

T-612

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

2719



Н. А. Торопков

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ
МЕДЛЕННЫХ ПРОТОНОВ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1966

Уд 65/3 149.

Н. А. Торошков

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ
МЕДЛЕННЫХ ПРОТОНОВ

УД. ИЗДАНИЕ КОПИЮ
ИЗДАНИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
БИБЛИОТЕКА

1. Общепринятым методом измерения поляризации \vec{P} пучка частиц со спином $s = \frac{1}{2}$ в физике высоких энергий являются эксперименты по измерению лево-правой асимметрии упругого рассеяния на подходящей мишени. В области малых энергий для этих целей используются ядерные реакции с известной матрицей взаимодействия, преобразующей спиновое пространство исходного канала в спиновое пространство конечного канала. Однако такие методы анализа первично поляризованного протонного пучка могут приводить к неопределенности получаемого результата. Дело в том, что как в первом, так и во втором случае требуются предварительно ускоренные частицы. Сам же процесс ускорения поляризованных протонов уменьшает величину \vec{P} пучка, если не выполняются условия адиабатического прохождения участков с быстро меняющимися электромагнитными полями ^{/1/}. Для устранения указанной неопределенности необходимо знание поляризации не только выведенного пучка, но и инжектируемых в ускоритель протонов. Это позволит однозначно определить источник вносимой деполаризации, величину \vec{P} пучка и анализирующую способность мишени, используемой для измерения поляризации выведенного пучка. Все это становится возможным, поскольку из источника поляризованных частиц (ИПЧ) можно получать как поляризованные, так и неполяризованные частицы.

В данной работе рассматривается метод измерения поляризации медленного пучка протонов непосредственно в ИПЧ без дополнительного ускорения ^{/2/}. Описываемый метод основан на заметной вероятности получения метастабильных атомов при прохождении пучком протонов газовой мишени, зависимости заселенностей компонент сверхтонкой структуры метастабильного состояния быстрого атома от поляризации падающих протонов и возможности избирательного гашения этих компонент. Область применения такого метода измерения поляризации пучка протонов простирается в интервале энергий от 1 кэВ и, по-видимому, до 1 МэВ.

2. Если протон с энергией ≈ 10 кэВ проходит через газовую мишень, то существует очень большая вероятность подхвата электрона атома мишени в связанное

состояние с образованием быстрого нейтрального атома водорода. При вычислении сечения такого процесса возникает необходимость рассмотрения в общем случае многочастичного взаимодействия. Приближенные формулы для расчета сечений получены многими авторами. Обзор используемых при этом методов расчета и ссылки на оригинальные работы можно найти, например, в книге^{/3/}. Для грубых оценок можно использовать первое борновское приближение. В этом приближении дифференциальное сечение для захвата электрона в конечное состояние l в водороде дается формулой:

$$\frac{d\sigma_l}{d\Omega} = \left(\frac{m}{2\pi\hbar^2}\right)^2 \left(\frac{v'}{v}\right) |I_l|^2, \quad (1)$$

где $m = \frac{M_p(M_p + m_e)}{2M_p + m_e}$, M_p - масса протона, m_e - масса электрона, v - скорость падающего протона в с.и.и., v' - скорость уходящего быстрого нейтрального атома в с.и.и.,

$$I_l = \int e^{-i\vec{k}\cdot\vec{R}'} \Psi_l^*(\vec{r}') \cdot K e^{i\vec{k}R} \Psi_0(\vec{r}) d\vec{r} d\vec{R} \quad (2)$$

$$\hbar\vec{k} = m\vec{v}, \quad \hbar\vec{k}' = m\vec{v}'$$

$\Psi_0(\vec{r})$ - волновая функция электрона в основном состоянии атома водорода, $\Psi_l(\vec{r}')$ - волновая функция электрона в состоянии l быстрого атома водорода.

Захват электрона в связанное состояние в рассматриваемом приближении удовлетворительно описывается взаимодействием падающий протон- электрон атома мишени и падающий протон-ядро

$$K = \frac{e^2}{|\vec{R} + \frac{m_e}{M_p + m_e} \vec{r}|} - \frac{e^2}{|\vec{R} - \frac{M_p}{M_p + m_e} \vec{r}|} \quad (3)$$

Интегрирование в (2) с учетом только второго члена (3) является прямым и приводит к следующему выражению для сечения захвата в основное состояние атома водорода

$$\sigma = \frac{1,1 \cdot 10^{-18}}{E(E+1)^5} M^2, \quad F = \left(\frac{\hbar v}{2e^2}\right)^2 \quad (4)$$

Учет взаимодействия падающий протон-ядро приводит к сложному интегралу в (2). Методы его вычисления даны в работе^{/4/}. Там же обсуждается возможность интерполирования борновского приближения на рассматриваемую область энергий.

Для нас представляет интерес захват электрона только в метастабильное $2^2S_{1/2}$ - состояние быстрого атома водорода. Оценку вероятности прямого процесса можно сделать, используя формулы (2) и (3). Можно показать, что образование метастабильного атома путем захвата электрона в высоковозбужденные состояния с последующим каскадным переходом на $2^2S_{1/2}$ -уровень значительно менее вероятно, чем прямой

захват. В самом деле, оценка отношения вероятностей каждого из этих каналов по отношению к захвату в основное состояние приводит к следующему результату:

$$\xi_1 = \sum_n a_n \frac{W(n \rightarrow 2S)}{W(n \rightarrow 1S)} \approx 0,0075$$

$$\xi = \frac{\sigma_{2S}}{\sigma_{1S}} \approx 0,125$$
(5)

где $a_n = \frac{\sigma_n}{\sigma_{1S}}$, σ_n - сечение захвата электрона в состоянии с главным квантовым числом n , $W(n \rightarrow 2S)$ - вероятность каскадного процесса, приводящего к $2^2S_{1/2}$ -состоянию, $W(n \rightarrow 1S)$ - вероятность каскадного процесса, приводящего к $1^2S_{1/2}$ - состоянию.

Результат получен с использованием численных данных для вероятностей $W(n \rightarrow 2S; 1S)$ /5/ и в предположении, что $\frac{\sigma_n}{\sigma_{1S}} \approx \frac{1}{n^3}$.

Экспериментальные данные по захвату электрона в метастабильное состояние получены в ряде работ /6/. Используя эти данные, можно оценить выход быстрых метастабильных атомов при прохождении протонным пучком газовой мишени:

$$F(2S) = \frac{N_{2S}}{N_0} = \sigma d$$
(6)

где N_{2S} - интенсивность метастабильного пучка, N_0 - интенсивность падающего пучка протонов, d - толщина газовой мишени, определяемая следующим выражением:

$$d = \frac{N_L \cdot L_{\text{эфф}} \cdot p \cdot \xi \cdot T_0}{T p_0}$$
(7)

$N_L = 2,69 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$ - число Лоршмидта, $L_{\text{эфф}}$ - эффективная длина газовой мишени в м, p - давление в мишени в н/м^2 , T - температура мишени в $^{\circ}\text{К}$, ξ - число атомов в молекуле, $p_0 = 101325 \text{ н/м}^2$, $T_0 = 273^{\circ}\text{К}$.

При оптимальных толщине мишени, роде газа и энергии падающих протонов нижняя граница выхода метастабильных атомов в случае однократных соударений достигает 0,001 на падающий протон.

3. Рассмотрим получение быстрых метастабильных атомов при прохождении полностью поляризованного пучка протонов через неполяризованную газообразную водородную мишень. Предположим, что мишень помещена в продольное магнитное поле \vec{H} , направление которого совпадает с начальной поляризацией пучка и осью z . Тогда процесс захвата, идущий за время $t \approx \frac{2a_0}{v} \approx 10^{-16}$ сек, где a_0 - первый боровский радиус в атоме водорода, v - скорость протона, не вносит деполаризирующего вклада. В самом

деле, так как процесс захвата обусловлен кулоновским взаимодействием, $\vec{l} \vec{s}$ взаимодействие отсутствует, можно считать, что матрица взаимодействия не зависит от спиновых переменных. Вследствие этого будут отсутствовать захваты с изменением проекции спина протона на направление поля. Учет диполь-дипольного магнитного взаимодействия электрона и протона приводит к пренебрежимо малому (10^{-7} рад) углу поворота \vec{P}_0 за время захвата. При этом предполагалось, что идет прямой захват электрона в $2^2 S_{1/2}$ - состояние, и нет каскадных процессов. Каскадные переходы на $2^2 S_{1/2}$ - уровень могут приводить к опрокидыванию спина протона^{/7/}. Однако их вклад в образование метастабильных атомов, как было показано, невелик.

Выше мы предполагали, что все частицы пучка находятся в одном и том же спиновом состоянии. Такой пучок будет полностью поляризован и его поляризация характеризуется спинором Паули. В общем случае имеется некогерентная смесь различных состояний, и поляризация пучка определяется матрицей плотности. Если поляризация падающего на мишень пучка протонов равна \vec{P}_0 , а электроны мишени неполяризованы, начальная матрица плотности имеет вид:

$$\rho_0 = \frac{1}{4} (I + \vec{P}_0 \vec{\sigma}). \quad (8)$$

Здесь $\vec{\sigma}$ - матрицы Паули.

Поскольку матрица взаимодействия в нашем случае не зависит от спиновых переменных, распределение спиновых состояний в конечной матрице плотности будет определяться взаимодействием в конечном состоянии.

Электрон во внешнем магнитном поле захватывается в состояния сверхтонкой структуры $2^2 S_{1/2}$ - уровня с квантовыми числами:

$$\{F, m_F\} = \begin{cases} 1, 1 \\ 1, 0 \\ 1, -1 \\ 0, 0 \end{cases} \quad (9)$$

где F - полный спин системы, m_F - его проекция на магнитное поле.

Состояния $\{1,1\}$ и $\{1,-1\}$ полностью поляризованы и не меняют начальной поляризации протона. Состояния $\{1,0\}$ и $\{0,0\}$ представляют собой суперпозицию синглета и триплета с $m_F = 0$ и взаимно противоположными проекциями спинов электрона и протона на поле. Равновесие между этими состояниями устанавливается за время $t \approx \frac{1}{\omega_1 - \omega_0}$, где $\hbar(\omega_1 - \omega_0)$ - энергетическое расщепление уровней $\{1,0\}$ и $\{0,0\}$. Диполь-дипольное магнитное взаимодействие электрона и протона приводит к спаду начальной поляризации в этих состояниях. Нормированные спиновые волновые функции, соответствующие стационарным состояниям (9), в промежуточном магнитном поле имеют вид^{/8/}:

$$\begin{aligned}
 \Psi_{1,1} &= \chi_{+\frac{1}{2}}^p \chi_{+\frac{1}{2}}^e \\
 \Psi_{1,0} &= \sqrt{\frac{1-\epsilon}{2}} \chi_{+\frac{1}{2}}^p \chi_{-\frac{1}{2}}^e + \sqrt{\frac{1+\epsilon}{2}} \chi_{-\frac{1}{2}}^p \chi_{+\frac{1}{2}}^e \\
 \Psi_{1,-1} &= \chi_{-\frac{1}{2}}^p \chi_{-\frac{1}{2}}^e \\
 \Psi_{0,0} &= \sqrt{\frac{1+\epsilon}{2}} \chi_{+\frac{1}{2}}^p \chi_{-\frac{1}{2}}^e - \sqrt{\frac{1-\epsilon}{2}} \chi_{-\frac{1}{2}}^p \chi_{+\frac{1}{2}}^e .
 \end{aligned}
 \tag{10}$$

где $\chi_{\pm\frac{1}{2}}^p$ - спиновая волновая функция, соответствующая проекции спина протона на поле $m_p = +\frac{1}{2}$; $\chi_{\pm\frac{1}{2}}^e$ - то же для электрона,

$$\epsilon = \frac{x}{\sqrt{1+x^2}}, \quad x = \frac{2(\vec{\mu}_I - \vec{\mu}_J) \vec{B}_z}{\hbar a} .
 \tag{11}$$

B_z - величина магнитного поля, μ_I - магнитный момент протона, μ_J - магнитный момент электрона, $\hbar a$ - величина сверхтонкой структуры $2^2 S_{\frac{1}{2}}$ -уровня.

Для определения веса, с которым каждое состояние (θ) входит в конечный пучок, надо усреднить матрицу (8) по волновым функциям (10) конечных стационарных состояний. Пропедев эту процедуру, получим результат, аналогичный полученному в работе /2/, который был выписан автором по аналогии с мюоном.

$$\begin{aligned}
 \rho_{1,1} &= \frac{1+P_0}{4} \\
 \rho_{1,0} &= \frac{1-\epsilon P_0}{4} \\
 \rho_{1,-1} &= \frac{1-P_0}{4} \\
 \rho_{0,0} &= \frac{1+\epsilon P_0}{4} .
 \end{aligned}
 \tag{12}$$

P_0 - величина начальной поляризации падающего пучка.

Рассмотрим два частных случая.

$$P_0 = 1. \quad \rho_{1,1} = \frac{1}{4}, \quad \rho_{1,0} = \frac{1-\epsilon}{4}, \quad \rho_{1,-1} = 0, \quad \rho_{0,0} = \frac{1+\epsilon}{4} .$$

Число частиц, находящихся в близких энергетических состояниях $\{1,1\}$ и $\{1,0\}$, в $\frac{3-\epsilon}{1+\epsilon}$ раз превышает число частиц в состояниях $\{1,1\}$ и $\{0,0\}$. При $\epsilon = 0$ это отношение равно 3, что соответствует 50% поляризации метастабильного пучка.

$$P_0 = 0. \quad \rho_{1,1} = \frac{1}{4}, \quad \rho_{1,0} = \frac{1}{4}, \quad \rho_{1,-1} = \frac{1}{4}, \quad \rho_{0,0} = \frac{1}{4} .$$

Отношение числа частиц, находящихся в верхних состояниях, к числу частиц в нижних состояниях при $\epsilon = 0$ (отсутствует магнитное поле) равно 1, что соответствует неполяризованному метастабильному пучку.

Величина поляризации метастабильного пучка в случае, когда на мишень падает

пучок протонов с поляризацией \vec{P}_0 , направленной вдоль оси z определяется следующим выражением:

$$P_{28} = \frac{P_0}{2} (1 + \epsilon^2). \quad (13)$$

Формула (13) легко получается из (12) и известного выражения, используемого для определения поляризации пучка частиц:

$$\frac{\sum_n \{ |a_1^{(n)}|^2 - |a_2^{(n)}|^2 \}}{\sum_n \{ |a_1^{(n)}|^2 + |a_2^{(n)}|^2 \}} = P_n, \quad (14)$$

где a_1 и a_2 — компоненты спинора Паули.

Суммирование производится по всем некогерентно смешивающимся состояниям в пучке.

Итак, если на мишень падает пучок медленных протонов с энергией ≈ 10 кэв и поляризацией P_0 , то с вероятностью $\approx 0,001$ будет идти образование быстрых метастабильных атомов в состояниях (8). Заселенности этих состояний определяются формулами (12). Поляризация метастабильного пучка выражается соотношением (13). В процессе перезарядки будут образовываться и атомы в других возбужденных состояниях. Однако время жизни этих состояний составляет $\approx 10^{-8}$ сек, поэтому на расстоянии менее 1 см от мишени в нейтральном пучке останутся только быстрые атомы, находящиеся в основном и метастабильном $2^2 S_{1/2}$ — состояниях.

4. В отсутствие возмущений типа электрического поля или атомных соударений метастабильное $2^2 S_{1/2}$ — состояние атома водорода имеет среднее время жизни $\tau = 1/7$ сек. Такая большая величина для времени жизни связана с тем, что лэмбовский сдвиг, характеризующий энергетическую разность между $2^2 P_{1/2}$ и $2^2 S_{1/2}$ — уровнями, мал и составляет всего лишь $1058,07 \pm 0,10$ Мгц^{1/8/}. Если теперь на пути метастабильного пучка помещено электрическое поле, то запрет $\ell = 0 \rightarrow \ell' = 0$ снимается, так как ℓ уже не является хорошим квантовым числом. Поэтому время жизни метастабильного атома существенно зависит от электрического поля^{10/}.

$$\tau_{28} = \tau_{2P} \cdot \frac{\hbar^2 [\omega_{if}^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2]}{V^2}, \quad (15)$$

где $\tau_{2P} = 1,8 \cdot 10^{-9}$ сек — естественное время жизни $2^2 P_{1/2}$ — состояния, $\Gamma = 99,8$ Мгц — радиационная ширина $2P$ — уровня, $V = \langle |eE\vec{r}| \rangle$ — матричный элемент возмущающего электрического поля, $\hbar \omega_{if} = \hbar(\omega_i - \omega_f)$ — разность энергий взаимодействующих уровней.

Для определения ω_{if} в (15) выпишем результаты для эффекта Зеемана тонкой структуры уровня с главным квантовым числом $n = 2$ ^{18/} (рис. 1).

$$\begin{aligned}
2^2 S_{1/2} & \quad \omega = \omega(2^2 S_{1/2}) + 2\mu_J B m_J, \quad m_J = \pm 1/2 \\
2^2 P_{3/2} & \quad \omega = \omega(2^2 P_{3/2}) + \frac{4}{3} \mu_J B m_J, \quad m_J = \pm 3/2 \\
2^2 P_{3/2} \text{ ; } 2^2 P_{1/2} & \quad \omega = \frac{1}{2} [\omega(2^2 P_{3/2}) + \omega(2^2 P_{1/2})] + \mu_J B m_J \pm \\
& \quad \pm \frac{1}{2} \sqrt{[\omega(2^2 P_{3/2}) - \omega(2^2 P_{1/2})]^2 + 4/3 \mu_J B [\omega(2^2 P_{3/2}) - \omega(2^2 P_{1/2})] m_J + (\mu_J B)^2}
\end{aligned} \quad (16)$$

Здесь $\omega(2^2 S_{1/2})$, $\omega(2^2 P_{1/2})$, $\omega(2^2 P_{3/2})$ - энергии уровней $2^2 S_{1/2}$, $2^2 P_{1/2}$, $2^2 P_{3/2}$ в отсутствие магнитного поля.

В формулах (16) не учитывается сверхтонкая структура, так как расщепление уровней, обусловленное ею, мало. Учет сверхтонкой структуры приводит к расщеплению каждого уровня на два, разделенных интервалами

$$\begin{aligned}
\frac{1}{2} h a &= 88 \text{ Мгц} & 2^2 S_{1/2} \\
\frac{1}{6} h a &= 29 \text{ Мгц} & 2^2 P_{1/2} \\
\frac{1}{30} h a &= 6 \text{ Мгц} & 2^2 P_{3/2} \text{ } m_J = \pm 1/2 \\
\frac{1}{10} h a &= 9 \text{ Мгц} & 2^2 P_{3/2} \text{ } m_J = \pm 3/2.
\end{aligned} \quad (17)$$

Используя формулы (16) и вводя поправку на сверхтонкую структуру (17), можно легко вычислить ω_{if} из (15) для любой величины магнитного поля.

В магнитном поле каждый стационарный уровень сверхтонкой структуры $2^2 S_{1/2}$ - состояния, как видно из (15), имеет свое время жизни. Поэтому прохождение пучка через электрическое поле сопровождается неодинаковым разрушением состояний (9). Суммарный эффект от гашения метастабильного пучка будет складываться из парциальных вкладов от разрушения состояний (9):

$$I = \frac{N}{N_{2S}} = \rho_{1,1} (1 - e^{-\Lambda_{1,1} t}) + \rho_{1,0} (1 - e^{-\Lambda_{1,0} t}) + \rho_{-1} (1 - e^{-\Lambda_{1,-1} t}) + \rho_{0,0} (1 - e^{-\Lambda_{0,0} t}), \quad (18)$$

где N - число погашенных атомов, N_{2S} - интенсивность метастабильного пучка, ρ_{ik} определяются (12), Λ_{ik} - постоянная распада ik -уровня сверхтонкой структуры.

Легко видеть, что при заданной величине продольного магнитного поля и небольшом гасящем электрическом поле $\Lambda_{1,1} = \Lambda_{1,0} = \Lambda_1$ и $\Lambda_{1,-1} = \Lambda_{0,0} = \Lambda_0$, так как они будут отличаться только на малую величину, определяемую расщеплением вследствие наличия сверхтонкой структуры. Поэтому (18) можно переписать в виде

$$I = (\rho_{1,1} + \rho_{1,0}) (1 - e^{-\Lambda_1 t}) + (\rho_{-1} + \rho_{0,0}) (1 - e^{-\Lambda_0 t}). \quad (19)$$

При гашении уровней сверхтонкой структуры $2^3S_{1/2}$ -состояния в магнитном поле разрешены электрические дипольные переходы с $\Delta m_j = \pm 1$ для квантов с поляризацией, перпендикулярной полю, и $\Delta m_j = 0$ - для квантов с поляризацией по полю. При этом происходит быстрый однофотонный переход с излучением кванта в ультрафиолетовой области с $\lambda = 121,6$ нм.

Регистрируя эти кванты детектором, можно определить полную или парциальные интенсивности метастабильного пучка, если изменять величину электрического поля при фиксированном магнитном поле. Такая процедура позволяет измерить поляризацию пучка протонов, падающих на мишень. В самом деле, из (19) видно, что отношение эффектов от поляризованного и неполяризованного пучков равно:

$$\frac{I_P}{I_N} = \frac{(\rho_{1,1} + \rho_{1,0})_P (1 - e^{-\Lambda_1 t}) + (\rho_{1,-1} + \rho_{0,0})_P (1 - e^{-\Lambda_0 t})}{(\rho_{1,1} + \rho_{1,0})_N (1 - e^{-\Lambda_1 t}) + (\rho_{1,-1} + \rho_{0,0})_N (1 - e^{-\Lambda_0 t})}, \quad (20)$$

где $[\rho_{ik}]_P$ - определяются формулами (12), $[\rho_{ik}]_N$ определяются (12), если положить $P_0 = 0$.

Выражение (20) пригодно для вычисления поляризации пучка протонов при любой величине магнитного поля. При этом в случае резонансных пересечений взаимодействующих уровней надо учитывать и сверхтонкую структуру.

Рассмотрим случай первого резонансного пересечения нижних уровней сверхтонкой структуры метастабильного состояния с верхними $2^3P_{1/2}$ -состояния при поле $B = 0,06$ тесла (рис. 2). Из (15) следует, что $r_{2S} = r_{2P}$, так как $\omega = 0$. При этом происходит полное гашение нижних компонент $\{1, -1\}$ и $\{0, 0\}$. Однако для верхних компонент $\{1, 1\}$ и $\{1, 0\}$ $\omega_H \neq 0$ и $r_{2S} \gg r_{2P}$ вследствие наличия внешнего магнитного поля, которое увеличивает их стабильность. Поэтому членом с $(1 - e^{-\Lambda_1 t})$ в (20) можно пренебречь. Тогда поляризация пучка падающих на мишень протонов легко определяется с учетом (12):

$$P_0 = 2 \left(\frac{I_P}{I_N} - 1 \right) \cdot \frac{1}{1 - \epsilon}. \quad (21)$$

Эта формула справедлива, конечно, если $\Lambda_1 t \ll 1$, причем Λ_1 определяется из (15), а t - это время прохождения метастабильным атомом электрического поля. $t = \frac{L}{v}$, где L - длина участка пути, где на атом действует электрическое поле, v - скорость атома. Выше везде предполагалось, что интенсивность и энергия поляризованного и неполяризованного пучков одинаковы.

В произвольном случае поляризация пучка медленных протонов определяется из выражения (20), которое пропорционально отношению отсчетов детектора.

Описанный метод в принципе можно также использовать как для измерения поляризации, так и магнитного момента любой частицы с $S = \frac{1}{2}$, образующей в мишени систему, аналогичную атому водорода.

В заключение автор выражает признательность Л.М. Сороко за полезные замечания и обсуждение ряда вопросов.

Л и т е р а т у р а

1. Ю.А. Плис, Л.М. Сороко. Доклад на Международной конференции по ускорителям, Дубна 1963.
2. Поляризация нуклонов, стр. 118, Госатомиздат, Москва 1962.
L.Madansky. CERN, Report, 62-8.
3. J.V.Hasted. Physics of Atomic Collisions, London. 1964.
4. J.D.Jackson and H.Schiff. Phys. Rev., 89, 359 (1953).
5. Е. Кондон и Г. Шортли. Теория атомных спектров. ИЛ Москва, 1949.
6. I.A.Sellia. Phys. Rev., 136, A 1245 (1964) D.Jacks, B. van Zyl and R.Geballe. Phys. Rev., 137, A340,(1965).
7. Ю.А. Плис, Л.М. Сороко, Н.А. Горюшков. Препринт СИЯИ Р-1936, Дубна 1965.
8. Г. Бете, Э. Солпитер. Квантовая механика атомов с одним и двумя внешними электронами. Физматгиз, 1960.
9. R.T.Robiscoe. Phys. Rev., 138, A22 (1965).
10. W.E.Lamb and R.C.Retherford. Phys. Rev., 79, 549 (1950).

Рукопись поступила в издательский отдел
27 апреля 1966 г.

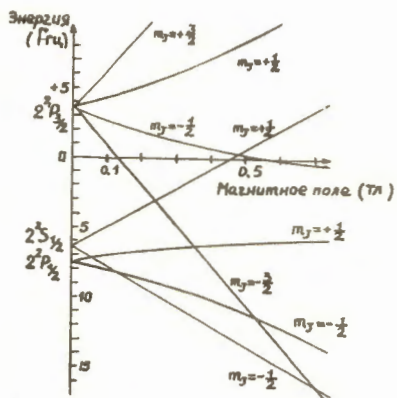


Рис. 1. Зеемановское расщепление тонкой структуры уровня с $n = 2$ атома водорода.

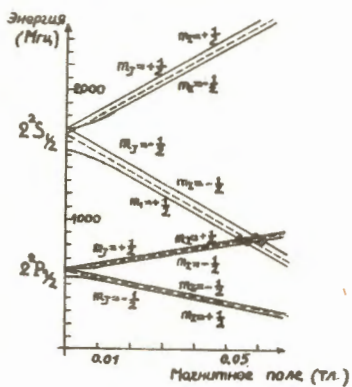


Рис. 2. Зеемановское расщепление сверхтонкой структуры $2^2S_{1/2}$ и $2^2P_{1/2}$ - уровней атома водорода.