

УДК 535.343.4

ОСОБЕННОСТИ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ СУБМИКРОННОГО СЛОЯ ПАРОВ Rb НА ЛИНИИ D₁ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Д.Г. САРКИСЯН, Т.С. ВАРЖАПЕТАН, А.В. ПАПОЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 4 февраля 2003 г.)

Показано, что использование сверхтонкой ячейки (СТЯ) с парами атомов Rb позволяет спектрально разрешить и идентифицировать отдельные переходы между зеемановскими (магнитными) подуровнями сверхтонкой структуры линии D₁ ⁸⁷Rb (переходы $F_g = 1 \rightarrow F_e = 1, 2$ и $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1, 2$) в спектре резонансной флуоресценции во внешнем магнитном поле ~200 Гс. Это дает уникальную возможность исследования "чистых" (невыврожденных) атомных переходов. Предложена система атомных уровней, перспективная для создания на ее основе простого магнитометра для измерения магнитных полей 50-500 Гс с субмикронным пространственным разрешением. Показано, что в обычной ячейке (длиной 1-10 см) в спектре флуоресценции во внешнем магнитном поле ~200 Гс переходы между зеемановскими подуровнями не разделяются (скрыты под доплеровски уширенным профилем).

В последние годы опубликован ряд теоретических и экспериментальных работ, посвященных спектроскопии атомарных паров с толщиной слоя $L \sim 10-1000$ мкм [1-9]. Примечательно, что субдоплеровская структура с одним лучом резонансного излучения накачки проявляется уже при $L \sim 10$ мкм [1-3,6], однако для ее выявления необходимо применять дополнительно частотную модуляцию (ЧМ) лазерной частоты [2,3].

Недавно было показано, что при использовании СТЯ с толщиной столба паров атомов $L \sim 150-300$ нм применение обычного лазерного диода (без ЧМ) достаточно для разрешения сверхтонких атомных переходов на D₂ линии Cs и на D₂ линии Rb [10,11]. Важно, что линейный режим (по интенсивности накачки) резонансной флуоресценции и поглощения, в противоположность спектроскопии насыщения поглощения, позволяет измерять вероятности переходов отдельных сверхтонких переходов [10,11].

Как отмечалось в [10], субдоплеровская ширина атомных переходов в СТЯ в случае флуоресценции более узкая, чем в случае пропуска, и поэтому в ряде случаев использование спектра флуоресценции

может быть более целесообразным. Целью настоящей работы является изучение возможности полного спектрального разрешения переходов между зеемановскими подуровнями в спектре флуоресценции с помощью СТЯ с Rb, в относительно небольшом магнитном поле.

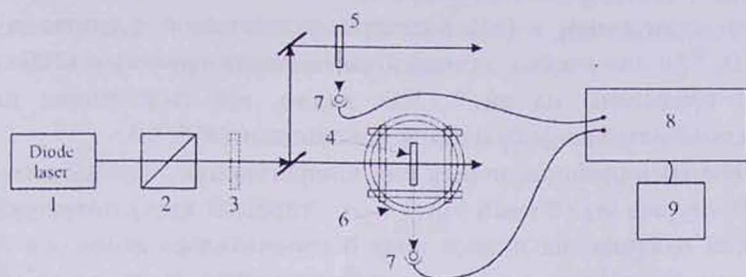


Рис.1. Схема оптической части экспериментальной установки. 1 – лазерный диод; 2 – призма Глана; 3 – просветленная четвертьволновая пластинка; 4,5 – сверхтонкие ячейки (СТЯ) с Rb; 6 – кольца Гельмгольца; 7 – фотоприемники (фотодиоды); 8 – осциллограф; 9 – компьютер.

Схема эксперимента представлена на рис.1. Пучок ($\varnothing$ 3 мм) одночастотного диодного лазера на длине волны $\lambda = 794$ нм, имеющего спектральную ширину ~ 25 МГц, направлялся на СТЯ под углом, близким к нормальному. Конструкция СТЯ (с гранатовыми окнами) аналогична приведенной в [10]. Температура верхней границы столба металлического Rb, как правило, составляла 120°C , что соответствует плотности паров $N \sim 2 \cdot 10^{13}$ ат/см³; для предотвращения конденсации паров Rb на окнах СТЯ температура окон поддерживалась на уровне $\approx 140^\circ\text{C}$.

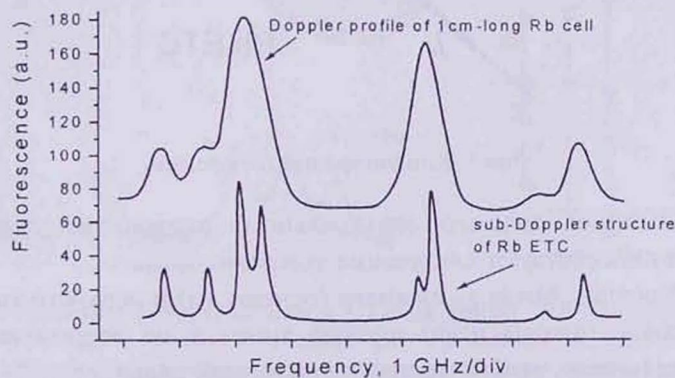


Рис.2. Спектры флуоресценции на линии D_1 Rb для ячейки длиной 1 см (верхняя кривая) и для СТЯ (нижняя кривая). Пики на нижней кривой соответствуют следующим сверхтонким переходам (слева направо): $^{87}\text{Rb } F_g=2 \rightarrow F_e=1$; $^{87}\text{Rb } F_g=2 \rightarrow F_e=2$; $^{85}\text{Rb } F_g=3 \rightarrow F_e=2$; $^{85}\text{Rb } F_g=3 \rightarrow F_e=3$; $^{85}\text{Rb } F_g=2 \rightarrow F_e=2$; $^{85}\text{Rb } F_g=2 \rightarrow F_e=3$; $^{87}\text{Rb } F_g=1 \rightarrow F_e=1$; $^{87}\text{Rb } F_g=1 \rightarrow F_e=2$.

Как было показано в [8], лучшее субдоплеровское спектральное разрешение достигается при толщине $L=\lambda/2$, где λ – длина волны лазера. По этой причине была реализована толщина столба атомарных паров Rb $L \approx \lambda/2 \sim 400$ нм (величина L определяется толщиной нанесенного покрытия Al_2O_3 на поверхности граната). Толщина L определяется методом, описанным в [11]. Спектры резонансной флуоресценции на линии D_1 ^{87}Rb для ячейки длиной 1 см (верхняя кривая) и СТЯ (нижняя кривая) приведены на рис.2. Как видно, все сверхтонкие переходы спектрально разрешены благодаря использованию СТЯ.

Измерения проводились по конфигурации, представленной на рис.3. В случаях σ^+ (левый круг) и σ^- (правый круг) поляризованного излучения накачки, магнитное поле $\mathbf{B}$ направлялось вдоль оси z – в направлении распространения лазерного луча ($\mathbf{B} \parallel \mathbf{k}$). В случае линейно поляризованного (π) излучения магнитное поле $\mathbf{B}$ направлялось вдоль оси x – в направлении поляризации лазерного излучения ($\mathbf{B} \parallel \mathbf{E}$). Флуоресценция паров Rb регистрировалась в направлении, перпендикулярном направлению распространения излучения лазера.

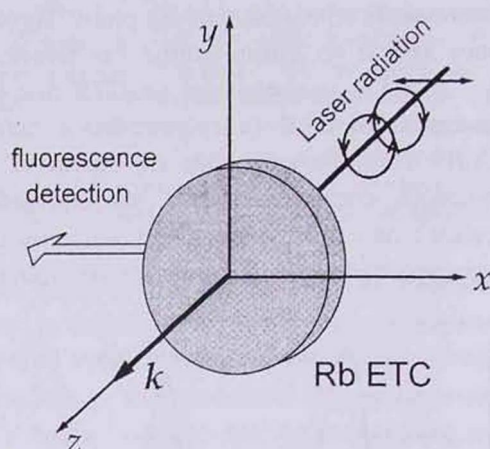


Рис.3. Конфигурация измерений.

Реализации лучшего спектрального разрешения зеемановских компонент способствуют следующие условия:

- 1) факторы Ланде g_F нижнего (основного) и верхнего (возбужденного) уровней должны иметь разные знаки и по возможности иметь большую величину, чтобы увеличить частотный сдвиг;
- 2) близкая к линейной зависимость частотного сдвига от магнитного поля (чтобы соседние зеемановские уровни не перекрывались и были при всех магнитных полях частотно разделены); частотное расстояние между компонентами сверхтонкой структуры как нижнего, так и верхнего уровней должно быть насколько возможно велико;

3) малое значение F нижнего и верхнего уровней, чтобы иметь небольшое число магнитных подуровней.

С этой точки зрения наиболее удобны системы переходов $F_g=1,2 \rightarrow F_e=1,2$ ^{87}Rb D_1 . Диаграммы зеемановских подуровней переходов $F_g=1 \rightarrow F_e=1,2$ и $F_g=2 \rightarrow F_e=1,2$ линии D_1 ^{87}Rb приведены на рис.4 и 5 соответственно (значения для сдвигов уровней приведены для линейного случая, когда внешнее магнитное поле невелико).

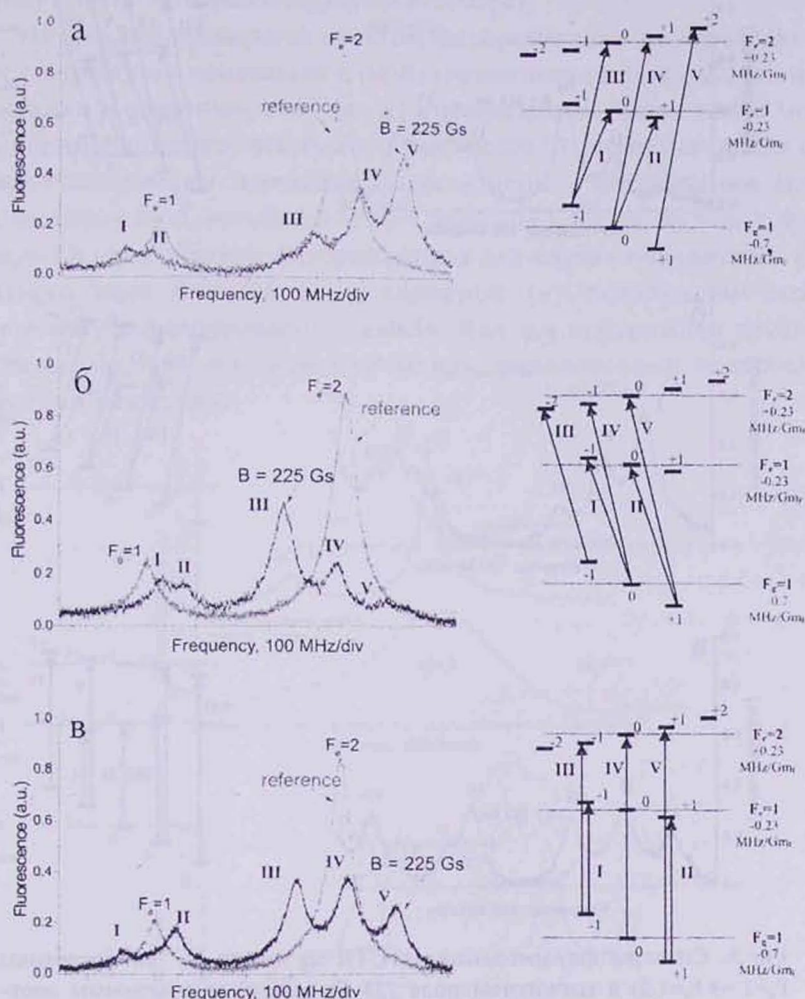


Рис.4. Спектры флуоресценции в СТЯ на линии ^{87}Rb D_1 (переходы $F_g=1 \rightarrow F_e=1,2$) в магнитном поле 225 Гс (слева) и диаграммы соответствующих зеемановских переходов со значениями сдвигов уровней (справа). Поляризация накачки: (а) σ^+ , (б) σ^- и (в) π .

СТЯ была расположена в центре 3 пар колец Гельмгольца, которые давали возможность создавать однородное магнитное поле в произвольном направлении. Частота излучения лазерного диода линейно сканировалась в области переходов $F_g=1,2 \rightarrow F_e=1,2$ линии D_1 ^{87}Rb . Для полу-

чения высокой степени поляризации излучения накачки использовалась призма Глана, а для формирования излучения накачки с круговой поляризацией использовалась $\lambda/4$ пластина, просветленная на 794 нм. Часть (50%) излучения накачки направлялась во вторую СТЯ с Rb, спектр флуоресценции которой использовался как частотный репер при $B = 0$.

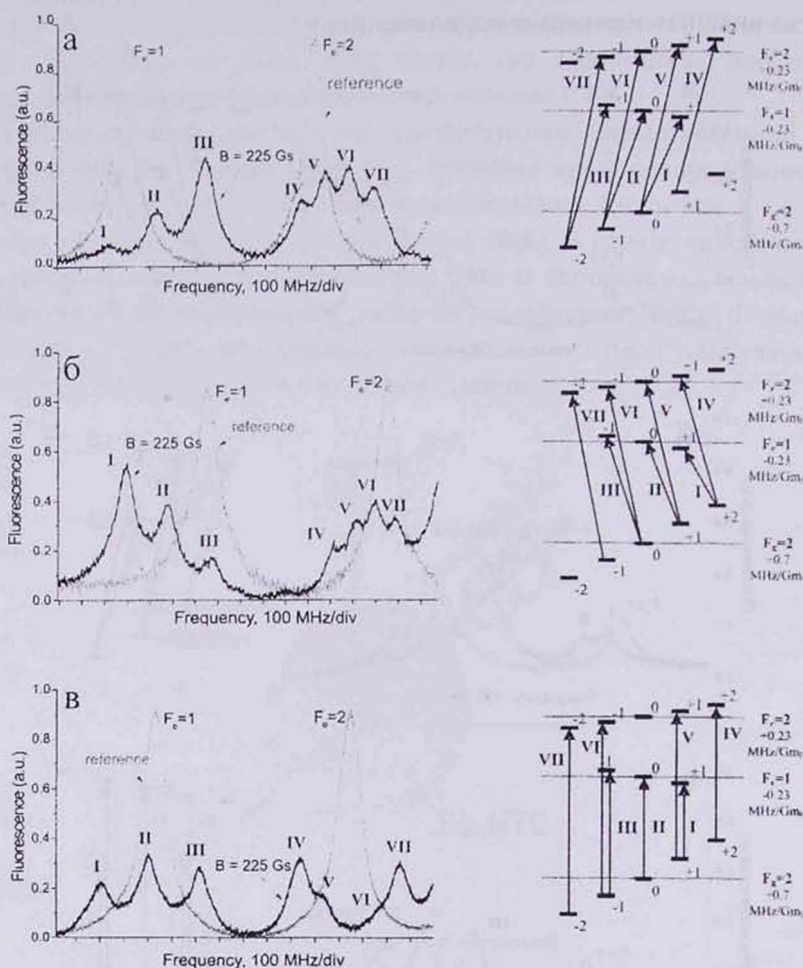


Рис.5. Спектры флуоресценции в СТЯ на линии D_1 ^{87}Rb (переходы $F_g=2 \rightarrow F_e=1,2$) в магнитном поле 225 Гс (слева) и диаграммы соответствующих зеемановских переходов со значениями сдвигов уровней (справа). Поляризация накачки: (а) σ^+ , (б) σ^- и (в) π .

На рис.4а,б приведены спектры флуоресценции на переходах $F_g=1 \rightarrow F_e=1,2$ для случая продольного ($B \parallel k$) магнитного поля $B = 225$ Гс при возбуждении излучением накачки с σ^+ и σ^- поляризацией. Все пики флуоресценции на рисунках могут быть легко идентифицированы: в частности, 5 пиков на рис.4а соответствуют следующим переходам (пе-

речислены в направлении возрастания частоты и обозначены соответствующими римскими цифрами): $F_g=1, m_F=-1,0 \rightarrow F_e=1, m_F=0,+1$ и $F_g=1, m_F=-1,0,+1 \rightarrow F_e=2, m_F=0,+1,+2$. Спектр флуоресценции для случая поперечного ($\mathbf{B} \parallel \mathbf{E}$) магнитного поля $B = 225$ Гс и линейной (π) поляризации накачки приведен на рис.4в. Из рисунка видно, что все возможные переходы между зеемановскими подуровнями спектрально разрешены. Заметим, что переход между магнитными подуровнями $F_g=1, m_F=0 \rightarrow F_e=1, m_F=0$ отсутствует (запрещен правилами отбора).

На рис.5а,б приведены спектры флуоресценции на переходах $F_g=2 \rightarrow F_e=1,2$ для случая продольного ($\mathbf{B} \parallel \mathbf{E}$) магнитного поля $B = 225$ Гс и при возбуждении излучением с σ^+ и σ^- поляризациями. Здесь также можно легко идентифицировать все пики: в частности, 7 пиков на рис.5а соответствуют следующим переходам (перечислены в направлении возрастания частоты): $F_g=2, m_F=-2,-1,0 \rightarrow F_e=1, m_F=-1,0,+1$ и $F_g=2, m_F=-2,-1,0,+1 \rightarrow F_e=2, m_F=-1,0,+1,+2$. Спектр флуоресценции для случая поперечного ($\mathbf{B} \parallel \mathbf{E}$) магнитного поля $B = 225$ Гс и линейной (π) поляризации возбуждающего излучения приведен на рис.5в. Как и в предыдущем случае, из рисунка видно, что все переходы между зеемановскими подуровнями спектрально разрешены.

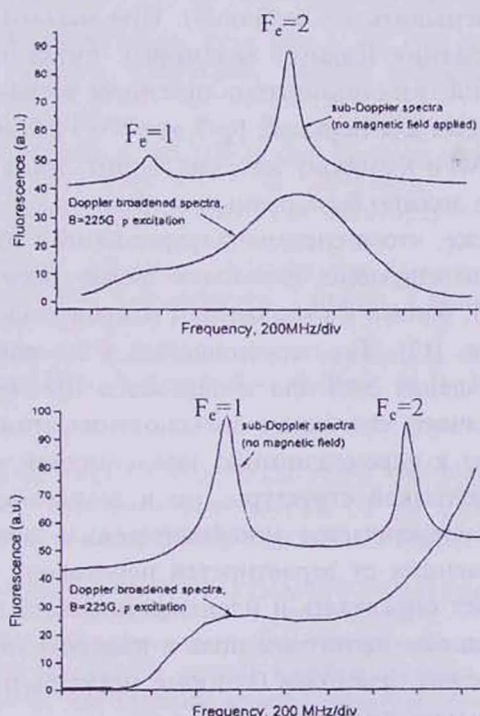


Рис.6. Спектры флуоресценции в СТЯ без внешнего магнитного поля (верхние кривые) и доплеровски уширенные спектры флуоресценции ячейки с Rb длиной 1 см в магнитном поле 225 Гс: (а) – для переходов $F_g=1 \rightarrow F_e=1,2$ линии D_1 , (б) – для переходов $F_g=2 \rightarrow F_e=1,2$.

Важно отметить, что в ячейке обычной длины нет никаких "следов" проявления субдоплеровской структуры при используемых магнитных полях $B \sim 200$ Гс. На рис.6а,б приведены (нижние кривые) доплеровски уширенные спектры переходов $F_g=1 \rightarrow F_e=1,2$ и $F_g=2 \rightarrow F_e=1,2$ (ячейка длиной 1см) во внешнем магнитном поле $B = 225$ Гс. Спектры резонансной флуоресценции на линии D_1 ^{87}Rb СТЯ (верхние кривые) приведены в качестве репера. Отметим, что на рис.6б (нижняя кривая) высокочастотное крыло кривой быстро поднимается, что обусловлено влиянием большого пика флуоресценции перехода $F_g=2 \rightarrow F_e=3$ (см. рис.2), смещенным (из-за магнитного поля) в низкочастотную область.

В работе [12] для аналогичного спектрального разрешения зеемановских переходов в парах Rb в ячейке длиной ~ 1 см прикладывались магнитные поля >1000 Гс. В работе [13] для спектрального разрешения в магнитном поле зеемановских переходов в парах Cs (в ячейке длиной ~ 1 см) использовался процесс селективного отражения.

Фактически, переходы между зеемановскими подуровнями линии D_1 ^{87}Rb разделяются в спектре флуоресценции уже при полях $B \sim 50$ Гс, но для их лучшего разрешения должны быть приложены поля ~ 200 Гс (использование диодного лазера со спектральной шириной 1 МГц позволит уменьшить эту величину). При магнитных полях $B > 200$ Гс частотные положения (сдвиги) некоторых пиков начинают отклоняться от положений, рассчитанных в линейном зеемановском режиме. В частности, на рис.4в для перехода $F_g=1, m_F=0 \rightarrow F_e=2, m_F=0$ наблюдается отклонение (35 ± 5) МГц в сторону высоких частот, тогда как в линейном режиме отклонение должно быть равным нулю.

Заметим также, что в спектре флуоресценции соотношения амплитуд пиков, соответствующих переходам между зеемановскими подуровнями (рис.4а,б), близки к отношениям относительных вероятностей для этих переходов [12]. Так, соотношение 6:3:1 для $\sigma^\pm$ переходов (рис.4а,б) и соотношение 3:4:3 для π переходов (рис.4в) примерно выполняется. Это означает, что частые столкновения атомов Rb со стенками ячейки приводят к перемешиванию заселенностей на нижних уровнях не только сверхтонкой структуры, но и зеемановских подуровней (вследствие чего устанавливается линейный режим зависимости амплитуд пиков флуоресценции от вероятностей переходов). Итак, использование СТЯ позволяет определять и идентифицировать положение атомных уровней во внешнем магнитном поле и измерять относительные вероятности зеемановских переходов (которые могут быть модифицированы в сильном магнитном поле).

Из рис.5а,б следует, что частотное расстояние между переходами $F_g=2, m_F=-2 \rightarrow F_e=1, m_F=-1$ и $F_g=2, m_F=+2 \rightarrow F_e=1, m_F=+1$ в магнитном поле наибольшее по сравнению с другими переходами и составляет ~ 3.1 МГц/Гс (расчетное значение ~ 3.2 МГц/Гс). Кроме того, ярко выражен-

ные пики этих переходов делают их перспективными для создания на их основе простого магнитометра для измерения магнитных полей в интервале 50–500 Гс с субмикронным пространственным разрешением.

В заключение отметим, что использование СТЯ, помещенной в относительно небольшое магнитное поле, позволяет получать (а также, что важно, идентифицировать) “чистые” (невыврожденные) атомные переходы между зеемановскими подуровнями в спектре флуоресценции Rb D_1 линии.

Расчеты показывают, что использование СТЯ позволит также получить “чистые” атомные переходы между зеемановскими подуровнями в спектре флуоресценции D_1 линии Cs, K и других атомов.

Авторы выражают благодарность А.Саркисяну за большой вклад в разработку и изготовление СТЯ, а также А.Хачатрян и А.Саркисяну за техническое содействие. Работа финансирована республиканскими грантами №1351 и №1323 и грантом ANSEF №PS18-01.

ЛИТЕРАТУРА

1. S.Briaudeau, D.Bloch, M.Ducloy. *Europhys. Lett.*, **35**(5), 337 (1996).
2. S.Briaudeau, S.Saltiel, G.Nienhuis, D.Bloch, M.Ducloy. *Phys. Rev. A*, **57**, R3169 (1998).
3. S.Briaudeau, D.Bloch, M.Ducloy. *Phys. Rev. A*, **59**, 3723 (1999).
4. S.Briaudeau, S.Saltiel, J.R.R.Leite, M.Oria, A.Bramati, A.Weis, D.Bloch, M.Ducloy. *J. Phys. IV France*, **10**, Pr8-145 (2000).
5. D.M.Petrosyan, Yu.P.Malakyan. *Phys. Rev. A*, **61**, 053820 (2000).
6. A.Izmailov. *Laser Physics*, **3**, 507 (1993); *Opt. Spectrosc.*, **74**, 25 (1993).
7. T.A.Vartanyan, D.L.Lin. *Phys. Rev. A*, **38**, 5197 (1995).
8. B.Zambon, G.Nienhuis. *Opt. Commun.*, **143**, 308 (1997).
9. R.H.Romer, R.H.Dicke. *Phys. Rev.*, **99**, 532 (1955).
10. D.Sarkisyan, D.Bloch, A.Papoyan, M.Ducloy. *Opt. Commun.*, **200**, 201 (2001).
11. Д.Саркисян, А.Папоян, Т.Варжапетян, Т.Беккер, Г.Вальтер. *Изв. НАН Армении, Физика*, **37**, 342 (2002).
12. P.Tremblay, A.Nichaud, M.Levesque, et al. *Phys. Rev. A*, **42**, 2766 (1990).
13. N.Papageorgiou, A.Weis, V.A.Sautenkov, D.Bloch, M.Ducloy. *Appl. Phys. B.*, **59**, 123 (1994).

PECULIARITIES OF FLUORESCENCE ON THE D_1 LINE OF A SUBMICRON LAYER OF Rb VAPOR IN EXTERNAL MAGNETIC FIELD

D.H.SARKISYAN, T.S.VARZHAPETYAN, A.V.PAPOYAN

We demonstrate that the employment of an extremely thin cell (ETC) with Rb vapor allows one to resolve and identify separate transitions between the Zeeman (magnetic) sublevels of the ^{87}Rb D_1 line hyperfine structure (transitions $F_g=1 \rightarrow F_e=1.2$ and $F_g=2 \rightarrow F_e=1.2$) in the spectra of resonant fluorescence in the external magnetic field ~200 Gs. This makes possible to study “pure” (nondegenerate) atomic transitions. A system of atomic levels is proposed as a base for construction of a magnetometer in the range of 50–500Gs with submicron spatial resolution. It is also demonstrated that in the fluorescence spectra of an ordinary cell (1–10 cm long) the transitions between Zeeman sublevels are not resolved in the magnetic field of ~200 Gs (they are hidden in the Doppler-broadened profile).