изображение полученных зависимостей представлено на рис. 3, 4. Кроме давления, сдвиг и уширение в принципе зависят и от тока разряда в поглощающей среде [19]. При наших плотностях тока ожидаемые значения уширения и сдвигом током не должны превышать [19] величину порядка 1 МГц/Тор. Эта величина значительно меньше коэффициентов для уширения и сдвига давлением, поэтому наш результат можно рассматривать близким к нулевому току разряда. Литературные данные по измерению уширений и сдвигов линии 633 нм неона давлением гелия и неона приведены в таблице.

Как видно из таблицы, данные по уширению линии столкновениями с атомами гелия и неона хорошо согласуются между собой. Что же касается сдвигов,

то результаты, описанные различными авторами, весьма противоречивы. Значения сдвигов, полученные в нашей работе, хорошо согласуются с результатами [19], где было корректно учтено влияние тока разряда на сдвиг линии. В остальных работах влияние тока разряда не обсуждалось. Как указано в [19],

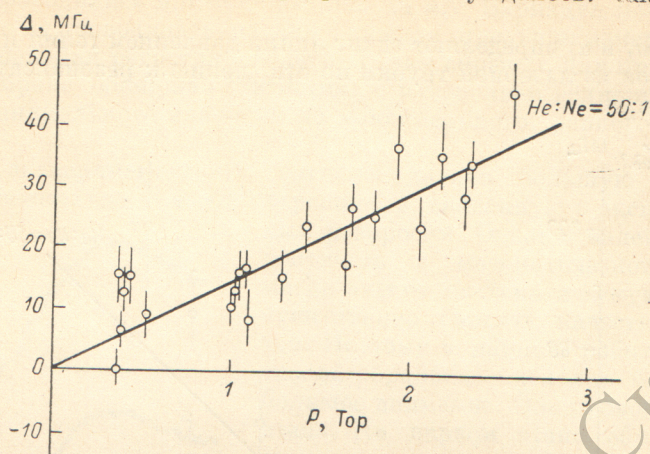


Рис. 4. Зависимость сдвига линии 633 нм неона столкновениями с атомами He и Ne от давления.

сдвиг линии столкновениями в зависимости от тока может изменить знак на противоположный. Также как и авторы этой статьи, мы считаем, что именно этим объясняется большое расхождение в результатах различных работ.

Вычисленные нами отношения уширения к сдвигу 4.3 ± 0.4 для гелия и 5.5 ± 3.5 для неона совпадают в пределах погрешности с данными [19].

Уширение и сдвиг линии 633 нм Ne в смеси He—Ne и в собственном газе

Уширение, МГц/Тор		Сдвиг, МГц/Тор	
в смеси He—Ne	в собственном газе	в смеси He—Ne	в собственном газе
73 [9]	45 ± 10 [10]	$+22 \pm 3$ [20]	-22 ± 5 [20]
58 [11]	35.0 ± 2.5 [14]	$+21 \pm 3$ [10]	-6.2 ± 2.0 [10]
61 [17]	41 [15]	$+17.5 \div 23$ [21]	$+6.6 \pm 2.0$ [18, 19]
70 ± 10 [12]	25 [13]	-20 [22]	$+5.2 \pm 3.0$ *
57 [13]	24 ± 2 [16]	$+14 \pm 1$ *	—
59 ± 3 *	29 ± 1 [18]	—	—
—	29 ± 6 *	—	—

Примечание. Звездочкой отмечены результаты нашей работы.

Литература

- [1] В. С. Летохов, В. П. Чеботаев. Принципы нелинейной лазерной спектроскопии. Наука, М., 1975.
- [2] Е. Н. Котликов, В. И. Токарев. Опт. и спектр., 47, 27, 1979.
- [3] Е. Н. Котликов, В. И. Токарев. Опт. и спектр., 49, 890, 1980.
- [4] М. П. Чайка. Интерференция вырожденных атомных состояний. ЛГУ, Л., 1975.
- [5] С. Г. Раутман, Г. И. Смирнов, А. М. Шалагин. Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул. Наука, Новосибирск, 1979.
- [6] Б. Деком, М. Дюмон, М. Дюклой. В сб.: Лазерная спектроскопия атомов и молекул. Под ред. Г. Вальтера. Мир, М., 1979.
- [7] W. E. Lamb. Phys. Rev., 134A, 1429, 1964.
- [8] Е. Н. Котликов. Вестн. ЛГУ, № 10, 159, 1976.
- [9] T. D. Ahn, W. Dietel. Opt. Electr., 5, 243, 1973.
- [10] В. Н. Лисицын, В. П. Чеботаев. ЖЭТФ, 54, 419, 1968.
- [11] R. N. Cordover, P. A. Voznyuk, A. Javan. Bull. Amer. Phys. Soc., 12, 89, 1967.
- [12] Г. А. Михенко, Е. Д. Проценко. Опт. и спектр., 26, 668, 1969.
- [13] P. W. Smith, T. Hänsch. Phys. Rev. Lett., 26, 740, 1971.

- [14] В. М. Татаренков, А. Н. Титов. Опт. и спектр., 30, 803, 1971.
[15] S. V. Shank, S. E. Schwarz. Appl. Phys. Lett., 13, 113, 1968.
[16] Ю. А. Матюгин, А. С. Проворов, В. П. Чеботаев. ЖЭТФ, 63, 2043, 1972.
[17] W. Dietel. Phys. Rev. Lett., 29A, 268, 1968.
[18] Им Тхек Де. Автореф. канд. дис. Красноярск, 1978.
[19] Им Тхек Де, А. П. Казанцев, С. Г. Раутиан, Э. Г. Сапрыкин, А. М. Шалагин. Квант. электрон., 1, 416, 1974.
[20] Г. А. Михенко, Е. Д. Проценко, Е. А. Седой. Опт. и спектр., 32, 4, 1972.
[21] A. D. White. Appl. Phys. Lett., 10, 24, 865, 1967.
[22] A. L. Bloom, D. L. Wright. Proc. IEEE, 54, 1280, 1966.
[23] С. Н. Соколов, И. Н. Силин. Препринт ОИЯИ Д-810, Дубна, 1961.

Поступило в Редакцию 1 июня 1981 г.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины