

К.54
ИЯФ

34

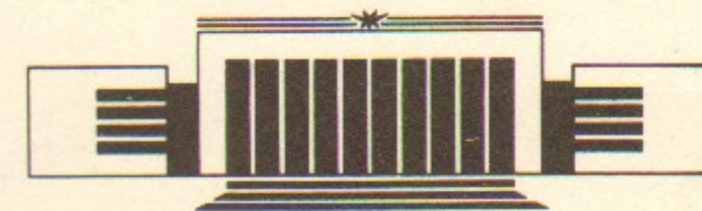
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

Б.А. Князев, С.В. Лебедев, П.И. Мельников

**АКТИВНАЯ ШТАРКОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ
АТОМНОГО ПУЧКА КАК МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ
ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ**

БИБЛИОТЕКА
Института ядерной
физики СО АН СССР
ИНВ. № 2-6/21

ПРЕПРИНТ 87-60



НОВОСИБИРСК

Активная штарковская спектроскопия
атомного пучка как метод измерения
электрических полей

Б.А. Князев, С.В. Лебедев, П.И. Мельников

Институт ядерной физики
630090, Новосибирск 90, СССР

АННОТАЦИЯ

Описана система для дистанционных локальных измерений электрических полей по штарковскому расщеплению линий в спектре флуоресценции атомов литиевого пучка. Два лазера на красителях использовались для возбуждения $2S-2P$ и $2P-4D$ переходов. Литиевый пучок получался путем лазерного испарения мишени. Штарковское расщепление, измеренное экспериментально, хорошо согласуется с теоретическими расчетами. Детально обсуждена применимость метода в плазме и вакуумных диодах.

Active Stark spectroscopy of an atomic beam
as a method for determining an electric fields.

B.A. Knyazev, S.V. Lebedev, P.I. Melnikov

*Institute of Nuclear Physics
630090, Novosibirsk, USSR*

АБСТРАКТ

A diagnostic system has been developed for remote measurement of the local electric field by making use of the Stark splitting in an injected neutral lithium beam. Two dye lasers were used to excite $2S-2P$ and $2P-4D$ transitions. The Li beam is produced by laser-induced evaporation. The Stark splitting which was measured experimentally is in a good agreement with the theoretical predictions. The applicability of the method to the plasma and vacuum diode gaps is discussed in detail.

1. ВВЕДЕНИЕ

В целом ряде случаев и в научных исследованиях, и в различных приложениях возникает необходимость в дистанционных невозмущающих измерениях электрических полей. Проблемы измерения как квазистационарных, так и высокочастотных полей появляются, например, при исследованиях в области физики плазмы. К ним относятся, в принципе, и определение плотности плазмы по штарковскому уширению спектральных линий (см., например, [1, 2]), и измерение интенсивности турбулентных колебаний плазмы [3]. Еще одной областью, где могут быть необходимы подобные измерения, является новый класс устройств — высоковольтные вакуумные диоды для генерации электронных и ионных пучков [4], причем особый интерес эта задача представляет при исследовании работы диодов микросекундной длительности (см., например, [5]). Поскольку частота срабатывания современных мощных экспериментальных устройств иногда составляет всего несколько импульсов в день, необходимо, чтобы полная информация могла быть получена за один импульс.

При условиях, определенных выше, наиболее естественно использовать для измерений спектроскопические методы. Появление лазеров позволило в ряде случаев повысить чувствительность методов, а также привело к появлению новых методов. В работе [6], например, было предложено для измерения высокочастотных электрических полей в плазме использовать эффект возбуждения узкополосным лазерным излучением запрещенного перехода в ато-

ме гелия за счет одновременного поглощения (излучения) кванта $\hbar\Omega$ СВЧ-поля. Сканируя излучение накачки по частоте и наблюдая спонтанное излучение на каскадных переходах с возбуждаемого уровня, можно по спектру возбуждения определить интенсивность поглощения на сателлитах запрещенных линий и вычислить среднюю величину поля $\langle E_{\Omega}^2 \rangle$. Эксперимент, выполненный по подобной методике на атомах лития, описан в работе [7]. Другая, довольно сложная, методика измерения СВЧ-полей с помощью лазерного возбуждения предложена в работе [8].

Для измерения квазистационарных полей в высоковольтных вакуумных диодах недавно было предложено [9] регистрировать штарковское расщепление спектральных линий по излучению пролетающих через вакуумный промежуток ионов (Mg^+ , Ca^+ , Sr^+ , Ba^+), которые вытягиваются из прианодной плазмы. Поскольку плотность ионов в промежутке мала, а связанное с угловой расходимостью доплеровское уширение превышает штарковское расщепление даже при достаточно больших полях, авторы предложили использовать встречные пучки фотонов с суммарной энергией $2\hbar\omega$, равной энергии возбуждаемого уровня. При этом возбуждается запрещенный переход, и полностью устраняется влияние доплер-эффекта. Перестраивая от импульса к импульсу частоту возбуждающего излучения, по флуоресценции, возникающей при переходе с возбужденного на какой-либо промежуточный уровень иона, можно за серию импульсов построить «по точкам» контур расщепленной линии. Практическая применимость этого метода, однако, ограничена диодами, у которых в диодном промежутке имеются ионы. Кроме того, для получения нужной информации посредством этой методики необходимо большое число «выстрелов».

Избежать указанных ограничений можно, если измерение штарковского расщепления осуществлять на атомах пучка, специально инжектируемого в диодный промежуток.

В последние годы появились работы, в которых спектроскопия атомных пучков использована для измерения параметров плазмы. Авторы работы [10] предложили определять плотность электронов плазмы по возбуждаемой этими электронами флуоресценции пучка атомов лития. Дальнейшее развитие метода, предложенное в работе [11], заключается во введении дополнительного возбуждения атомов пучка резонансным лазерным излучением. В принципе, это позволяет, кроме измерения плотности электронов n_e , определять (при одновременном использовании двух атомных пучков) и электронную температуру T_e плазмы.

В работе [12] нами был предложен достаточно простой метод

измерения электрических полей, основанный на возбуждении атомарного пучка широкополосным лазерным излучением и регистрации штарковского расщепления в спонтанной флуоресценции с возбужденного уровня. Этот метод (далее мы будем называть его методом активной штарковской спектроскопии (АШС)) может быть использован для измерения электрических полей как в вакууме, так и в плазме. В настоящей работе более подробно рассмотрены возможности метода АШС, а также приведены результаты, полученные при апробации метода на экспериментальном стенде.

В дальнейшем изложении мы будем придерживаться следующего плана. В разделе 2 описана идея метода. Принципы выбора наиболее подходящей для экспериментов атомной системы рассмотрены в разделе 3. В разделе 4 приведены результаты расчетов величины штарковского расщепления рабочего уровня атома лития и относительных интенсивностей штарковских компонент в спектре флуоресценции в зависимости от напряженности электрического поля. В следующем разделе рассмотрены условия применимости метода. Экспериментальная установка, собранная для стендовой проверки метода, и результаты экспериментов описаны в разделе 6. Наконец, в заключении (раздел 7) подведены итоги работы.

2. ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ МЕТОДА АШС

Для определения напряженности электрического поля через исследуемую область пространства пропускается атомарный пучок. Плотность атомов в пучке выбирается такой, чтобы, с одной стороны, она вносила минимальное возмущение в исследуемый объект, с другой, — была не слишком малой для обеспечения достаточной интенсивности флуоресценции. Элементарный состав пучка естественно выбирать таким, чтобы атомная система имела подходящие термы с сильным расщеплением в электрическом поле.

Для накачки расщепленного терма¹⁾ используется лазерный пучок, пересекающийся с атомным в исследуемой точке. В качестве источника излучения должен быть использован лазер с широким спектром генерации, перекрывающим все частоты возбуждения расщепленного уровня. Спектр спонтанной флуоресценции регистрируется с помощью спектрального прибора. Величина электричес-

¹⁾Как правило, расщепление нижнего уровня перехода мало и может не приниматься во внимание.

кого поля определяется по расстоянию между компонентами штарковского расщепления. Очевидно, что различные модификации регистрирующей аппаратуры позволяют обеспечить временное, пространственное и спектральное разрешение. Методика позволяет регистрировать как квазистационарные, так и СВЧ-поля.

3. ВЫБОР ПОДХОДЯЩЕЙ АТОМНОЙ СИСТЕМЫ

Электрическое поле смешивает и расщепляет близкорасположенные уровни с орбитальными моментами, различающимися на единицу, причем, чем меньше расстояние между ними, тем сильнее они расщепляются. Поэтому эффект Штарка максимален в атоме водорода, где есть уровни, вырожденные по орбитальному моменту (в атоме водорода штарк-эффект всегда линеен по напряженности электрического поля). Однако, для возбуждения атома водорода из основного состояния необходимо ультрафиолетовое излучение, для получения которого нет достаточно мощных источников.

Нами были проанализированы возможности использования для АШС атомов всех доступных элементов. При этом обращалось внимание и на структуру уровней [13], и на силы осцилляторов переходов [14, 15]. Анализ проводился по трем пунктам: наличие

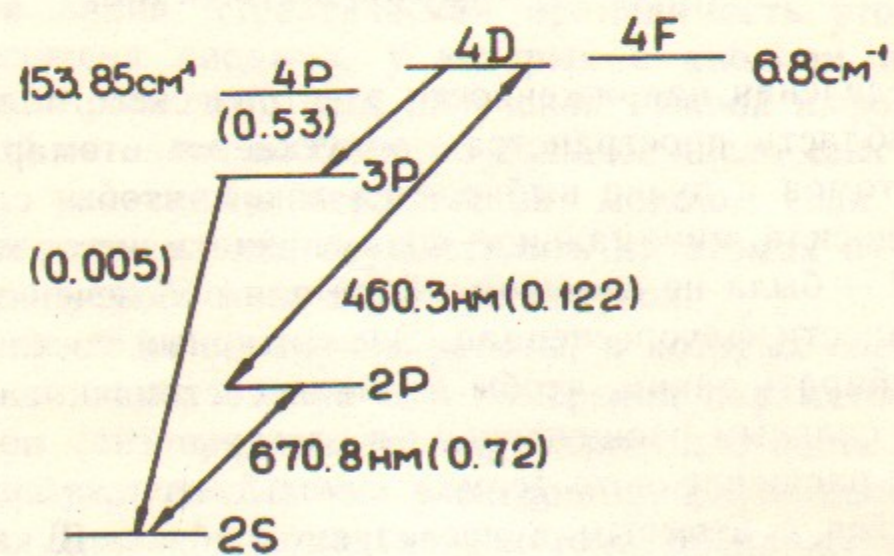


Рис. 1. Схема уровней атома лития. В скобках указаны силы осцилляторов переходов.

уровней, достаточно сильно расщепляемых электрическим полем; достаточно большая сила осцилляторов переходов, соответствующих этим уровням; наличие широкополосного лазерного источника

для возбуждения расщепляемых электрическим полем уровней. Он показал, что наиболее подходящими для наших целей являются атомы щелочных металлов (Li, K, Na, Cs), причем атом лития оказался лучшим по совокупности всех требований.

Схема уровней атома лития приведена на рис. 1. Длины волн переходов, соответствующих уровням $4D$ и $4F$, различаются всего на $0,144$ нм (разница энергий $4D$ и $4F$ уровней равна $6,8$ см⁻¹). Накачку этих уровней можно осуществлять путем ступенчатого возбуждения переходов $2S-2P$ ($f=0,72$; $\lambda=670,78$ нм) и $2P-4D$ ($f=0,172$; $\lambda=460,29$ нм). Для получения излучения с такими длинами волн могут быть использованы лазеры на красителях: кумарине-1 ($2P-4D$) и оксазине-17 ($2S-2P$). Спектральная ширина генерации этих лазеров может достигать нескольких нанометров, что позволяет даже при достаточно больших полях возбуждать все расщепленные электрическим полем уровни.

4. РАСЧЕТ ШТАРКОВСКОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ В АТОМЕ ЛИТИЯ

4.1. Для расчета эффекта Штарка в атоме лития необходимо решить уравнение Шредингера:

$$(\hat{H}_0 + \hat{V}) \cdot \Phi = E \cdot \Phi, \quad (1)$$

здесь Φ — волновая функция, \hat{H}_0 — невозмущенный гамильтониан, $\hat{V} = e(\vec{r}, \vec{E})$ — гамильтониан возмущения (\vec{E} — вектор напряженности электрического поля). Волновые функции решения невозмущенного уравнения Шредингера для возбужденного состояния внешнего электрона ($n=4$) отличаются от водородоподобных из-за наличия двух электронов $1S$ -оболочки. Однако далекое радиальное расположение внешнего электрона от электронов $1S$ -оболочки приводит к тому, что его волновая функция (см. ниже) близка к волновой функции атома водорода с соответствующими квантовыми числами, что косвенно подтверждается малой величиной расщепления $4P$ -, $4D$ -, $4F$ -уровней атома лития. Далее следуя этому, будем считать, что волновые функции $4P^m$ -, $4D^m$ -, $4F^m$ -уровней (обозначим их Φ_1^m , Φ_2^m , Φ_3^m , соответственно) близки к классическим водородным $\Psi_{4l}^m = R_{4l} \cdot Y_{4l}^m$.

Возмущение смешивает близкорасположенные уровни, т. е. решением уравнения (1) является суперпозиция функций Φ_i^m . Если выбрать направление оси z вдоль вектора \vec{E} , то возмущение \hat{V} не

будет изменять проекции орбитального момента m , и искомую волновую функцию можно снабдить индексом m .

Пусть $\Phi^m = \sum c_i^m \Phi_i^m$. Домножим уравнение (1) на Φ_j^m и проинтегрируем с учетом ортогональности Φ_i^m с точностью до малых второго порядка

$$\sum_i (\hat{H}_{0ii} + \hat{V}_{ji}) c_i^m = E^m \cdot c_j^m, \quad (2)$$

или в матричном виде:

$$(c_1^m, c_2^m, c_3^m) \begin{pmatrix} E_1 + V_{11}^m & V_{12}^m & V_{13}^m \\ V_{21}^m & V_{22}^m & V_{23}^m \\ V_{31}^m & V_{32}^m & E_3 + V_{33}^m \end{pmatrix} = E^m \cdot (c_1^m, c_2^m, c_3^m). \quad (3)$$

Здесь E_i — собственные значения энергии невозмущенного уравнения Шредингера, отсчитываемые от $4D$ -уровня. E_1 и E_3 отличны от нуля из-за наличия двух электронов на $1S$ -оболочке. Для проведения дальнейших расчетов необходимо выяснить насколько волновые функции Φ_i^m близки к классическим водородным и на какую точность расчетов можно претендовать при замене в формуле (3) Φ_i^m на Ψ_{4i}^m .

4.2. Оценим величины поправок к классическим водородным волновым функциям, вносимых электронами. Для этого воспользуемся известной формулой линейного приближения

$$\Phi_l^m = \Psi_{4l}^m + \sum_{(n,i) \neq (4,l)} \Psi_{ni}^m \cdot U_{4lm}^{nim} / (E_l - E_{nim}),$$

где

$$U_{4lm}^{nim} = \iiint d^3 \vec{r}_1 \cdot d^3 \vec{r}_2 \cdot d^3 \vec{r}_3 \cdot \left(\frac{2}{r_1} - \frac{1}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|} - \frac{1}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_3|} \right) \times \\ \times |\Phi_{10}^0(\vec{r}_3)|^2 \cdot |\Phi_{10}^0(\vec{r}_2)|^2 \cdot |\Psi_{ni}^m(\vec{r}_1) \cdot \Psi_{4l}^m(\vec{r}_1)|.$$

После интегрирования по \vec{r}_2 и \vec{r}_3 в интеграле остается выражение, зависящее только от r_1 . Поэтому в отличном от нуля матричном элементе U_{4lm}^{nim} $i=l$, а значит $n \neq 4$. Как и следовало ожидать, вносимое электронами $1S$ -оболочки возмущение сохраняет орбитальный момент третьего электрона и его волновая функция имеет определенное значение l , что и отражено в обозначении Φ_l^m .

$$\Phi_l^m = \Psi_{4l}^m + \sum_{n \neq 4} \Psi_{nl}^m \cdot U_{4lm}^{nlm} / (E_l - E_{nlm}).$$

Оценим величину максимального из членов суммы для волновой функции $4F$ -уровня. Так как наиболее близок к нему уровень $5F$, то основной вклад даст член $\Psi_{53}^m \cdot U_{43m}^{53m} / (E_3 - E_{53m})$. Для оценки коэффициента перед волновой функцией Ψ_{53}^m примем, что $U_{43m}^{53m} \approx E_3 = 6,8 \text{ см}^{-1}$, тогда

$$\Psi_{53}^m \cdot U_{43m}^{53m} / (E_3 - E_{53m}) \approx 2,7 \cdot 10^{-3} \cdot \Psi_{53}^m.$$

Таковую же величину имеет и поправка к волновой функции $4D$ -уровня. Поправка к $4P$ -уровню будет значительно большей:

$$\Psi_{51}^m \cdot U_{41m}^{51m} / (E_1 - E_{51m}) \approx 6 \cdot 10^{-2} \cdot \Psi_{51}^m.$$

Используя полученные величины поправок, можно теперь определить точность расчета величины штарковского расщепления. Видно, что указанные поправки входят в уравнение (3) через матричные элементы V_{ij}^m . Самая большая поправка относится к функции Φ_1^m , которая входит только в матричный элемент V_{12}^m ($V_{13}^m = 0$). Взяв отношение матричных элементов из работы [16] (с.415), получим

$$V_{12}^m = \langle \Psi_{41}^m | \hat{V} | \Psi_{42}^m \rangle + 6 \cdot 10^{-2} \langle \Psi_{51}^m | \hat{V} | \Psi_{42}^m \rangle = \\ = (1 + 6 \cdot 10^{-2} / 6,8) \cdot \langle \Psi_{41}^m | \hat{V} | \Psi_{42}^m \rangle,$$

т. е. пренебрежение поправками позволяет получить значение V_{12}^m с точностью порядка 1%. Если проанализировать зависимость приращения собственных значений уравнения (3) от приращения V_{12}^m , то оказывается, что сначала (при достаточно малых электрических полях) она слабая, а затем перерастает в линейную.

Таким образом, предположение о том, что волновые функции уровней с $n=4$ водородоподобны, приводит к погрешности в расчетах не более 1%. Можно считать, что

$$\Phi_l^m = \Psi_{4l}^m = R_{4l} \cdot Y_{4l}^m.$$

4.3. Используя выражения для матричных элементов, приведенные в [16] (с.398, 413), получим

$$V_{ii}^m = 0; \quad V_{13}^m = V_{31}^m = 0; \quad V_{12}^m = V_{21}^m = 12 \sqrt{(4-m^2)/5} \cdot e \cdot a_0 \cdot F, \\ V_{23}^m = V_{32}^m = 6 \sqrt{(9-m^2)/5} \cdot e \cdot a_0 \cdot F,$$

здесь a_0 — боровский радиус. С учетом этого уравнение (3) упрощается:

$$(c_1^m, c_2^m, c_3^m) \begin{pmatrix} E_1 & V_{12}^m & 0 \\ V_{12}^m & 0 & V_{23}^m \\ 0 & V_{23}^m & E_3 \end{pmatrix} = E^m \cdot (c_1^m, c_2^m, c_3^m). \quad (4)$$

Наша задача заключается в отыскании собственных значений E_i^m и коэффициентов $i c_2^m$, соответствующих возбуждаемому $4D$ -уровню. Для собственных значений E_i^m получается уравнение

$$(E_i^m)^3 - (E_1 + E_3) \cdot (E_i^m)^2 - ((V_{32}^m)^2 + (V_{21}^m)^2 - E_1 \cdot E_3) \cdot E_i^m + E_1 \cdot (V_{32}^m)^2 + E_3 \cdot (V_{21}^m)^2 = 0. \quad (5)$$

Собственные значения вычислялись по формулам решения кубического уравнения с помощью ЭВМ. Результаты расчетов приведены на рис. 2, а, 3 и в таблице. Энергия уровней для удобства измеряется в отклонениях от длины волны, соответствующей невозмущенному $4D-2P$ переходу. Как известно, штарковское расщепление вырождено по знаку проекции орбитального момента. Из рисунков видно, что электрическое поле расщепляет $4F$, $4D$, $4P$ -мультиплеты на восемь уровней: $4F^{|m|}$ ($|m|=0, 1, 2$), $4D^{|m|}$ ($|m|=0, 1, 2$), $4P^{|m|}$ ($|m|=0, 1$).

Населенность каждого i, m -уровня определяется квадратами коэффициентов

$$i c_2^m = \frac{(E_i^m - E_1)}{V_{12}^m \cdot \sqrt{1 + \left(1 + \left(\frac{V_{23}^m}{E_i^m - E_3}\right)^2\right) \cdot \left(\frac{E_i^m - E_1}{V_{12}^m}\right)^2}}, \quad (6)$$

причем здесь выполняется условие нормировки $\sum_{i=1}^3 |i c_2^m|^2 = 1$, т. е.

населенность уровней электронами, находящимися в состоянии $4D^m$, принята за единицу. Существует всего восемь возбуждаемых уровней. Их общую населенность и нужно принять за единицу. Населенность $i, |m|$ -уровня обозначим через $n_i^{|m|}$. Она, очевидно, равна

$$n_i^{|m|} = W_{|m|} \cdot |i c_2^m|^2; \quad \sum_{i, |m|} n_i^{|m|} = 1. \quad (7)$$

Здесь $W_{|m|}$ — вероятность возбуждения уровней с модулем проекции момента $|m|$. Если термы возбуждаются неполяризованным излучением, то можно воспользоваться известной формулой коэф-

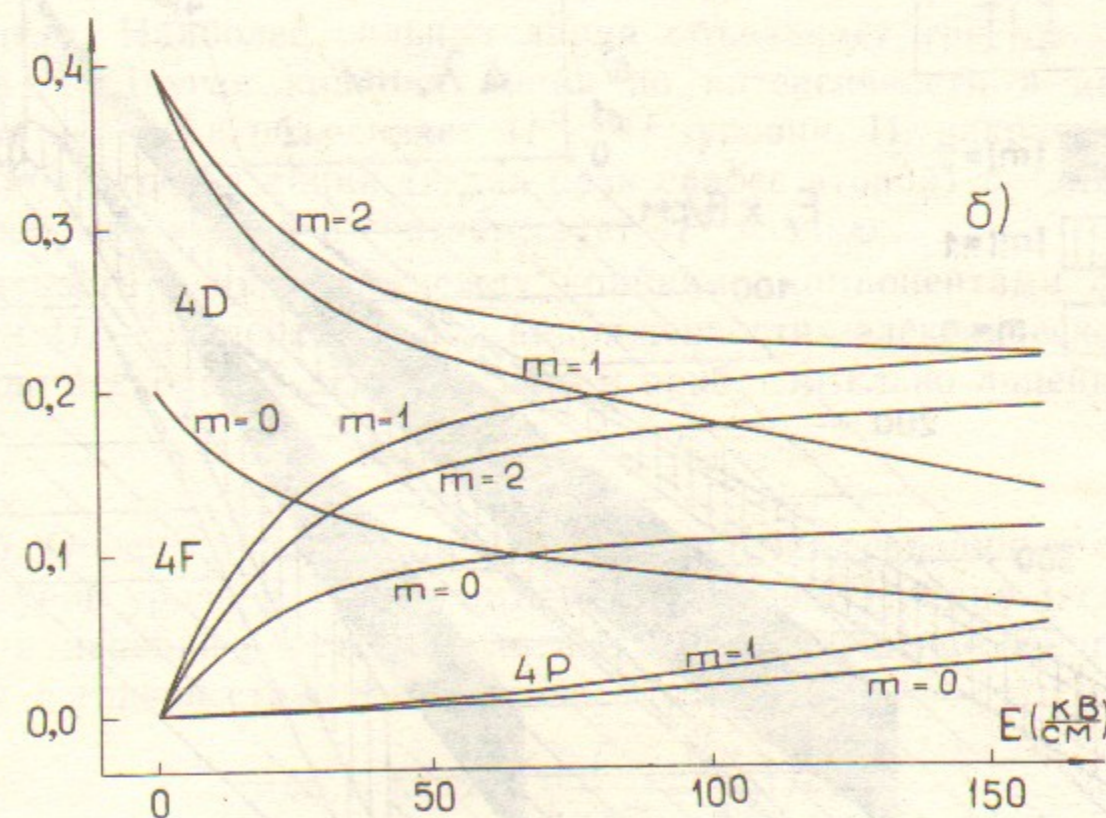
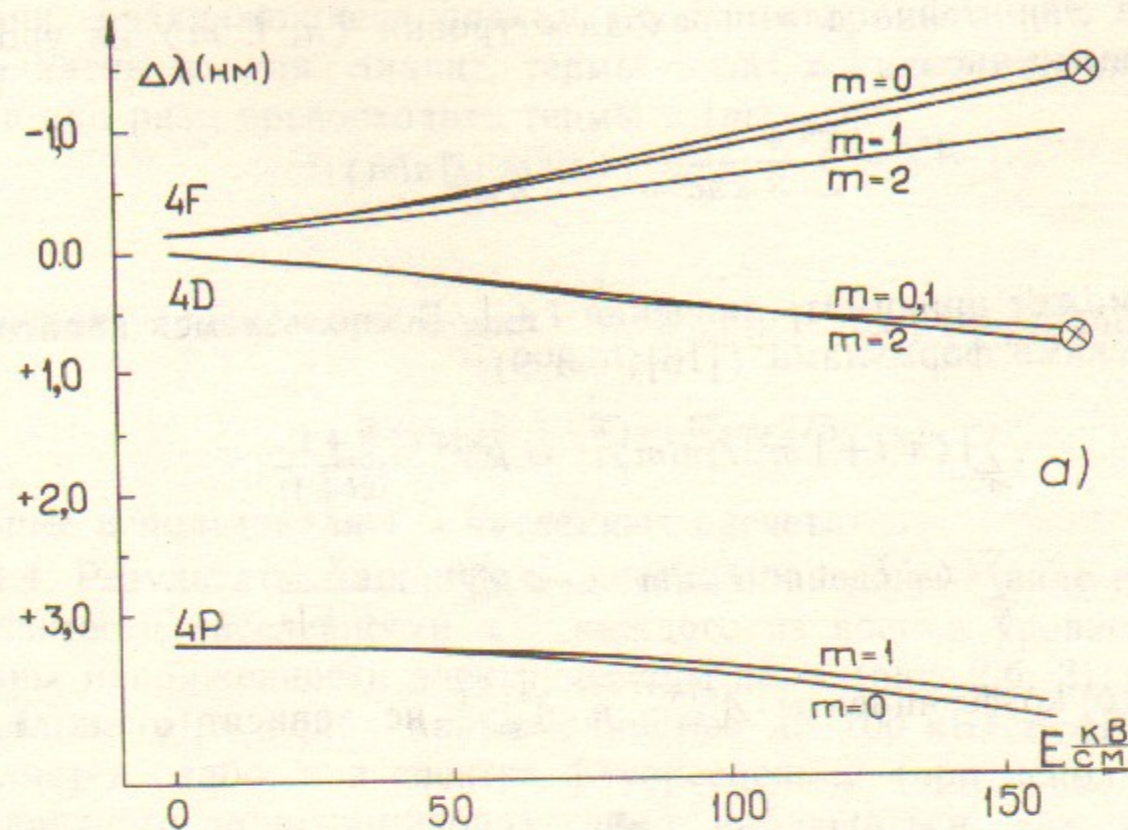


Рис. 2.

а — Вычисленные значения расщепления уровней атома лития с $n=4$ в диапазоне полей 0—150 кВ/см. б — Относительные населенности расщепленных подуровней.

коэффициента Эйнштейна для перехода с уровня $\langle n, l, m \rangle$ на уровни с квантовыми числами n', l'

$$A_{nlm}^{n'l'} = \sum_{m'} \frac{4}{3} \cdot \frac{e^2 \omega^3}{hc^3} \cdot |\langle n'l'm' | \vec{r} | nlm \rangle|^2.$$

Здесь l' может принимать значения $l \pm 1$. Воспользуемся квантово-механическими формулами ([16], с.399):

$$\sum_{m'} |\langle n' l+1 m' | \vec{r} | nlm \rangle|^2 = R_{nl}^{n'l+1} \cdot \frac{(l+1)}{(2l+1)},$$

$$\sum_{m'} |\langle n' l-1 m' | \vec{r} | nlm \rangle|^2 = R_{nl}^{n'l-1} \cdot \frac{l}{(2l+1)}.$$

Видно, что коэффициенты $A_{nlm}^{n'l+1}$ и $A_{nlm}^{n'l-1}$ не зависят от m , т. е.

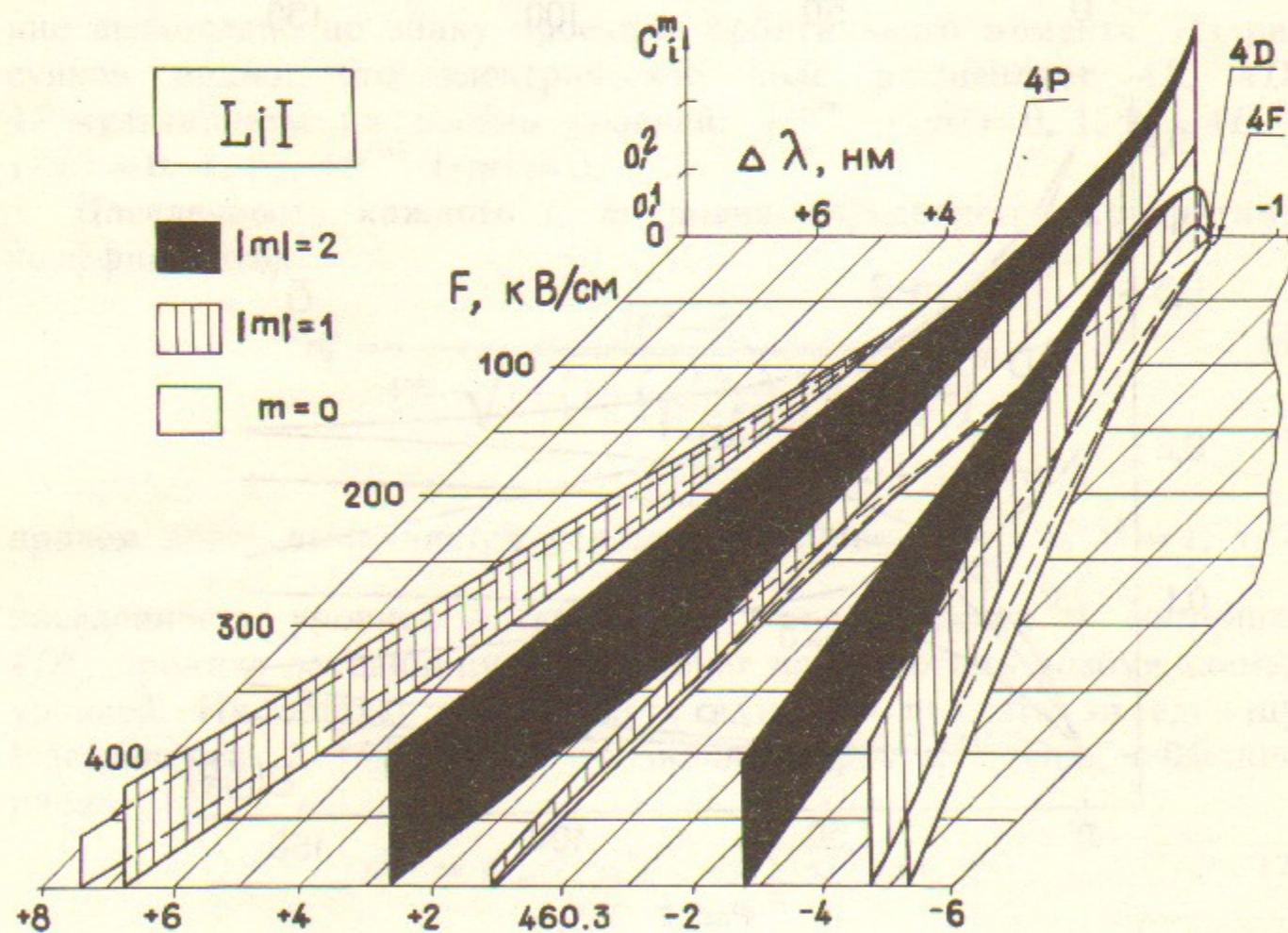


Рис. 3. Обзорная схема расщепления рабочих уровней атома лития при напряженностях электрического поля до 0,5 МВ/см. По вертикали отложена относительная населенность подуровней.

m -уровни мультиплета эквивалентны, и при возбуждении неполя-

ризованным излучением они будут заселяться одинаково. Однако, уровни, различающиеся знаком проекции орбитального момента, объединены в один. Значит, термы с $|m| \neq 0$ по населенности будут в два раза превосходить термы с $|m| = 0$:

$$W_0:W_1:W_2 = 1:2:2.$$

Учитывая условие нормировки $\sum_{|m|=0}^2 W_{|m|} = 1$, получим значения:

$$W_0 = 1/5; \quad W_1 = W_2 = 2/5,$$

которые использовались в численных расчетах.

4.4. Результаты машинного расчета приведены в виде графиков зависимости населенности $n_i^{(m)}$ каждого из восьми уровней от величины напряженности электрического поля (рис. 2, б, 3), а также в таблице. При полях напряженностью до 100 кВ/см 4P-уровень заселяется слабо, и в спектре флуоресценции (при использовании стандартного монохроматора) будут наблюдаться, как видно из рис. 2, лишь две или три «линии», в зависимости от ширины входной щели. Наиболее сильная линия объединяет три уровня 4D⁰, 4D¹, 4D². Другая крайняя линия по интенсивности в два раза меньше первой и объединяет 4F⁰, 4F¹-уровни. И, наконец, наиболее слабая третья линия (в два раза слабее второй) по длине волны близка ко второй и соответствует 4F²-уровню.

Разность длин волн между крайними компонентами флуоресценции 4D—2P-перехода при напряженностях электрического поля порядка нескольких десятков кВ/см приблизительно линейна по F :

$$\Delta\lambda_{\text{нм}} = 1,37 \cdot 10^{-2} F_{\text{кВ/см}}. \quad (8)$$

4.5. Оценим теперь величину расщепления, связанную с тонкой структурой уровней атомов лития и эффектом Зеемана (если в области измерений имеется магнитное поле). Смещение энергии, связанное с тонкой структурой, равно

$$\delta E_j = Ry \cdot \alpha^2 \cdot \left(\frac{1}{j+1/2} - \frac{3}{4n} \right) / n^3.$$

В 4D—2P-переходе наиболее сильно расщепляется 2P-уровень, поэтому величина расщепления составит

$$\Delta E = |\delta E_{3/2} - \delta E_{1/2}| = 4,5 \cdot 10^{-5} \text{ эВ}.$$

или в соответствующих $4D-2P$ переходу длинах волн

$$\Delta\lambda = 8 \cdot 10^{-3} \text{ нм.}$$

Этой величиной можно пренебречь в сравнении со штарковским расщеплением при полях, превышающих 1 кВ/см.

При оценке величины эффекта Зеемана будем предполагать, что зеемановское расщепление больше тонкой структуры. Тогда

$$\Delta E_B = \mu_0 (M_L + 2M_S) \cdot B.$$

Магнитное поле расщепляет уровни на 7 компонент. Разность энергий между крайними компонентами равна

$$\Delta E_B = 6\mu_0 B = 3,3 \cdot 10^{-8} \cdot B_{[\text{кГс}]} \text{ эВ}; \quad \Delta\lambda = 5,6 \cdot 10^{-3} \cdot B_{[\text{кГс}]} \text{ нм,} \quad (9)$$

Например, при $B = 50$ кГс эта величина равна 0,3 нм. Зеемановское расщепление может оказаться существенным при достаточно больших магнитных полях.

5. ПРЕДЕЛЫ ПРИМЕНИМОСТИ МЕТОДА АШС

При практической реализации метода активной штарковской спектроскопии следует учитывать, что имеется целый ряд физических явлений, ограничивающих область применения метода. Часть из этих явлений накладывает ограничения на параметры аппаратуры, используемой при реализации метода; другие определяют предельные внешние параметры, при которых еще возможно применение метода. Рассмотрим проблемы связанные с этими явлениями.

5.1. Спектральное разрешение компонент штарковского расщепления

В методе АШС спектральная ширина лазерного излучения должна быть велика, поэтому при возбуждении атомов пучка проблем, связанных с доплеровским сдвигом не возникает. Однако, при регистрации спонтанной флуоресценции штарковское расщепление может маскироваться доплеровским уширением²⁾.

Имеются три причины, вызывающие доплеровское уширение

²⁾ Очевидно, что доплеровский сдвиг при регистрации в задачу не входит и здесь нами не рассматривается.

линий флуоресценции: расходимость атомного пучка, разброс скоростей в пучке и различие проекций скорости пучка v_n на направление наблюдения в пределах телесного угла регистрирующей оптики (последний фактор иллюстрируется рис. 4). Как правило,

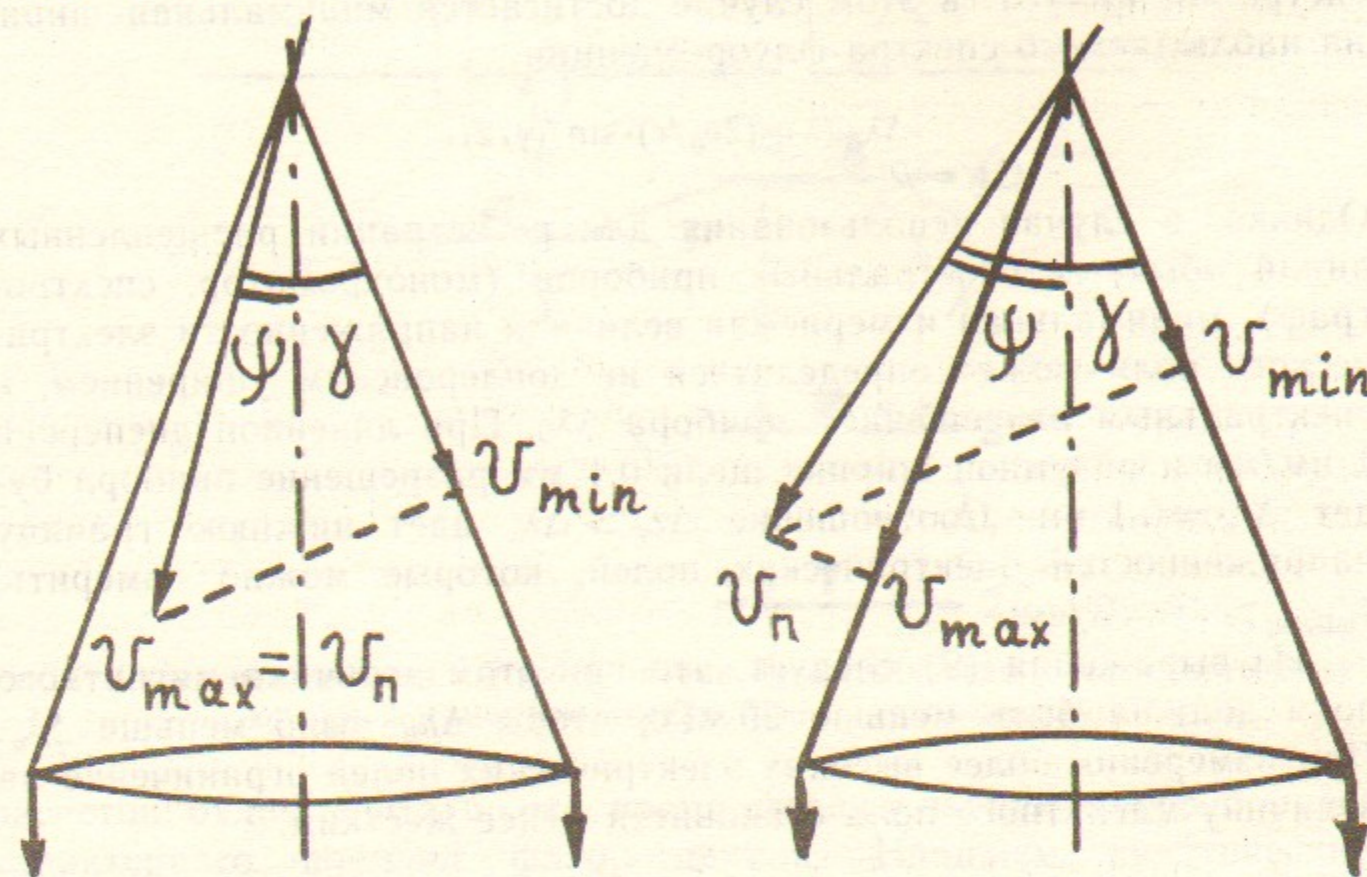


Рис. 4. Схема, иллюстрирующая появление доплеровского уширения линий за счет скорости атомного пучка и геометрии оптической системы.

первые два фактора³⁾ приводят к меньшему уширению, чем последний. Следовательно, наблюдаемое уширение в основном определяется геометрией регистрирующей оптики. Типичное значение половинного угла составляет $\sim 0,1$, а доплеровское уширение (как видно из рис. 4) будет

$$\Delta\lambda_D/\lambda = (2v_n/c) \cdot \sin\psi \cdot \sin\gamma.$$

В худшем случае ($\psi = \pi/2$) для $\lambda = 460$ нм ($4D-2P$ переход атома лития) получим практическую формулу (для $\gamma \sim 0,1$):

$$\Delta\lambda_D \approx 0,017 \cdot \sqrt{E_{\text{эВ}}} \text{ нм.}$$

Если использовать атомные пучки с энергией ≤ 10 эВ [17], то из

³⁾ Эти факторы существенно влияют на перепоглощение резонансной флуоресценции [22].

таблицы видно, что доплеровское уширение будет меньше штарковского расщепления. Если же из других соображений (см., например, раздел 5.5) энергию пучка необходимо повысить, то это можно сделать, направив пучок вдоль оптической оси системы регистрации ($\psi=0$). в этом случае достигается минимальная ширина наблюдаемого спектра флуоресценции

$$\Delta\lambda_D/\lambda = (2v_n/c) \cdot \sin^2(\gamma/2).$$

Однако, в случае использования для регистрации расщепленных линий обычных спектральных приборов (монохроматор, спектрограф), минимальная измеряемая величина напряженности электрического поля может определяться не доплеровским уширением, а спектральным разрешением прибора $\Delta\lambda_a$. При линейной дисперсии 1 нм/мм и разумной ширине щели 0,1 мм разрешение прибора будет $\Delta\lambda_a = 0,1$ нм. Соотношение $\Delta\lambda_f > \Delta\lambda_a$ дает нижнюю границу напряженностей электрических полей, которые можно измерить, $F_{[кВ/см]} > 10$ кВ/см.

Из выражения (9) следует, что при этом величина магнитного поля должна быть меньше 20 кГс, чтобы $\Delta\lambda_B$ было меньше $\Delta\lambda_a$. При измерении более высоких электрических полей ограничение на величину магнитного поля становится менее жестким.

5.2. Оптимизация интенсивности лазерного излучения

На рис. 5 приведена схема всех переходов, которые следует учитывать при расчетах кинетики заселенности состояний атома лития. Возбуждение рабочего уровня 4D обеспечивается каскадным возбуждением с помощью двух источников лазерного излучения с длинами волн λ_1 и λ_2 . Распад 4D-состояния происходит за счет спонтанного излучения при переходах на 3P- и 2P-уровни, а также за счет фотоионизации лазерным излучением. Фотоионизация приводит к потере атомов пучка (а, следовательно, и к снижению интенсивности флуоресценции), что накладывает ограничение сверху на допустимую интенсивность лазерного излучения. С другой стороны, желательно, чтобы интенсивность флуоресценции при заданной плотности атомов была максимально высокой, т. е. насыщенной (см., например, [18]). Это условие и определяет оптимальную интенсивность лазерного излучения (если, конечно, она не превышает предел, допустимый по фотоионизации).

Вычислим теперь необходимые интенсивности лазерных источ-

ников и оценим потери за счет фотоионизации. Для упрощения



Рис. 5. Схема возбуждения 4D-уровня атома лития. Широкие стрелки соответствуют вынужденному излучению, тонкие — спонтанному.

расчетов будем считать, что время фотоионизации много больше характерного времени флуоресценции. Напишем кинетические уравнения для населенностей без учета фотоионизации:

$$\begin{aligned} dn_1/dt &= (\int j_1^{\omega} \cdot \sigma_{21}^{\omega} \cdot d\omega + A_{21}) \cdot n_2 + A_{41} n_4 - \int j_1^{\omega} \cdot \sigma_{21}^{\omega} \cdot d\omega \cdot n_1, \\ dn_3/dt &= \int j_2^{\omega} \cdot \sigma_{23}^{\omega} \cdot d\omega \cdot n_2 - (A_{32} + \int j_2^{\omega} \cdot \sigma_{32}^{\omega} \cdot d\omega) \cdot n_3 - A_{43} \cdot n_3, \\ dn_4/dt &= A_{34} \cdot n_3 - A_{41} \cdot n_4, \\ n_1 + n_2 + n_3 + n_4 &= n. \end{aligned}$$

Здесь A_{ik} — коэффициенты Эйнштейна $i \rightarrow k$ перехода⁴⁾: $A_{21} = 3,7 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$, $A_{32} = 2,3 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$, $A_{41} = 4,8 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$, $A_{34} = 6,8 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$; j_1^{ω} — спектральная плотность потока квантов, возбуждающих 1—2 переход (2S—2P); j_2^{ω} — спектральная плотность потока квантов, возбуждающих 2—3 переход (2P—4D); n_i — населенность i -го уровня; n — суммарная населенность уровней (коли-

⁴⁾ Данные различных источников о вероятностях переходов в атоме лития довольно сильно различаются. Приведенные здесь значения A_{ik} взяты из теоретической работы [19], сопровождаемой большим числом ссылок на экспериментальные работы, и дополнены данными из таблиц [14].

чество атомов Li); σ_{ik}^{ω} — сечение перехода с i -го уровня на k -й, причем $g_i \sigma_{ik}^{\omega} = g_k \sigma_{ki}^{\omega}$, $\sigma_{ik}^{\omega} = a_{ki}^{\omega} \cdot \lambda_i^2 / 4$, $\int a_{ki}^{\omega} \cdot d\omega = A_{ki}$, [20].

Если время возбуждения больше времени установления равновесия $1/A_{41} \approx 0,2$ мкс, то можно считать, что на протяжении всего времени процесса поддерживаются стационарные населенности. Приравнивая нулю производные по времени, получим выражение для интересующего нас третьего уровня:

$$n_3 = \frac{n}{\left(\frac{g_1}{g_2} + \frac{A_{21}}{\int j_1^{\omega} \sigma_{21}^{\omega} d\omega} + 1\right) \cdot \left(\frac{A_{32} + A_{43}}{\int j_2^{\omega} \sigma_{23}^{\omega} d\omega} + \frac{g_2}{g_3}\right) + \frac{A_{43}}{\int j_1^{\omega} \sigma_{12}^{\omega} d\omega} + \frac{A_{43}}{A_{41}} + 1}. \quad (10)$$

Заметим, что при меньших временах возбуждения $3P$ -уровень будет не успевать заселяться, а, следовательно, населенность будет несколько большей, чем вычисленная по формуле (10).

Введем параметры насыщения:

$$S_1 = \int \frac{j_1^{\omega} \sigma_{21}^{\omega} \cdot d\omega}{A_{21}},$$

$$S_2 = \int \frac{j_2^{\omega} \sigma_{32}^{\omega} \cdot d\omega}{A_{32}}.$$

При $S_1, S_2 \gg 1$ n_3 достигает максимального значения $n/3,2$, а при $S_1 = S_2 = 1$ $n_3 = n/10$. Найдем спектральные плотности потока квантов излучения накачки, при которых параметры насыщения равны единице:

$${}^0 j_1^{\omega} = 4/\lambda_1^2 \approx 9 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2},$$

$${}^0 j_2^{\omega} = 4/\lambda_2^2 \approx 2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2},$$

Здесь при интегрировании учтено, что ширина спектра излучения много больше ширины линии атома. Соответствующие спектральные плотности потока энергии равны:

$${}^0 J_1^{\lambda} = \hbar \omega_1 \cdot {}^0 j_1^{\omega} \cdot \frac{\omega_1}{\lambda_1} \approx 1 \frac{\text{кВт}}{\text{см}^2 \cdot \text{нм}},$$

$${}^0 J_2^{\lambda} = \hbar \omega_2 \cdot {}^0 j_2^{\omega} \cdot \frac{\omega_2}{\lambda_2} \approx 7 \frac{\text{кВт}}{\text{см}^2 \cdot \text{нм}}.$$

Характерная ширина спектров генерации лазеров на красителе составляет 1—5 нм по основанию. Принимая (см. раздел 6), ширину спектра генерации лазера на кумарине-1 $\Delta\lambda_2 = 3$ нм, а на оксази-

не-17 $\Delta\lambda_1 = 2$ нм, получим, соответственно, необходимые плотности мощности излучения в лазерном пучке:

$$\begin{aligned} J_1^0 &= {}^0 J_1^{\lambda} \cdot \Delta\lambda_1 \approx 2 \text{ кВт/см}^2, \\ J_2^0 &= {}^0 J_2^{\lambda} \cdot \Delta\lambda_2 \approx 20 \text{ кВт/см}^2. \end{aligned} \quad (11)$$

При длительностях импульса лазеров 6 мкс и 4 мкс и площади фокусировки $0,01 \text{ см}^2$ необходимые энергии лазерного импульса составят $Q_1 = 0,1$ мДж, $Q_2 = 1$ мДж. Такие значения энергии генерации легко достигаются в лазерах на красителях с ламповой накачкой.

При плотностях мощности, больших, чем J_1^0 и J_2^0 , достигается насыщение третьего уровня. Но, как отмечалось выше, на эти величины существуют ограничения сверху, налагаемые фотоионизацией. Приступим к расчету этих ограничений.

Поскольку волновые функции $3P$ - и $4D$ -уровней атома Li водородоподобны, можно воспользоваться формулой для сечения фотоионизации водорода [21]

$$\sigma_{\lambda n} = 2,8 \cdot 10^{29} \cdot G_{n\lambda} \cdot \frac{\lambda^3}{n^5 c^3} \text{ см}^2.$$

Здесь $\sigma_{\lambda n}$ — сечение фотоионизации уровня с главным квантовым числом n излучением с длиной волны λ ; $G_{n\lambda}$ — фактор Гаунта (при длинах волн 460 нм (λ_2) и 671 нм (λ_1) приблизительно равен единице). Расчет дает следующие значения сечений:

$$\sigma_{\lambda_1 3} = 1,3 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2; \quad \sigma_{\lambda_2 3} = 4,2 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2;$$

$$\sigma_{\lambda_1 4} = 3 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2; \quad \sigma_{\lambda_2 4} = 1 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2.$$

Напишем кинетическое уравнение фотоионизации:

$$dn/dt = -(\sigma_{\lambda_1 3} \cdot j_1 + \sigma_{\lambda_2 3} \cdot j_2) \cdot n_3 - (\sigma_{\lambda_1 4} \cdot j_1 + \sigma_{\lambda_2 4} \cdot j_2) \cdot n_4,$$

j_i — плотность потока квантов i -го излучения. Пусть T — время действия излучения. Для того чтобы атомы Li не успели ионизоваться, должно выполняться условие $dn/dt \cdot T < n$. Найдем критические значения j_1^k и j_2^k , при которых $dn/dt \sim n/T$, т. е. любой из потоков будет полностью ионизовать атомы Li за время T . Очевидно, что при этой оценке в качестве n_3 и n_4 необходимо использовать их максимально достижимые значения, равные, соответственно, $0,31 \cdot n$ и $0,44 \cdot n$. Тогда

$$j_1^k = 1,6 \cdot 10^{17} / T \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1},$$

$$j_2^k = 4,8 \cdot 10^{17} / T \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}.$$

Время определяется пролетом атомов через облучаемую область и, при разумных предположениях составляет $\sim 0,1$ мкс. С учетом этого найдем критические плотности мощности лазерного излучения:

$$\begin{aligned} J_1^k &\approx 450 \text{ кВт/см}^2, \\ J_2^k &\approx 2000 \text{ кВт/см}^2. \end{aligned} \quad (12)$$

Эти значения примерно на два порядка больше плотностей потоков, необходимых для насыщения (11). Это означает, что накачку верхних уровней атома Li можно осуществлять в режиме насыщения, избегая фотоионизации. Таким образом, окончательно оптимальная интенсивность лазерного излучения заключается в следующих пределах:

$$\begin{aligned} 2 \text{ кВт/см}^2 < J_1 < 450 \text{ кВт/см}^2, \\ 20 \text{ кВт/см}^2 < J_2 < 2000 \text{ кВт/см}^2. \end{aligned} \quad (13)$$

5.3. Требования к плотности атомного пучка

Очевидно, что чем выше плотность n атомов в пучке, тем выше интенсивность спонтанной флуоресценции в облучаемом объеме

$$I_{\text{фл}} \sim n \cdot V \cdot A_{32}.$$

Однако величина n может быть ограничена сверху по двум причинам, во-первых, пучок не должен вносить возмущение в исследуемый объект, во-вторых, при слишком большой плотности спонтанное излучение из облучаемого объема может резонансно перепоглощаться в самом пучке.

Возмущение, вносимое пучком в объект наблюдения, должно оцениваться специально в каждом эксперименте. В случае инъекции пучка в вакуум, например, можно потребовать, чтобы плотность пучка не превышала по порядку величины плотности остаточного газа (для $P = 3 \cdot 10^{-5}$ Тор, к примеру, она составляет 10^{12} см^{-3}).

Что касается реабсорбции излучения флуоресценции, то применительно к предлагаемой схеме измерений можно сделать следующие замечания. Схема каскадного насыщенного возбуждения, при

которой регистрируется флуоресценция с верхнего уровня, а также тот факт, что флуоресценция наблюдается в потоке атомов, приводит к очень интересным особенностям распространения спонтанного излучения. Эти особенности подробно рассмотрены в работе [22], где показано, что наличие потока может быть использовано для уменьшения самопоглощения резонансного излучения, и проведены оценки оптимальной плотности атомов в пучке применительно к эксперименту, описанному в разделе 6.

5.4. Ограничение на величину напряженности электрического поля

Известно, что при величине электрического поля, выше некоторой пороговой [16], атомы ионизируются, причем этот порог тем ниже, чем выше уровень возбуждения атомов ($\sim n^{-4}$) [23]. С ростом напряженности электрического поля вероятность подбарьерного туннелирования электрона из потенциальной ямы ядра быстро увеличивается. Когда время ионизации электрическим полем сравнивается с длительностью действия возбуждающего излучения, пучок «выгорает». Эффект исчезновения линий наблюдался, например в [24, 25]. Этот физический эффект ограничивает сверху напряженность электрических полей, которые можно измерять методом АШС.

В работе [26] были теоретически рассчитаны напряженности электрических полей, при которых исчезают линии H_γ , H_σ , H_ϵ , H_ζ . Интересующий нас переход $4D-2P$ в атоме лития приблизительно соответствует линии H_β атома водорода, для которой отсутствуют теоретические расчеты, но экспериментально наблюдалось исчезновение красных компонент этой линии при напряженности электрического поля 1,1 МВ/см [25]. Таким образом, область применимости метода АШС ограничена сверху величиной напряженности поля ~ 1 МВ/см.

5.5. Ионизация атомного пучка электронами и ионами в высоковольтном вакуумном диоде и плазме

В предыдущих разделах мы обсудили «внутренние» ограничения метода. Рассмотрим теперь ограничения, накладываемые средой, а именно — ионизацию атомного пучка в плазме или вакуумном диоде. Для того чтобы пучок не успевал ионизоваться частицами среды, время «выгорания» пучка $\tau_{\text{ион}} = (n \cdot \langle \sigma v \rangle)^{-1}$ должно

быть больше времени пролета пучка до точки наблюдения $\tau_{\text{прол}} = l/v_n$, т. е.

$$\tau_{\text{прол}}/\tau_{\text{ион}} = nl\langle\sigma v\rangle/v_n < 1. \quad (14)$$

Здесь l — расстояние, проходимое пучком в среде, v_n — скорость пучка, n — плотность частиц среды, v — относительная скорость столкновения. При анализе неравенства (14) необходимо учесть три процесса: ионизацию электронами, ионизацию ионами, перезарядку атомов пучка на ионах. Если максимум сечения ионизации атомов электронами достигается при энергии порядка десяти электронвольт, то максимум сечения перезарядки находится в области энергий порядка 1 кэВ, а сечение ионизации ионами максимально при энергиях порядка сотни кэВ.

Рассмотрим ионизацию медленного литиевого пучка ($v_n = 10^6$ см/с) в плазме электронами и ионами водорода. При температуре плазмы до 10 кэВ скорость ионизации ионами мала и ее можно не учитывать. На рис. 6,а представлена зависимость $\tau_{\text{прол}}/\tau_{\text{ион}}$ ($n = 10^{12}$ см $^{-3}$, $l = 10$ см, $v_n = 10^6$ см/с) от температуры плазмы для процессов ионизации атомов лития электронами (кривая 1) и перезарядки на ионах водорода (кривая 2). При вычислении использованы данные [27, 28], а $\langle\sigma v\rangle$ усреднено по максвелловскому распределению [10]. На рис. 6,б приведена кривая значений n , при которых $\tau_{\text{прол}}/\tau_{\text{ион}} = 1$. Область под этой кривой доступна для метода АШС. Видно, что при температуре плазмы меньше 200 эВ плотность плазмы должна быть меньше $2 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$. Повышение этой границы может быть достигнуто за счет увеличения скорости v_n .

В высоковольтных вакуумных диодах энергия электронов и ионов достигает нескольких сот кэВ. При таких энергиях скорость перезарядки значительно меньше скорости ионизации электронами и ионами. Подсчитаем критическое значение плотности электронного тока, при котором $\tau_{\text{прол}}/\tau_{\text{ион}} = 1$, для энергии электронов 500 кэВ. В литературе нет данных для сечения ионизации атомов лития при таких энергиях, но его можно вычислить, используя борновское приближение ($\sigma \sim E^{-1} \ln E$) и данные [27] для более низких энергий. Получим следующие значения критической плотности тока (при $l = 10$ см, $v_n = 10^6$ см/с)

$$j_{\text{ион}}^e = 80 \text{ кА/см}^2.$$

Если диод работает в режиме зарядовой нейтрализации пучка, то

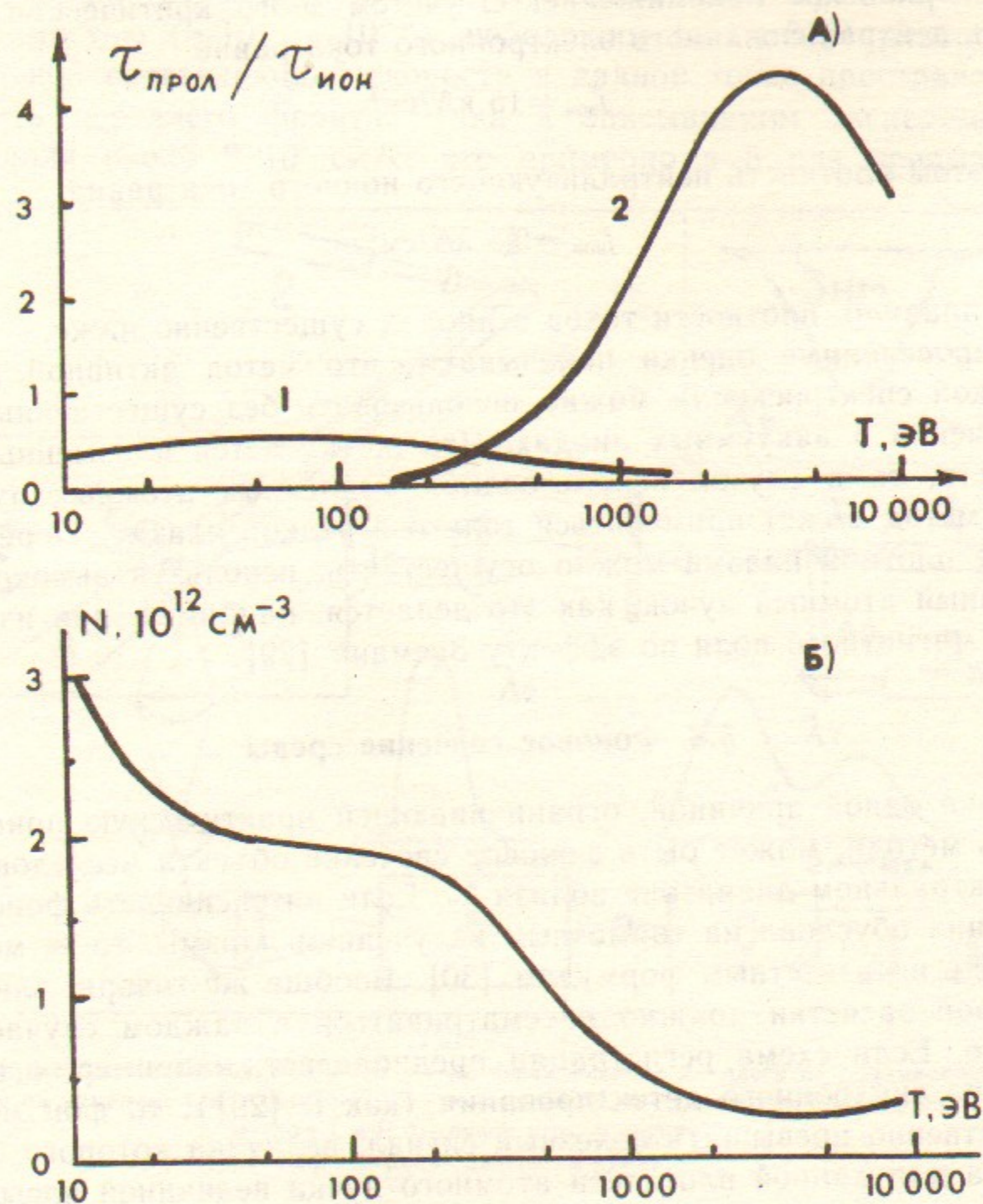


Рис. 6.

а — зависимость $\tau_{\text{прол}}/\tau_{\text{ион}}$ от температуры плазмы при $l = 10$ см, $v_n = 10^6$ см/с, $n = 10^{12}$ см $^{-3}$: кривая 1 — ионизация электронами, кривая 2 — перезарядка; б — зависимость плотности плазмы n , при которой $\tau_{\text{прол}}/\tau_{\text{ион}} = 1$ (с учетом ионизации электронами и перезарядки), от температуры ($l = 10$ см, $v_n = 10^6$ см/с).

скорость ионизации ионами преобладает. Сечение ионизации ионами можно пересчитать по сечению ионизации электронами, используя борновское приближение. С учетом этого критическая плотность нейтрализованного электронного тока равна

$$j_{\text{ион}}^e = 15 \text{ кА/см}^2,$$

при этом плотность нейтрализующего ионного тока равна

$$j_{\text{ион}}^i = 0,5 \text{ кА/см}^2.$$

Как правило, плотности токов в диодах существенно ниже.

Проведенные оценки показывают, что метод активной штарковской спектроскопии можно использовать без существенных ограничений в вакуумных диодах. Что же касается плазменных устройств, то в случае использования медленных атомных пучков, этот метод может применяться только в редкой плазме. Переход к более плотной плазме можно осуществить, используя высокоэнергетичный атомный пучок, как это делается, например, при измерениях магнитного поля по эффекту Зеемана [29].

5.6. Фоновое свечение среды

Еще одной причиной, ограничивающей практическую применимость метода, может быть фоновое свечение объекта исследования в спектральном диапазоне вблизи λ_2 . Если интенсивность фонового свечения обусловлена тормозным излучением плазмы, то ее можно оценить по известным формулам [30]. Вообще же говоря, влияние фоновой засветки должно рассматриваться в каждом случае отдельно. Если схема регистрации предполагает, например, использование синхронного детектирования (как в [29]), то фон может существенно превышать полезный сигнал, величина которого ограничена для данной плотности атомного пучка величиной насыщенной флуоресценции.

6. ЭКСПЕРИМЕНТ

Для экспериментальной апробации метода АШС нами была собрана установка, схема которой приведена на рис. 7.

Поток атомов лития формировался в вакуумной камере ($P \sim 10^{-5}$ Тор) путем испарения литиевой мишени (1) импульсом излучения лазера на родамине-6Ж (2) [31]. При таком способе

формирования атомного потока [17] получаются пучки с малой расходимостью ($\sim 10^{-2} \div 10^{-3}$), небольшим ($\sim 1 \div 3\%$) разбросом продольной составляющей скорости в данной точке пространства. Скорость переднего фронта пучка в описываемом эксперименте составляла около $2 \cdot 10^6$ см/с, что примерно в 5 раз превышает

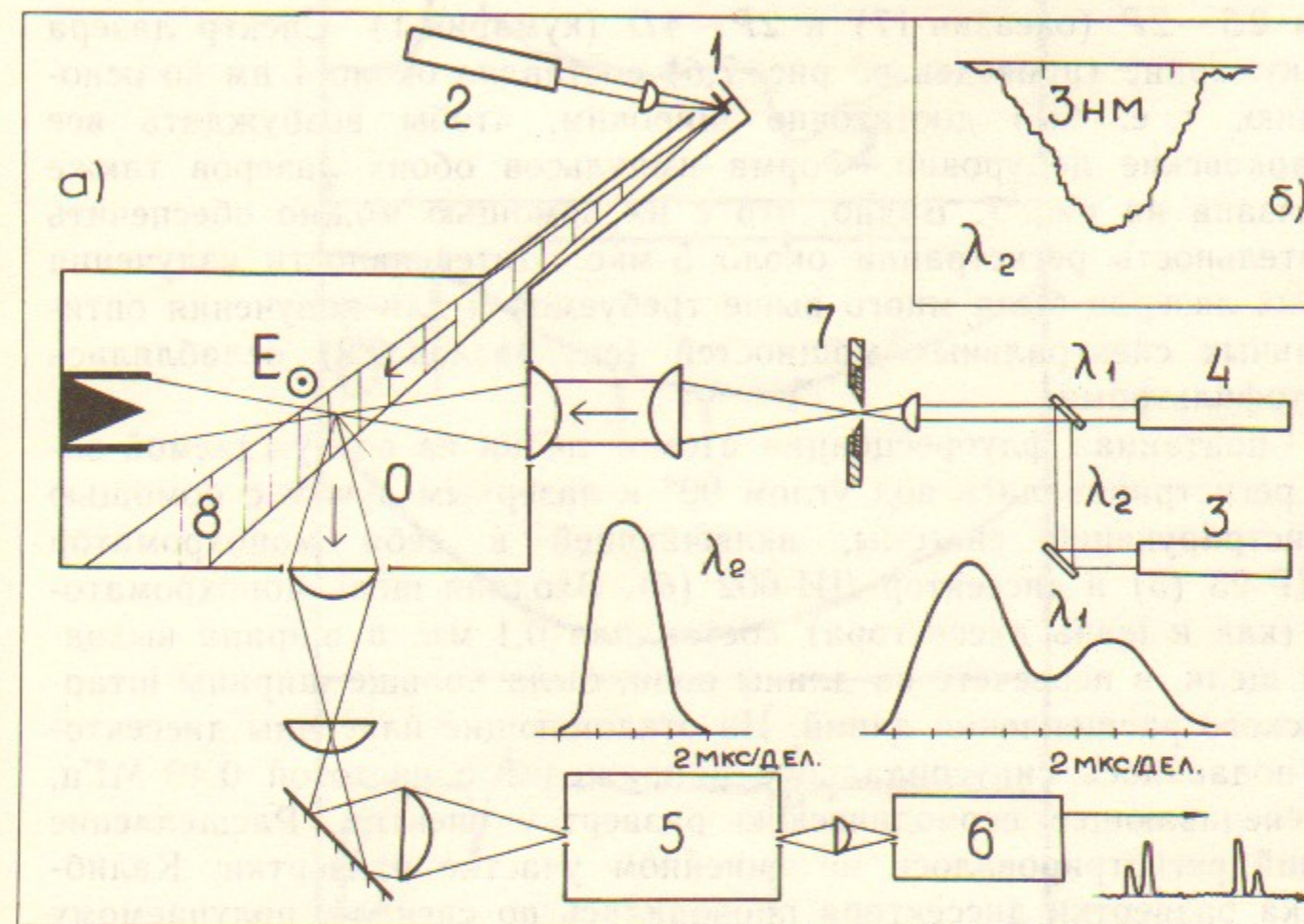


Рис. 7.

а) — Схема экспериментальной установки. 1 — литиевая мишень; 2 — лазер на родамине-6Ж; 3, 4 — лазеры на кумарине-1 и оксазине-17; 5 — монохроматор; 6 — диссектор; 7 — диафрагма диаметром 1 мм; 8 — пучок атомов лития.
б) — спектр генерации лазера на кумарине-1.

скорость, которая должна получаться при «оптимальном испарении». Это обстоятельство, а также тот факт, что в пучке имелась ионизованная компонента (которая при необходимости запиралась магнитным барьером), указывают на то, что исходное газовое облако испаренного материала нагревалось выше температуры испарения (1590 К).

На расстоянии 70 см от мишени атомарный пучок пересекал зону, в которой с помощью плоского конденсатора могло создаваться однородное электрическое поле напряженностью порядка 50 кВ/см. В эту же область с помощью перископа и телескопической системы фокусировались излучения лазеров с ламповой накач-

кой на кумарине-1 (3) и оксазине-17 (4). Диаметр совмещенных пучков в области фокусировки составлял 1 мм. Резонаторы лазеров состояли из плоскопараллельных диэлектрических зеркал без диспергирующих элементов. Подстройка длины волны излучения осуществлялась изменением концентрации красителя в растворе. Лазеры были настроены на длины волн, соответствующие переходам $2S-2P$ (оксазин-17) и $2P-4D$ (кумарин-1). Спектр лазера на кумарине (приведен на рис. 7,б) составлял около 4 нм по основанию, т. е. был достаточно широким, чтобы возбуждать все штарковские подуровни. Форма импульсов обоих лазеров также показана на рис. 7. Видно, что с их помощью можно обеспечить длительность регистрации около 5 мкс. Интенсивность излучения обоих лазеров была много выше требуемой и для получения оптимальных спектральных мощностей (см. раздел 5.2) ослаблялась светофильтрами.

Спонтанная флуоресценция атомов лития из возбуждаемой зоны регистрировалась под углом 90° к лазерным лучам с помощью регистрирующей системы, включающей в себя монохроматор МДР-23 (5) и диссектор ЛИ-602 (6). Входная щель монохроматора (как и щель диссектора) составляла 0,1 мм, а ширина выходной щели, в пересчете на длины волн, была больше ширины штарковского расщепления линий. На отклоняющие пластины диссектора подавалось синусоидальное напряжение с частотой 0.46 МГц, обеспечивающее периодическую развертку спектра. Расщепление линий регистрировалось на линейном участке развертки. Калибровка развертки диссектора проводилась по сигналу, получаемому при наблюдении освещенной выходной щели монохроматора с известной шириной. коэффициент калибровки составил $6.5 \cdot 10^{-3}$ нм/нс. Описанная схема регистрации позволяла получать информацию о величине напряженности электрического поля в объеме диаметром 1 мм и длиной порядка 1 см с периодичностью ~ 1 мкс. В принципе, возможны и другие схемы регистрации. Поместив на выходе монохроматора тонкую поперечную щель, можно с помощью электронно-оптического преобразователя развернуть спектр флуоресценции во времени непрерывно. Если же использовать для возбуждения плоские лазерные лучи, можно с помощью монохроматора и ЭОП, работающего в кадровом режиме, получать мгновенное распределение электрического поля вдоль выбранного направления.

Эксперименты показали, что полезный сигнал идентифицируется очень четко. Достаточно было «выключить» либо атомный пу-

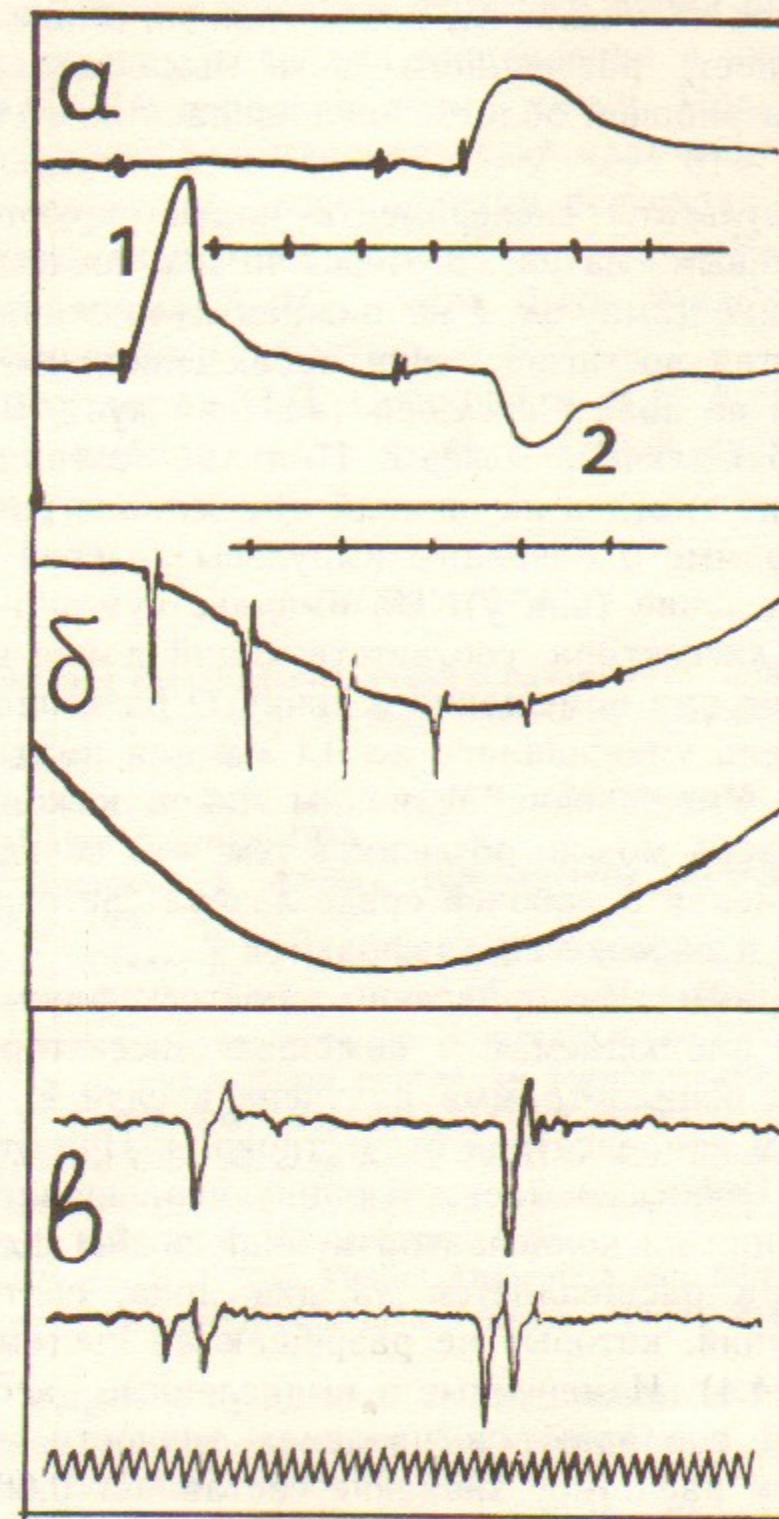


Рис. 8.

- а — Осциллограмма тока на зонд Ленгмюра (верхний луч) и импульсов лазеров на родомине (1) и кумарине (2). Развертка 10 мкс/дел.
- б — Импульсы лазеров на оксазине (внизу) и на кумарине; на импульс кумаринового лазера наложен сигнал диссектора (λ_2), наблюдавшийся, когда в точку О (рис. 7) помещался рассеивающий экран. Развертка 1 мкс/дел.
- в — Флуоресценция лития на $\lambda_2 = 460.3$ нм в отсутствие электрического поля (вверху) и при поле $F = 50$ кВ/см. Синусоида: $f = 20$ МГц. Калибровка диссектора $6.5 \cdot 10^{-3}$ нм/нс.

чок, либо лазерное излучение λ_1 , как сигнал на длине волны λ_2 исчезал (интенсивность рассеянного света была мала). Плотность атомного пучка в рабочей области оценивалась по величине сигнала и составляла $\sim 10^{11}$ см $^{-3}$.

Основные результаты эксперимента иллюстрируются осциллограммами приведенными на рис. 8. Через 40 мкс после срабатывания лазера на родамине (импульс 1 на нижнем луче осциллограммы а) пучок атомов лития достигает точки наблюдения, что фиксируется ионным сигналом на зонд Ленгмюра (верхний луч). В этот момент включаются возбуждающие лазеры. Импульс лазера на кумарине (пик 2) был также выведен на нижний луч осциллографа.

На осциллограмме б показаны импульсы лазеров на кумарине (вверху) и на оксазине (внизу). На импульс кумаринового лазера наложен сигнал диссектора, соответствующий длине волны λ_2 , который наблюдался при помещении в точку О рассеивающего экрана (выходная щель уменьшалась до 0,1 мм для имитации сигнала флуоресценции). Уменьшение величины пиков к концу импульса кумаринового лазера можно объяснить тем, что вследствие термооптических искажений в рабочей среде лазера световой луч становится кольцевым и обрезается диафрагмой 7.

На осциллограммах в приведены спектры флуоресценции на длине волны λ_2 , наблюдаемые с помощью диссектора в рабочем режиме. Верхняя осциллограмма получена в случае, когда напряжение на плоском конденсаторе отсутствовало. При этом наблюдались одиночные пики, соответствующие нерасщепленной линии. Подача напряжения на конденсатор меняет сигнал флуоресценции. сигнал диссектора расщепляется на два пика, соответствующих двум группам линий, которые не разрешаются системой регистрации (см. раздел 4.4). Измеренные и вычисленные расстояния между компонентами совпадают в пределах точности эксперимента. При $F=50$ кВ/см расчетное значение составляет 0,66 нм, а определенное экспериментально — $0,65 \pm 0,07$ нм. Из осциллограмм видно, что использованная нами система регистрации позволяет уверенно разрешать расщепленные полем компоненты, начиная примерно с 15 кВ/см.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе подробно описан метод измерения электрических полей, основанный на спектроскопии штарковского рас-

щепления линий флуоресценции атомного пучка при лазерном возбуждении. Вычислены величина расщепления и интенсивность компонент для $4D-2P$ перехода атома лития. Подробно обсуждены вопросы, связанные с интенсивностью излучения накачки, плотностью атомного пучка, особенностями регистрации и т. п. Приведены результаты экспериментальной апробации метода на стенде. Показано, что метод АШС может быть реализован достаточно простыми техническими средствами.

Авторы благодарят О.П. Сушкова и В.В. Фламбаума за консультации при выборе подходящей атомной системы и расчетах штарковского расщепления.

ЛИТЕРАТУРА

1. Грим Г. Уширение спектральных линий в плазме. — М.: Мир, 1978.
2. Кузнецов Э.И., Щеглов М.А. Методы диагностики высокотемпературной плазмы. — М.: Атомиздат, 1980.
3. Волков Я.Ф., Дятлов В.Г., Митина Н.И. Диагностика турбулентной плазмы. — Киев: Наукова думка, 1983.
4. Миллер Р. Введение в физику сильноточных пучков заряженных частиц. — М.: Мир, 1984.
5. Воропаев С.Г., Князев Б.А., Конюхов В.В., Лебедев С.В., Меклер К.И., Николаев В.С., Рютов Д.Д., Чикунов В.В., Щеглов М.А. Мощные электронные пучки микросекундной длительности для нагрева плазмы в соленоидах. — Докл. III Всесоюз. конф. по инженерным проблемам термоядерных реакторов, 1984, Ленинград, т.1, с. 298-308; Воропаев С.Г., Князев Б.А., Койдан В.С., Конюхов В.В., Лебедев С.В., Меклер К.И., Чикунов В.В., Щеглов М.А. Работа мегавольтового микросекундного диода при инжекции РЭП в магнитную пробку. — Препринт ИЯФ 87-2. Новосибирск, 1987.
6. Burrell C.F., Kunze H.-J. Two Photon Absorption and Stimulated Raman Scattering on Excited Helium Atoms in a Plasma. — Phys. Rev. Letters, 1972, v.29, N21, p.1445.
7. Rebhan U., Weigart N.T., Kunze H.-J. Measurement of Fluctuating Electric Fields by Means of High-Frequency Stark Effect in a Laser Excited Lithium Beam. — Phys. Lett. 1981, v.85A, N4, p.228.
8. Полушкин И.Н., Рябинин М.Ю., Шагиев Ю.М., Язеилов В.В. Методика локальных измерений СВЧ полей в плазме по резонансной флуоресценции атомов водорода. — ЖЭТФ, 1985, т.89, N5(11), с.1648.
9. Maron Y., Litwin C. Spectroscopic Doppler-Free Methods for Measuring the Electric and Magnetic Fields in Magnetically Insulated Ion Diodes. — J. Appl. Phys., 1983, v.54, N4, p.2086.
10. Kadota K., Tsuchida K., Kawasumi Y., Fujita J. Plasma Diagnostics by Neutral Beam Probing. — Plasma Physics, 1978, v.20, p.1011.
11. Kadota K., Pociaszczyk A., Bogen P., Hints E. Measurement of Electron Densities and Temperatures in Plasma Boundary Combining Neutral Beam Probing and Laser-Induced Fluorescence. — IEEE Trans. Plasma Sci., 1984, PS-12, N4, p.264.

12. *Knyazev B.A., Lebedev S.V., Melnikov P.I.* Stark Spectroscopy of Laser-Excited Atoms as a Method for Measuring the Electric Fields in High-Voltage Vacuum Diodes. — Proc. 12th Intern. Conf. on Phenom. in Ionized Gases, Budapest, 1985, p.1004.
13. *Bashkin S., Stoner J.O.* Atomic Energy-Levels and Grotrian Diagrams, — Amst.-Oxf.-N.-Y.: North.-Holl. Publ. Comp., v.1 (1975), v.2 (1978), v.3 (1981), v.4 (1982).
14. *Wiese W.L., Smith M.W., Glennon B.M.* Atomic Transition Probabilities, v.1. Hydrogen Through Neon. — National Bureau of Standards, NSRDS-NBS4, 1966.
15. *Радциг А.А., Смирнов Б.М.* Справочник по атомной и молекулярной физике. — М.: Атомиздат, 1980.
16. *Бете Г., Солпитер Э.* Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. — М.: ГИФМЛ, 1960.
17. *Князев Б.А., Лебедев С.В., Меклер К.И.* Получение облака плазмы с заданным составом элементов вблизи поверхности в вакууме. — ЖТФ, 1986, т.56, N7, p.1319.
18. *Зайдель А.Н.* Атомно-флуоресцентный анализ. Физические основы метода. — М.: Наука, 1980.
19. *Theodosiou C.E.* Lifetimes of Alkali-Metal-Atom Rydberg States. — Phys. Rev. A, 1984, v.30, N6, p.2881.
20. *Крайнов В.П., Смирнов Б.М.* Излучательные процессы в атомной физике. — М.: Высшая школа, 1983.
21. *Рихтер Ю.* Излучение горячих газов. — В кн.: Методы исследования плазмы. Под ред. В. Лохте-Хольтгревена. М.: Мир, 1971.
22. *Князев Б.А., Мельников П.И.* Резонансная флуоресценция при каскадном возбуждении атомарных потоков. — Препринт ИЯФ 87-94, Новосибирск, 1987.
23. *Клеппнер Д., Литтман М., Циммерман М.* Ридберговские атомы в сильных полях. — В кн.: Ридберговские состояния атомов и молекул. М.: Мир, 1985.
24. *Gebauer R., Trautenberg H.* Über den Starkeffekt Drifter Ordnung bei den Serienlinien H_β und H_γ des Wasser Stoffs. — Z. Phys., 1930, Bd 62, s.289.
25. *Trautenberg H., Gebauer R., Lewin G.*, Naturwissenschaften, 1930, Bd.18, s.417.
26. *Lanczos C.* Zur Intensitätsschwächung der Spektrallinien in hohen elektrischen Feldern. — Z. Phys., 1931, Bd 68, s.204.
27. *Bameth C.F., Ray J.A., Ricci E., et al.* Atomic Data for Controlled Fusion Research. Reports ORNL N.5206 (v.1), N.5207 (v.2), 1977.
28. *Brink G.O.* Ionization of Alkali Atoms by Electron Bombardment. — Phys. Rev., 1962, v.127, N4, p.1204.
29. *West W.P., Thomas D.M., Ensberg E.S., deGrassie J.S. and Baur J.F.* Diagnostic Instrument for the Measurement of Poloidal Magnetic Fields in Tokamaks. — Rev. Sci. Instrum., 1986, v.57, N8, p.1552.
30. *Бекефи Дж.* Радиационные процессы в плазме. — М.: Мир, 1971.
31. *Князев Б.А., Лебедев С.В., Фокин Е.П.* Мощный лазер на роданине-6Ж с повышенным ресурсом работы. — Квантовая электроника, 1983, т.10, N2, с.276.

F кВ/см	m	E_3 ангстрем	c_3 отн. ед.	E_2 ангстрем	c_2 отн. ед.	E_1 ангстрем	c_1 отн. ед.	$(E_3 - E_2)$ ангстрем	max $(E_3 - E_2)$ ангстрем
2	0	1.5	0.00	-0.0	0.20	-32.6	0.00	1.47	
	1	1.5	0.00	-0.0	0.40	-32.6	0.00	1.46	
	2	1.4	0.00	-0.0	0.40	-32.6	0.0	1.46	1.47
4	0	1.5	0.01	-0.1	0.19	-32.6	0.00	1.55	
	1	1.5	0.01	-0.0	0.39	-32.6	0.00	1.54	
	2	1.5	0.01	-0.0	0.39	-32.6	0.0	1.50	1.55
6	0	1.6	0.01	-0.1	0.19	-32.6	0.00	1.68	
	1	1.5	0.03	-0.1	0.37	-32.6	0.00	1.65	
	2	1.5	0.02	-0.1	0.38	-32.6	0.0	1.58	1.68
8	0	1.6	0.02	-0.2	0.18	-32.6	0.00	1.84	
	1	1.6	0.04	-0.2	0.36	-32.6	0.00	1.80	
	2	1.6	0.03	-0.1	0.37	-32.6	0.0	1.68	1.84
10	0	1.7	0.03	-0.3	0.17	-32.6	0.00	2.03	
	1	1.7	0.06	-0.3	0.34	-32.6	0.00	1.97	
	2	1.6	0.04	-0.2	0.36	-32.6	0.0	1.80	2.03
12	0	1.9	0.04	-0.4	0.16	-32.6	0.00	2.24	
	1	1.8	0.07	-0.3	0.33	-32.6	0.00	2.17	
	2	1.7	0.05	-0.3	0.35	-32.6	0.0	1.94	2.24
14	0	2.0	0.04	-0.5	0.16	-32.7	0.00	2.46	
	1	1.9	0.08	-0.4	0.32	-32.6	0.00	2.38	
	2	1.8	0.06	-0.3	0.34	-32.6	0.0	2.09	2.46
16	0	2.1	0.05	-0.6	0.15	-32.7	0.00	2.70	
	1	2.0	0.09	-0.5	0.31	-32.7	0.00	2.60	
	2	1.8	0.07	-0.4	0.33	-32.6	0.0	2.26	2.70
18	0	2.2	0.05	-0.7	0.15	-32.7	0.00	2.94	
	1	2.2	0.10	-0.7	0.30	-32.7	0.00	2.82	
	2	1.9	0.08	-0.5	0.32	-32.6	0.0	2.43	2.94
20	0	2.4	0.06	-0.8	0.14	-32.7	0.00	3.20	
	1	2.3	0.11	-0.8	0.29	-32.7	0.00	3.06	
	2	2.0	0.09	-0.6	0.31	-32.6	0.0	2.61	3.20
24	0	2.7	0.07	-1.1	0.13	-32.8	0.00	3.71	
	1	2.6	0.13	-1.0	0.27	-32.7	0.00	3.54	
	2	2.2	0.10	-0.8	0.30	-32.6	0.0	2.98	3.71
28	0	3.0	0.07	-1.3	0.13	-32.8	0.00	4.24	
	1	2.8	0.14	-1.2	0.26	-32.8	0.00	4.04	
	2	2.4	0.11	-1.0	0.29	-32.6	0.0	3.36	4.24
32	0	3.3	0.08	-1.5	0.12	-32.9	0.00	4.78	
	1	3.1	0.15	-1.4	0.25	-32.8	0.00	4.55	
	2	2.6	0.12	-1.2	0.28	-32.6	0.0	3.76	4.78
36	0	3.6	0.08	-1.8	0.12	-33.0	0.00	5.32	
	1	3.4	0.15	-1.7	0.24	-32.9	0.00	5.06	
	2	2.8	0.13	-1.4	0.27	-32.6	0.0	4.16	5.32
40	0	3.9	0.08	-2.0	0.11	-33.1	0.00	5.87	
	1	3.7	0.16	-1.9	0.24	-32.9	0.00	5.57	
	2	3.0	0.14	-1.6	0.26	-32.6	0.0	4.57	5.87

F кВ/см	m	E_3 ангстрем	c_3 отн. ед.	E_2 ангстрем	c_2 отн. ед.	E_1 ангстрем	c_1 отн. ед.	$(E_3 - E_2)$ ангстрем	max $(E_3 - E_2)$ ангстрем
45	0	4.3	0.09	-2.3	0.11	-33.2	0.00	6.55	6.55
	1	4.0	0.17	-2.2	0.23	-33.0	0.01	6.22	
	2	3.3	0.14	-1.8	0.26	-32.6	0.0	5.09	
50	0	4.7	0.09	-2.5	0.11	-33.3	0.00	7.24	7.24
	1	4.4	0.17	-2.4	0.22	-33.1	0.01	6.87	
	2	3.5	0.15	-2.1	0.25	-32.6	0.0	5.62	
55	0	5.1	0.09	-2.8	0.10	-33.5	0.01	7.93	7.93
	1	4.8	0.18	-2.7	0.22	-33.2	0.01	7.52	
	2	3.8	0.15	-2.4	0.25	-32.6	0.0	6.14	
60	0	5.5	0.09	-3.1	0.10	-33.6	0.01	8.62	8.62
	1	5.2	0.18	-3.0	0.21	-33.4	0.01	8.17	
	2	4.1	0.16	-2.6	0.24	-32.6	0.0	6.67	
65	0	6.0	0.09	-3.3	0.10	-33.8	0.01	9.31	9.31
	1	5.6	0.18	-3.2	0.21	-33.5	0.01	8.82	
	2	4.3	0.16	-2.9	0.24	-32.6	0.0	7.20	
70	0	6.4	0.10	-3.6	0.10	-34.0	0.01	9.99	9.99
	1	6.0	0.19	-3.5	0.20	-33.6	0.01	9.47	
	2	4.6	0.16	-3.1	0.24	-32.6	0.0	7.73	
75	0	6.9	0.10	-3.8	0.09	-34.2	0.01	10.68	10.68
	1	6.4	0.19	-3.7	0.20	-33.8	0.01	10.12	
	2	4.9	0.17	-3.4	0.23	-32.6	0.0	8.27	
80	0	7.3	0.10	-4.1	0.09	-34.4	0.01	11.36	11.36
	1	6.8	0.19	-4.0	0.19	-34.0	0.02	10.77	
	2	5.1	0.17	-3.7	0.23	-32.6	0.0	8.80	
85	0	7.8	0.10	-4.3	0.09	-34.6	0.01	12.04	12.04
	1	7.2	0.19	-4.2	0.19	-34.1	0.02	11.42	
	2	5.4	0.17	-3.9	0.23	-32.6	0.0	9.34	
90	0	8.2	0.10	-4.5	0.09	-34.9	0.01	12.72	12.72
	1	7.6	0.20	-4.4	0.18	-34.3	0.02	12.06	
	2	5.7	0.17	-4.2	0.23	-32.6	0.0	9.88	
95	0	8.7	0.10	-4.7	0.08	-35.1	0.01	13.39	13.39
	1	8.0	0.20	-4.7	0.18	-34.5	0.02	12.70	
	2	5.9	0.17	-4.5	0.23	-32.6	0.0	10.41	
100	0	9.1	0.10	-4.9	0.08	-35.4	0.02	14.07	14.07
	1	8.4	0.20	-4.9	0.18	-34.7	0.02	13.34	
	2	6.2	0.17	-4.8	0.23	-32.6	0.0	10.95	
110	0	10.1	0.10	-5.3	0.08	-35.9	0.02	15.41	15.41
	1	9.3	0.20	-5.3	0.17	-35.1	0.03	14.61	
	2	6.7	0.18	-5.3	0.22	-32.6	0.0	12.03	
120	0	11.1	0.11	-5.7	0.07	-36.5	0.02	16.73	16.89
	1	10.2	0.21	-5.7	0.16	-35.6	0.03	15.87	
	2	7.3	0.18	-5.8	0.22	-32.6	0.0	13.11	

F кВ/см	m	E_3 ангстрем	c_3 отн. ед.	E_2 ангстрем	c_2 отн. ед.	E_1 ангстрем	c_1 отн. ед.	$(E_3 - E_2)$ ангстрем	max $(E_3 - E_2)$ ангстрем
130	0	12.0	0.11	-6.0	0.07	-37.2	0.02	18.05	18.40
	1	11.0	0.21	-6.1	0.16	-36.1	0.04	17.12	
	2	7.8	0.18	-6.4	0.22	-32.6	0.0	14.18	
140	0	13.0	0.11	-6.3	0.07	-37.8	0.03	19.36	19.94
	1	11.9	0.21	-6.4	0.15	-36.6	0.04	18.36	
	2	8.4	0.18	-6.9	0.22	-32.6	0.0	15.27	
160	0	15.0	0.11	-6.9	0.06	-39.3	0.03	21.94	23.04
	1	13.7	0.21	-7.1	0.14	-37.8	0.05	20.80	
	2	9.4	0.18	-8.0	0.22	-32.6	0.0	17.43	
180	0	17.1	0.11	-7.4	0.05	-40.9	0.04	24.49	26.19
	1	15.6	0.21	-7.6	0.12	-39.1	0.06	23.21	
	2	10.5	0.19	-9.1	0.21	-32.6	0.0	19.59	
200	0	19.2	0.11	-7.8	0.05	-42.6	0.04	27.00	29.37
	1	17.4	0.22	-8.1	0.11	-40.5	0.07	25.57	
	2	11.6	0.19	-10.2	0.21	-32.6	0.0	21.76	
220	0	21.3	0.11	-8.1	0.04	-44.4	0.05	29.49	32.59
	1	19.3	0.22	-8.6	0.10	-41.9	0.08	27.90	
	2	12.7	0.19	-11.2	0.21	-32.6	0.0	23.92	
240	0	23.5	0.11	-8.4	0.04	-46.2	0.05	31.95	35.84
	1	21.3	0.22	-8.9	0.09	-43.5	0.09	30.20	
	2	13.8	0.19	-12.3	0.21	-32.6	0.0	26.09	
260	0	25.7	0.11	-8.7	0.04	-48.2	0.05	34.40	39.11
	1	23.2	0.22	-9.3	0.09	-45.1	0.10	32.47	
	2	14.9	0.19	-13.4	0.21	-32.6	0.0	28.26	
280	0	27.9	0.11	-8.9	0.03	-50.2	0.06	36.83	42.41
	1	25.2	0.22	-9.6	0.08	-46.8	0.10	34.72	
	2	15.9	0.19	-14.5	0.21	-32.6	0.0	30.43	
300	0	30.1	0.11	-9.1	0.03	-52.2	0.06	39.26	45.73
	1	27.1	0.22	-9.8	0.07	-48.5	0.11	36.95	
	2	17.0	0.19	-15.6	0.21	-32.6	0.0	32.60	
350	0	35.8	0.11	-9.5	0.02	-57.5	0.07	45.28	54.08
	1	32.2	0.22	-10.3	0.06	-53.0	0.12	42.47	
	2	19.7	0.19	-18.3	0.21	-32.6	0.0	38.02	
400	0	41.5	0.11	-9.8	0.02	-62.9	0.07	51.27	62.52
	1	37.3	0.22	-10.7	0.05	-57.7	0.13	47.92	
	2	22.4	0.19	-21.0	0.21	-32.6	0.0	43.44	
450	0	47.3	0.11	-10.0	0.02	-68.5	0.07	57.26	71.02
	1	42.4	0.22	-10.9	0.04	-62.6	0.14	53.34	
	2	25.2	0.19	-23.7	0.21	-32.6	0.0	48.87	
500	0	53.1	0.11	-10.1	0.01	-74.2	0.08	63.23	79.56
	1	47.6	0.22	-11.2	0.03	-67.6	0.15	58.73	
	2	27.9	0.19	-26.4	0.21	-32.6	0.0	54.30	

Б.А. Князев, С.В. Лебедев, П.И. Мельников

**Активная штарковская спектроскопия атомного пучка
как метод измерения электрических полей**

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Работа поступила 23 апреля 1987 г.
Подписано в печать 21.05.1987 г. МН 08203
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2,6 печ.л., 2,1 уч.-изд.л.
Тираж 250 экз. Бесплатно. Заказ № 60

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и
отпечатано на ротапинтере Института ядерной физики
СО АН СССР,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*