

6118

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАДА.

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P14 - 6118

И.И. Гуревич, Е.А. Мелешко, И.А. Муратова,  
Б.А. Никольский, В.С. Роганов, В.И. Селиванов,  
Б.В. Соколов

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

ИЗУЧЕНИЕ СВОЙСТВ ВЕЩЕСТВА  
С ПОМОЩЬЮ  $\mu^+$ -МЕЗОНОВ

1971

P14 - 6118

И.И.Гуревич, Е.А.Мелешко, И.А.Муратова,  
Б.А.Никольский, В.С.Роганов, В.И.Селиванов,  
Б.В.Соколов

ИЗУЧЕНИЕ СВОЙСТВ ВЕЩЕСТВА  
С ПОМОЩЬЮ  $\mu^+$ -МЕЗОНОВ

**Научно-техническая  
библиотека  
ОИЯИ**

Гуревич И.И., Мелешко Е.А., Муратова И.А.,  
Никольский Б.А., Роганов В.С., Селиванов В.И., Соколов Б.В.

P14-6118

Изучение свойств вещества с помощью  $\mu^+$ -мезонов

Описываются работы по определению частоты сверхтонкого расщепления основного состояния свободного атома мюония в германии, льде и кварце, а также результаты определения коэффициента диффузии положительных мюонов в меди.

Сообщения Объединенного института ядерных исследований  
Дубна, 1971

Gurevich I.I., Meleshko E.A., Muratova I.A., P14-6118  
Nikolsky B.A., Roganov V.S., Selivanov V.I.,  
Sokolov B.V.

Studying of the Matter Properties Using  
 $\mu^+$  - Mesons

The papers dealing with the determination of the frequency of superfine splitting of the ground state of muonium free atom in germanium ice and quartz are reviewed as well as the results of determining the diffusion coefficient for positive muons in copper.

Communications of the Joint Institute for Nuclear Research.  
Dubna, 1971

## Введение

Известно, что  $\mu^+$  - мезоны не входят в состав вещества. Эти частицы получают "искусственно" на ускорителях. Вместе с тем их использование для изучения свойств вещества сулит большие преимущества. Причина заключается в том, что получающиеся на ускорителе поляризованные  $\mu^+$  - мезоны являются "мечеными" частицами, за поляризацией и направлением спина которых в веществе можно следить, наблюдая асимметрию углового распределения электронов  $\mu \rightarrow e$  распада. Возможность следить за направлением спина  $\mu^+$  - мезона позволяет экспериментально изучать различные эффекты электромагнитных взаимодействий этой частицы в веществе. Таким образом, можно определять скорости химических реакций водородного атома мюония ( $\mu^+$  - мезон и электрон), локальные магнитные поля в веществе, параметры молекул, в состав которых входит мюоний и др.

В этом сообщении мы остановимся на двух вопросах использования  $\mu^+$  - мезонов для изучения свойств вещества: 1/ определение частоты сверхтонкого расщепления основного состояния атома мюония в веществе методом двухчастотной прецессии и 2/ определение коэффициента диффузии  $\mu^+$  - мезона в веществе.

# 1. Частота сверхтонкого расщепления мюония в веществе

В работе определялась частота

$$\Delta\nu = \frac{16 \mu_e \mu_\mu}{3\pi \hbar \sigma^3} \quad (1)$$

сверхтонкого расщепления /1/ основного состояния атома мюония в веществе. Здесь  $\mu_e$  и  $\mu_\mu$  - магнитные моменты электрона и  $\mu^+$  - мезона,  $\sigma$  - борковский радиус электрона мюония. Для атома мюония в вакууме  $\Delta\nu = 4463$  Мгц; в веществе из-за деформации волновой функции мюония частота  $\Delta\nu$  изменяется. Экспериментальное определение частоты  $\Delta\nu$  позволяет найти один из параметров волновой функции мюония, а именно, значение электронной плотности /1/

$$|\psi(0)|^2 = \frac{3}{16} \frac{\hbar}{\mu_e \mu_\mu} \Delta\nu \quad (2)$$

атома мюония в начале координат (т.е. в точке, где находится  $\mu^+$  - мезон). В данной работе частота  $\Delta\nu$  определялась методом двухчастотной прецессии  $\mu^+$  - мезона мюония в поперечном магнитном поле /2/. Ниже описывается этот метод.

## §1. Определение $\Delta\nu$ методом двухчастотной прецессии мюония

Свободный атом мюония обычно наблюдается по ларморовской прецессии в поперечном магнитном поле  $H$  с частотой  $\omega = \frac{eH}{2m_e c}$ , где

$m_e$  - масса электрона. Однако такая одночастотная временная зависимость поляризации  $P(t)$   $\mu^+$  - мезона является лишь приближением, справедливым при достаточно малых временах наблюдения. В действительности зависимость  $P(t)$  определяется несколькими частотами

$\omega_{ik} = \omega_i - \omega_k$ , где  $\omega_i$  ( $i = 1+4$ ) - четыре собственные энергии стационарных состояний мюония в магнитном поле, относящиеся к различным

значениям спина  $I = 0$ ; 1 мюония и его проекции  $m$  на направление магнитного поля. Зависимость частот  $\omega_i$  от магнитного поля в единицах  $x = H/H_0$  схематически изображена на рис. 1. Величина  $H_0 = \frac{\omega_0}{2\mu_+} = \frac{\pi}{\mu_+} \Delta\nu = 1594$  э представляет собой магнитное поле, создаваемое магнитным моментом  $\mu^+$  - мезона на электроны. Из рис. 1 следует, что временная зависимость любой физической величины, относящейся к мюонию, определяется, вообще говоря, шестью частотами  $\omega_{ik}$ . Поляризация  $P(t)$   $\mu^+$  - мезона мюония определяется четырьмя частотами с  $\Delta m = \pm 1$ . В случае, когда  $\mu^+$  - мезон был вначале полностью поляризован ( $P(t=0) = 1$ ), для зависимости  $P(t)$   $\mu^+$  - мезона в полях  $H \ll H_0$  получается следующее выражение [2]:

$$P(t) = \frac{1}{4} [\cos \omega_{12} t + \cos \omega_{23} t + \cos \omega_{14} t + \cos \omega_{34} t]; \quad H \ll H_0. \quad (3)$$

Выражение (3) для  $P(t)$  упрощается, если в опыте (как было в этом эксперименте) не регистрируются большие частоты  $\omega_{14}$  и  $\omega_{34}$ . При этом быстро осциллирующие члены  $\cos \omega_{14} t$  и  $\cos \omega_{34} t$  усредняются и не дают вклада в наблюдаемую зависимость.

$$P_{\text{набл.}}(t) = \frac{1}{4} [\cos \omega_{12} t + \cos \omega_{23} t] = \frac{1}{2} \cos \omega t \cdot \cos \Omega t. \quad (4)$$

Здесь  $\omega = \frac{1}{2}(\omega_{12} + \omega_{23}) = eH/2m_e c$  - ларморовская частота прецессии мюония в поле  $H$ .  $\Omega = \frac{1}{2}(\omega_{23} - \omega_{12}) = \omega^2/\omega_0 = \omega^2/2\pi \Delta\nu$  - частота "биений".

Из (4) видно, что  $P_{\text{набл.}}(t)$  в полях  $H \ll H_0$  определяется двумя частотами и может быть названа двухчастотной прецессией, или биениями спина  $\mu^+$  - мезона мюония. Экспериментальное определение частот  $\omega$  и  $\Omega$  позволяет найти частоту

$$\Delta\nu = \frac{1}{2\pi} \frac{\omega^2}{\Omega}, \quad \Omega \approx H^2 \quad (5)$$

сверхтонкого расщепления основного состояния атома мюония в веществе.

Таблица I

Параметры двухчастотной прецессии  $\mu^+$ -мезона в германии, льде и кварце

$H$ , э	$\omega$ , МГц	$\Omega$ , МГц	$\Delta\nu$ , МГц
Лед $H_2O$ , $T = 77^\circ K$			
98	858	$24,5 \pm 1,5$	$4791 \pm 300$
Германий, $T = 77^\circ K$			
98	868	$48,1 \pm 1,1$	$2494 \pm 60$
96	848	$42,7 \pm 1,3$	$2682 \pm 80$
Плавленный кварц, $T = 300^\circ K$			
47	417	$6,1 \pm 0,9$	$4534 \pm 680$
68	597	$11,6 \pm 0,7$	$4879 \pm 300$
78	686	$16,8 \pm 0,8$	$4469 \pm 200$
89	783	$21,3 \pm 0,7$	$4575 \pm 150$
95	837	$25,7 \pm 0,4$	$4335 \pm 70$
118	1043	$41,6 \pm 2,0$	$4160 \pm 200$

## §2. Экспериментальные результаты

Двухчастотная прецессия  $\mu^+$  - мезона мюония наблюдалась в германии, льде, кварце - веществах, где свободный атом мюония живет достаточно долго. Результаты даны в табл. 1. На рис. 2 и 3 приведены экспериментальные кривые двухчастотной прецессии  $\mu^+$  - мезона мюония в плавленом кварце и германии, на рис. 4 - экспериментальная зависимость  $\Omega(H)$ , которая согласно /5/ должна иметь вид  $\Omega \approx H^2$ , что и наблюдается на опыте.

## §3. Выводы

В табл. 2 приведены на основании данных табл. 1 средние значения частот  $\Delta\nu$  в исследованных веществах.

Таблица 2

Вещество	$\Delta\nu$ , Мгц
Лед	$4791 \pm 300$
Германий	$2580 \pm 50$
Кварц	$4404 \pm 70$

Из табл. 2 следует, что частоты  $\Delta\nu$  в кварце и льде в пределах ошибок совпадают с вакуумным значением  $\Delta\nu_{\text{вак}} = 4463$  Мгц, т.е. "размеры" мюония в этих веществах такие же, как в вакууме. Частота  $\Delta\nu$  в германии существенно меньше  $\Delta\nu_{\text{вак}}$ . Это означает, что борковский радиус атома мюония (см. /1/)

$$a = \left( \frac{16 \mu \cdot \mu \mu}{3 \pi \hbar \Delta\nu} \right)^{\frac{1}{3}} \approx \left( \frac{1}{\Delta\nu} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (6)$$

в германии больше, чем в вакууме:

$$\sigma_{Ge} / \sigma_{\text{вак}} = (\Delta\nu_{\text{вак}} / \Delta\nu_{Ge})^{\frac{1}{3}} = 1,2. \quad (7)$$

Соотношения (6) и (7) справедливы, разумеется, только в предположении, что атом мюония в германии водородоподобен. В действительности взаимодействие со средой деформирует волновую функцию электрона мюония. Именно с этим связано отличие  $\Delta\nu$  в веществе от  $\Delta\nu_{\text{вак}}$ . Поэтому, строго говоря,  $\Delta\nu$  определяет лишь значение  $|\psi(0)|^2$  электронной плотности в начале координат (см. (2)):

$$|\psi_{\text{вак}}(0)|^2 / |\psi(0)_{Ge}|^2 = \Delta\nu_{\text{вак}} / \Delta\nu_{Ge} = 1,7.$$

Найденные значения  $\Delta\nu_{\mu\nu}$  мюония можно сравнить с частотой  $\Delta\nu_H$  сверхтонкого расщепления примесного атома водорода. Величины  $\Delta\nu_H$  во льде и плавленном кварце были измерены методом ЭПР [3,4] и приведены в табл. 3, где для сравнения указаны также частоты  $\Delta\nu_{\mu\nu}$  атома мюония в тех же веществах.

Таблица 3

Вещество	$(\Delta\nu / \Delta\nu_{\text{вак}})_{\mu\nu}$	$(\Delta\nu / \Delta\nu_{\text{вак}})_H$
Лед	$1,07 \pm 0,07$	$1,00^3$
Плавленый кварц	$0,987 \pm 0,016$	$0,985^4$



## 2. Диффузия $\mu^+$ - мезона в веществе

Диффузию  $\mu^+$  - мезона можно изучать при наблюдении "медленной" деполяризации  $\mu^+$  - мезона в веществе. Эта "медленная" деполяризация химически связанного в веществе  $\mu^+$  - мезона возникает из-за дипольных взаимодействий магнитных моментов  $\mu^+$  - мезона и ядер среды. Расчет показывает, что время дипольной деполяризации  $\mu^+$  - мезона составляет несколько микросекунд, т.е. может быть обнаружено за время жизни  $\mu^+$  - мезона ( $\tau_0 = 2,2$  мсек). "Медленная" деполяризация  $\mu^+$  - мезона была действительно наблюдена в данной работе при низких температурах в меди и тефлоне.

Диффузия  $\mu^+$  - мезона приводит к уменьшению скорости дипольной релаксации спина  $\mu^+$  - мезона в веществе. Это связано с тем, что при движении  $\mu^+$  - мезона ядерные магнитные поля на нем становятся переменными во времени, благодаря чему спин  $\mu^+$  - мезона релаксирует медленнее. К такому же эффекту приводит, очевидно, и тепловая деполяризация ядер среды. Температурные изменения скорости дипольной релаксации спина  $\mu^+$  - мезона в веществе зависят, таким образом, от обоих этих процессов. В том случае, если тепловая деполяризация ядер среды незначительна (как это было в данном опыте) или может быть определена независимо, из эксперимента оказывается возможным найти коэффициент диффузии  $\mu^+$  - мезона в данном веществе.

Методически дипольная релаксация спина  $\mu^+$  - мезона в данной работе изучалась по затуханию прецессии спина  $\mu^+$  - мезона в поперечном магнитном поле. Это затухание происходит из-за того, что ядерные магнитные поля различным образом изменяют внешнее магнитное поле на отдельных  $\mu^+$  - мезонах. Поэтому отдельные  $\mu^+$  - мезоны прецессируют с различными частотами и наблюдаемая прецессия представляет собой результат наложения синусоид различных периодов. Экспериментально наблюдаемая в этом опыте скорость "затухания" прецессии  $\mu^+$  - мезона и представляет собой скорость релаксации спина  $\mu^+$  - мезона из-за дипольных и других некогерентных взаимодействий с веществом.

## §1. Экспериментальные результаты

Затухающая прецессия  $\mu^+$ -мезона в меди при температуре  $T = -196^\circ\text{C}$  приведена на рис. 5. Из рис. 5 видно, что временная зависимость  $P(t)$  релаксации спина  $\mu^+$ -мезона в этом случае хорошо описывается гауссовской кривой  $P(t) = \exp(-\sigma^2 t^2)$ , где

$\sigma(-196^\circ\text{C}) = (0,219 \pm 0,008) 10^6 \text{ сек}^{-1}$ . При повышении температуры эксперименту лучше соответствует экспоненциальная форма

$P(t) = \exp(-\lambda t)$ . Такой характер изменения  $P(t)$  с температурой следует и из расчета (см. §2), где показано, что гауссовская зависимость  $P(t)$  в меди при отсутствии диффузии становится экспоненциальной для диффундирующих  $\mu^+$ -мезонов. На рис. 6 показана зависимость величины  $\lambda$  от температуры  $T$  в предположении экспоненциального вида  $P(t) = \exp(-\lambda t)$ . Величины находились из экспериментальных прецессионных кривых (см. рис. 5) методом подбора на ЭВМ. Показанное на рис. 6 уменьшение  $\lambda$  при повышении температуры объясняется более интенсивной диффузией  $\mu^+$ -мезона. Изменение  $\lambda(T)$  из-за тепловой деполяризации ядер среды в данном случае отсутствует, как это следует из работы /5/, где показано, что при  $T = 20 - 290^\circ\text{K}$  скорость релаксации спина ядер меди остается практически постоянной ( $\lambda_{cu} = 0,014 10^6 \text{ сек}^{-1}$ ). Из рис. 6 видно также, что при температурах, близких к  $T = -200^\circ\text{C}$ , скорость изменения  $\lambda$  с температурой падает. Это объясняется уменьшением влияния диффузии при низких температурах. Можно предположить, что при  $T = -200^\circ\text{C}$  диффузия  $\mu^+$ -мезона практически не влияет на величину  $\lambda$ . Такой вывод следует из совпадения полученного экспериментально значения  $\sigma_{\text{эксп}}(-196) = (0,219 \pm 0,008) 10^6 \text{ сек}^{-1}$  и расчетной величины  $\sigma_{\text{расч}} = 0,233 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$ , вычисленной в предположении, что тепловые эффекты отсутствуют (см. §3). Отсутствие влияния диффузии  $\mu^+$ -мезонов при  $T = -200^\circ\text{C}$  означает, что при

---

х/ Величина  $\sigma_{\text{эксп}}(-196)$  несколько отличается (5%) от  $\lambda_{\text{эксп}}(-196)$ , т.к. характеризует гауссовскую форму  $P(t)$ , а  $\lambda$  - экспоненциальную.

дальнейшем понижении температуры скорость релаксации спина  $\mu^+$  - мезона в меди должна оставаться постоянной.

## §2. Диффузия $\mu^+$ - мезона в меди

Диффузия  $\mu^+$  - мезона приводит к уменьшению скорости релаксации его спина. Соответствующее изменение зависимости  $P(t)$  вычислено в /6/:

$$P(t, \delta t) = \exp \left\{ -2\sigma^2 (\delta t)^2 \left[ \exp \left( -\frac{t}{\delta t} \right) - 1 + \frac{t}{\delta t} \right] \right\}. \quad (8)$$

Здесь  $\sigma = 0,219 \cdot 10^8$  сек<sup>-1</sup> - скорость релаксации  $\mu^+$  - мезона при низких температурах, когда диффузия отсутствует. Величина  $\delta t$  характеризует распределение  $g(t)$  времен  $t$ , которые  $\mu^+$  - мезон "проводит" в одной элементарной ячейке:

$$g(t) = \exp(-t/\delta t). \quad (9)$$

Такой вид распределения  $g(t)$  был принят в работе /6/ для удобства вычисления  $P(t, \delta t)$  и в действительности достаточно хорошо аппроксимирует истинное распределение  $g(t)$  для диффундирующих ядер примеси (в данном случае  $\mu^+$  - мезонов) /7/.

Сопоставление теоретической зависимости (8)  $P_{\text{теор}}(t, \delta t)$  с экспериментальной функцией  $P_{\text{эксп}}(t)$  позволяет найти определяющее диффузию  $\mu^+$  - мезона время  $\delta t$  при различных температурах (характеризующие экспериментальные зависимости  $P_{\text{эксп}}(t, T)$  скорости релаксации  $\lambda(T)$  приведены на рис. 6). Вычисленная таким образом экспериментальная зависимость  $\ln \frac{1}{\delta t} = f\left(\frac{1}{T}\right)$  хорошо интерполируется прямой линией. Эта прямая показана на рис. 7. "Наклон" прямой  $\ln \left(\frac{1}{\delta t}\right) = f\left(\frac{1}{T}\right)$  определяет энергию  $E$   $\mu^+$  - мезона в решетке меди, т.к.

$$\frac{1}{\delta t} \approx \frac{D}{b^2}; \quad D = D_0 \exp(-E/kT).$$

Здесь  $D$  - коэффициент диффузии  $\mu^+$  - мезонов в меди,  $b = 3,6 \cdot 10^{-8}$  см - размер элементарной ячейки кристалла меди,  $k$  - постоянная Больцмана. Из рис. 7 следует, что энергия активации  $E$   $\mu^+$  - мезона в меди  $E = 540$ К, т.е. отвечает  $540^\circ\text{K}$ .

### §3. Вычисление скорости дипольной релаксации спина $\mu^+$ - мезона в меди

Гамильтониан дипольного взаимодействия магнитных моментов двух частиц, очевидно, равен:

$$\hat{H} = \gamma_s \gamma_l \frac{1}{r^3} \{ \vec{S} \vec{l} - 3 \frac{(\vec{S} \vec{r})(\vec{l} \vec{r})}{r^2} \}. \quad (10)$$

Здесь  $S$ ,  $\gamma_s$  и  $l$ ,  $\gamma_l$  - спины и гиромагнитные отношения взаимодействующих частиц,  $r$  - радиус-вектор, соединяющий частицы. Полный гамильтониан дипольного взаимодействия представляет собой сумму членов вида (10) по всем парам частиц (в данном случае  $\mu^+$  - мезон и ядра меди). Временная зависимость поляризации  $P(t)$   $\mu^+$  - мезона в меди находится из полученного полного гамильтониана в результате довольно громоздких вычислений:

$$P(t) = \left( \frac{1}{2I+1} \right)^n \prod_{l=1}^n \frac{\sin \left\{ \left( l + \frac{1}{2} \right) \omega_l t \right\}}{\sin \frac{1}{2} \omega_l t} = \prod_{l=1}^n \cos \omega_l t \cdot \cos \frac{1}{2} \omega_l t. \quad (11)$$

Здесь  $\omega_l = \frac{\hbar}{r_l^3} \gamma_\mu \gamma_l (1 - 3 \cos^2 \theta_l)$ ;  $\gamma_\mu$ ,  $\gamma_l$  - гиромагнитные отношения  $\mu^+$  - мезона и ядра меди;  $l = \frac{3}{2}$  - спин ядра меди;  $r_l$  и  $\theta_l$  - радиус-вектор и полярный угол, определяющие положение  $l$  ядра меди относительно  $\mu^+$  - мезона и направления внешнего магнитного поля. Сумма в (11) берется по всем ядрам, хотя практически бывает достаточно ограничиться только ядрами, ближайшими к  $\mu^+$  - мезону. Выражение (11) для  $P(t)$  справедливо при выполнении двух условий [6,8]:

1. Внешнее магнитное поле  $H$  должно быть больше дипольных магнитных полей  $H_d$  на  $\mu^+$  - мезоне и ядрах:  $H \gg H_d$ . Это условие в данной работе удовлетворяется:  $H = 60$  эрстед,  $H_d \approx 6$  эрстед.

2. Гиромагнитное отношение для  $\mu^+$  - мезона  $\gamma_\mu$  должно превосходить гиромагнитное отношение  $\gamma_I$  для ядер. В данном случае  $\gamma_\mu / \gamma_I = 11,7$ . Вычисленная по формуле (11) зависимость  $P_{\text{теор}}(t)$  приведена на рис. 5. При вычислении  $P_{\text{теор}}(t)$  для  $\mu^+$  - мезона в меди предполагалось, что  $\mu^+$  - мезон находится в центре ячейки, представляющей собой границированный куб со стороной  $b = 3,6 \cdot 10^{-8}$  см. Из рис. 5 видно, что теоретическая зависимость  $P_{\text{теор}}(t)$ , полученная без учета тепловых эффектов (диффузия  $\mu^+$  - мезона), близка к гауссовской и хорошо описывает экспериментально наблюдаемую релаксацию спина  $\mu^+$  - мезона в меди при  $T = -196^\circ\text{C}$ . Вычисленная таким образом скорость релаксации  $\sigma_{\text{теор}} = 1/\tau_{\text{теор}}(0) = 0,233 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$  (где  $\tau_{\text{теор}}(0)$  - время уменьшения  $P_{\text{теор}}(t)$  в  $e$  раз) близка к экспериментальному значению  $\sigma_{\text{эксп}}(-196^\circ\text{C}) = (0,219 \pm \pm 0,008) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$ , характеризующему гауссовскую форму  $P(t)$ . Совпадение  $\sigma_{\text{теор}}$  и  $\sigma_{\text{эксп}}(-196^\circ\text{C})$  показывает, что при  $T = -196^\circ\text{C}$  диффузия  $\mu^+$  - мезона по кристаллу меди практически не изменяет зависимости  $P(t)$  и найденное значение  $\sigma_{\text{эксп}}(-196^\circ\text{C})$  определяется в основном дипольными взаимодействиями магнитных моментов  $\mu^+$  - мезона и ядер меди.

#### §4. Выводы

1. Методом "затухающей прецессии" в поперечном магнитном поле наблюдалась релаксация спина  $\mu^+$  - мезона в меди. Измерена зависимость скорости релаксации от температуры. Обнаружена релаксация спина  $\mu^+$  - мезона в тефлоне при температуре  $-196^\circ\text{C}$  с характерным временем  $2,6 \pm 0,3$  мксек.

2. Наблюдаемая "медленная" релаксация спина  $\mu^+$  - мезона объясняется дипольными взаимодействиями магнитных моментов  $\mu^+$  - мезона и ядер среды.

3. Из экспериментальной зависимости поляризации  $\mu^+$  - мезона от времени при различных температурах определена энергия активации  $\mu^+$  - мезона в кристалле меди, соответствующая  $540^\circ\text{K}$ .

## Литература

1. E. Fermi. *Zs.phys.*, 60, 320 (1930);  
E. Fermi, E. Segre. *Zs.phys.*, 82, 729 (1933).
2. И.И. Гуревич, И.Г. Ивантер, Е.А. Мелешко, Б.А. Никольский,  
В.С. Роганов, В.И. Селиванов, В.П. Смилга, Б.В. Соколов,  
В.Д. Шестаков. *ЖЭТФ*, 60, 471 (1971).
3. S. Sugel, J.M. Flournoy, L.V. Baum. *J. Chem. Phys.*, 34, 1782 (1961).
4. Н.Н. Бубнов, В.В. Воеводский, Л.С. Полак, Ю.Д. Цветков.  
*Оптика и спектроскопия*, 8, 585 (1959).
5. A.C. Chapman, E.F.W. Seymour. *Proc. Phys. Soc. Lond.*, 72, 797  
(1958).
6. А. Абрагам. *Ядерный магнетизм*, И.Л., Москва, 1963.
7. H.C. Torrey. *Phys. Rev.*, 92, 962 (1953).
8. I.J. Lowe, R.E. Norberg. *Phys. Rev.*, 107, 46 (1957).

Рукопись поступила в издательский отдел  
15 ноября 1971 года.

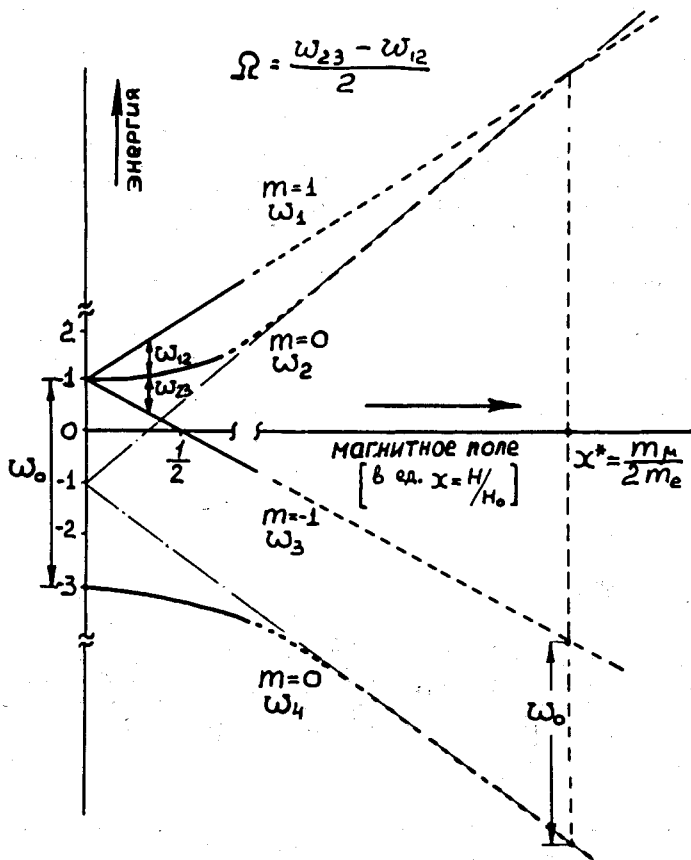


Рис. 1. Энергии стационарных состояний мюония в магнитном поле. Стрелками указаны частоты  $\omega_{12}$  и  $\omega_{23}$ , определяющие двухчастотную прецессию при малых полях.  $\hbar\omega_0$  — энергия сверхтонкого расщепления основного уровня мюония;  $\Omega$  — частота биений.

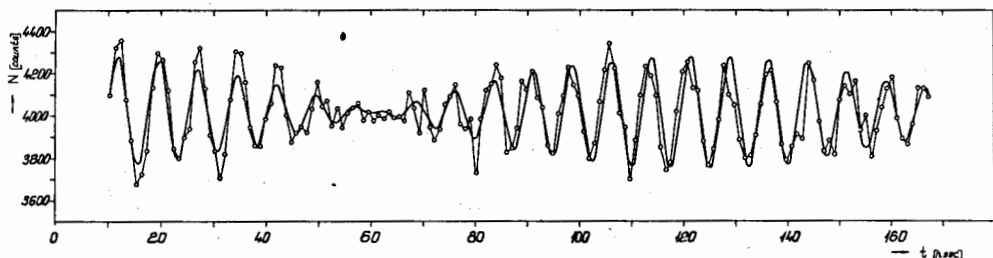


Рис. 2. Двухчастотная прецессия  $\mu^+$ - мезона мюния в плавном кварце. Плавная кривая представляет собой теоретическую зависимость (4)  $N(t)$  с параметрами, подобранными по методу наименьших квадратов. Теоретические и экспериментальные значения  $N(t)$  "исправлены" на экспоненту распада  $\exp(-t/\tau_0)$  ( $\tau_0 = 2200$  нсек). Ширина канала временного анализатора 1 нсек. Магнитное поле  $H = 95$  эрстед.

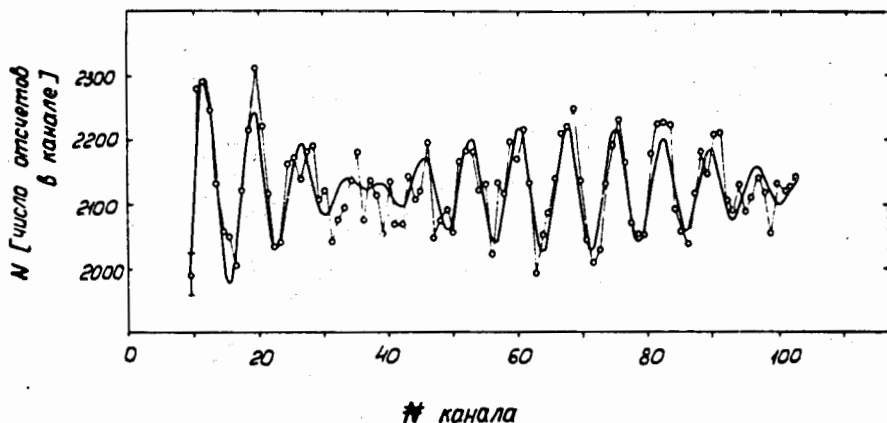


Рис. 3. Двухчастотная прецессия спина  $\mu^+$ - мезона мюния в германии. Ширина канала временного анализатора 1 нсек. Магнитное поле  $H = 98$  эрстед.



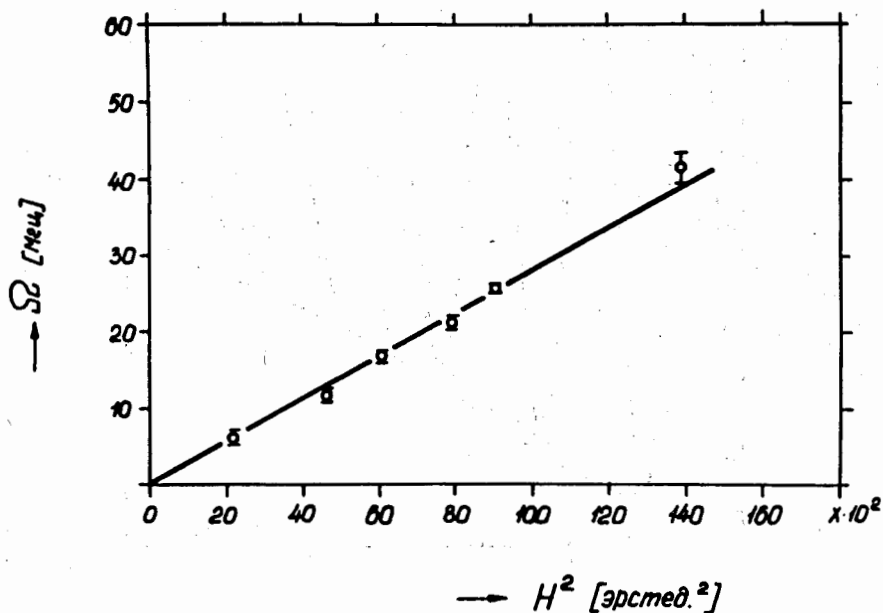


Рис. 4. Экспериментальная зависимость частоты биений  $\Omega$  в кварце от квадрата напряженности магнитного поля  $H$ . Прямая линия представляет собой теоретическую зависимость (5).

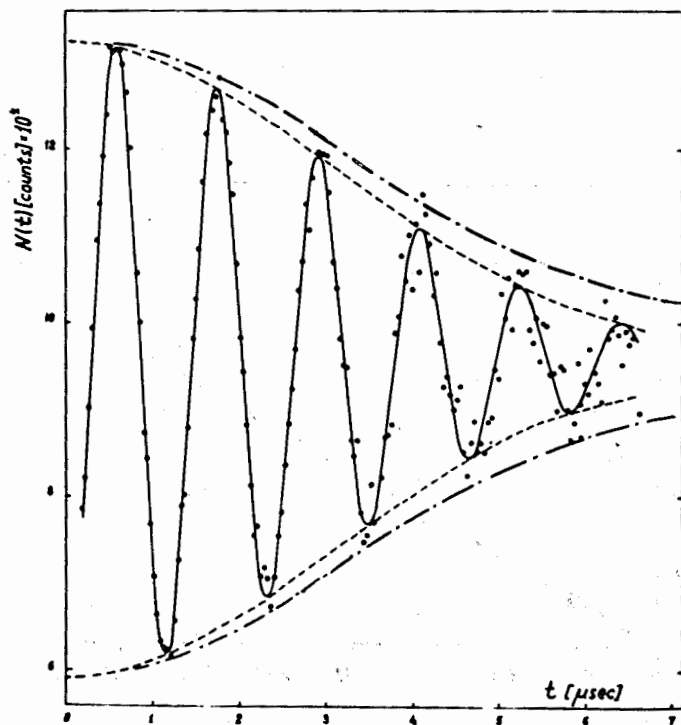


Рис. 5. Затухающая прецессия  $\mu^+$ -мезона в меди при  $T = -196^\circ\text{C}$  в поперечном магнитном поле  $H = 60$  эрстед. Пунктирная кривая представляет собой подобранную наилучшим образом гауссовскую зависимость  $P(t) = \exp(-\sigma^2 t^2)$ , Штрихпунктирная кривая - теоретическая зависимость (11).

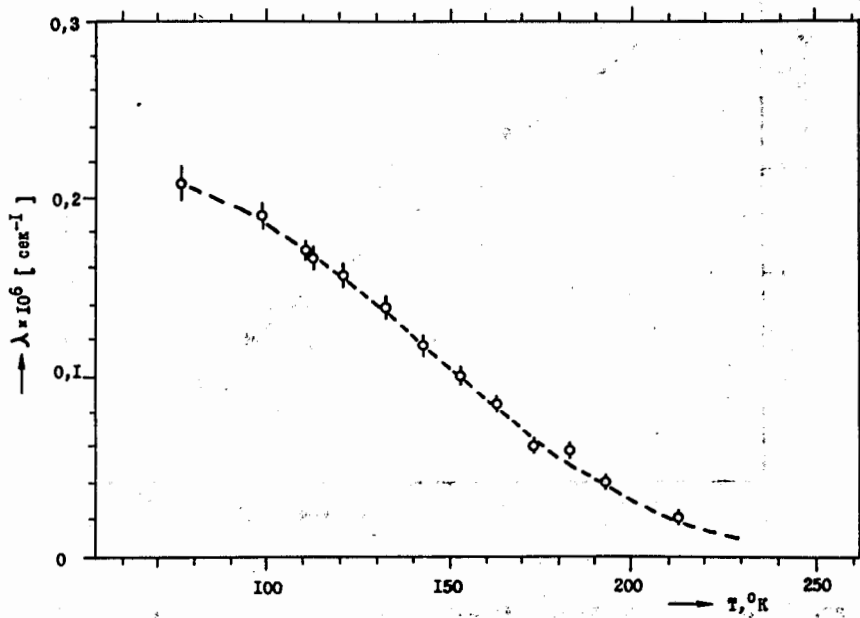


Рис. 6. Температурная зависимость скорости затухания  $\lambda$  спина  $\mu^+$  - мезона в меди.

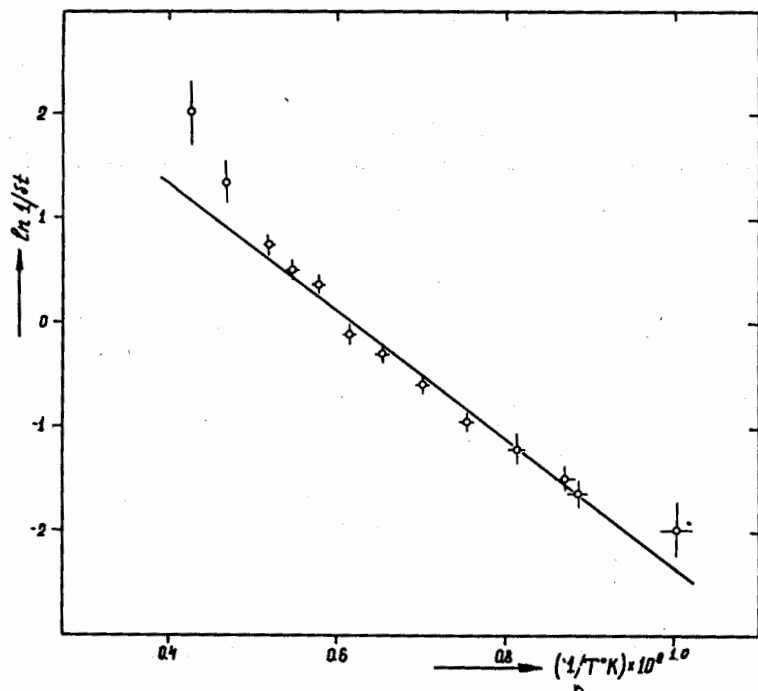


Рис. 7. Зависимость  $\ln\left(\frac{1}{\delta t}\right) - f\left(\frac{1}{T}\right)$ , вычисленная из экспериментальных кривых  $P_{\text{экс}}(t, T)$ , описывающих релаксацию спина  $\mu^+$  - мезона в меди.  $\delta t$  - в мксек.