$$Mg^{++}V_c^- + e^- \xrightarrow{h\nu} Mg_c^+ + V_c^-, \tag{2}$$

$$Mg_c^+ + V_a^+ + e^- \longrightarrow F_A(Mg_c^+), \tag{3}$$

$$F_A(Mg_c^+) \xleftrightarrow{h\nu} Mg_c^0 V_a^+. \tag{4}$$

Первые три реакции определяются подвижностью катионных и анионных вакансий, и поэтому наблюдаются только при температурах выше 250 К. Реакция (4) носит чисто электронный характер и протекает при низких температурах (в том числе и при 80 К).

Литература

[1] А. И. Непомнящих, Е. А. Раджабов. Опт. и спектр., *48*, 273, 1980.
[2] D. Schoemaker. Phys. Rev., *7B*, 786, 1973.
[3] A. Watterich, R. Voszka. Acta Phys. Acad. Sci. Hung., *33*, 323, 1973.
[4] R. W. Dreyfus, A. S. Nowik. J. Appl. Phys., *33*, 473, 1962.
[5] G. Boldt. Z. Phys., *150*, 205, 1958.
[6] С. Г. Зазубович. Тр. ИФА АН ЭССР, *36*, 109, 1969.
[7] С. С. Бацанов. Структурная рефрактометрия. МГУ, М., 1959.
[8] E. Sonder. Phys. Rev., *2B*, 4189, 1970.

Поступило в Редакцию 8 февраля 1982 г.

УДК 539.184 : 546.291

ДИНАМИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ ХАНЛЕ В He^3 С УЧЕТОМ ЦИРКУЛЯЦИИ КОГЕРЕНТНОСТИ

Ю. К. Доломанский и *В. М. Рыжков*

Образец с He^3 в условиях оптической накачки имеет три сильно связанных спин-системы $F_{3/2}$, $F_{1/2}$ (метастабильные состояния) и I (основное состояние). Светом накачки ориентируются только системы $F_{3/2}$ и $F_{1/2}$, а спин-система I ориентируется метастабильным обменом с ними.

При наличии внешнего магнитного поля обмен поперечных по отношению к полю компонент ориентации (или циркуляция когерентности) в таком образце имеет свои особенности. Из-за сильного различия гиромагнитных отношений в основном и метастабильных состояниях (~на три порядка) частоты прецессии в этих состояниях оказываются существенно различными, и, хотя время пребывания в метастабильных состояниях очень мало ($\sim 10^{-7}$ с), поперечная ориентация за это время может приобрести дополнительный набег фазы, который будет зависеть от величины поля. При возвращении в основное состояние эта поперечная ориентация будет складываться с ориентацией основного состояния с учетом набега фазы. В результате этого процесса должно появиться дополнительное затухание когерентности и сдвиг частоты прецессии в основном состоянии, зависящие от величины поля.

Было показано [1], что стационарный эффект Ханле в He^3 характеризуется чрезвычайно узкой линией, причем ее ширина (~0.4 нТ) зависит только от временных характеристик процессов обмена и не зависит от поля. С физической точки зрения это означает, что поперечное поле разрушает ориентацию раньше, чем начинает сказываться его влияние на затухание когерентности.

Для экспериментального наблюдения этого явления целесообразно использовать модуляцию поперечного поля $\bar{H}(t) = H_1 \cos \omega t$, так как это позволит применить технику синхронного детектирования, весьма эффективную при выделении слабых сигналов. При достаточно низкой частоте ω это поле будет действовать на затухание когерентности подобно постоянному и должно вызывать дополнительное уширение линии Ханле и сдвиг, зависящие от амплитуды H_1. В настоящей работе рассмотрено это явление и его экспериментальное подтверждение.

Уравнения, описывающие движение наблюдаемых $\langle \mathbf{F}_{3/2} \rangle$, $\langle \mathbf{F}_{1/2} \rangle$ и $\langle \mathbf{I} \rangle$ в He^3 с учетом релаксационных процессов, оптической накачки и метастабильного обмена получены в работе [2]. Было показано [3, 4], что при ориентации светом от лампы с He^4 ориентируется только состояние $\mathbf{F}_{3/2}$. Уравнения, измененные с учетом этого обстоятельства, приведены в работе [1]. Для чисто поперечной накачки $\mathrm{H} \equiv \{0,\ 0,\ H_z\}$ (луч накачки по оси ox) компоненты ориентации вдоль поля всегда будут равны нулю.

Для оставшихся поперечных компонент, используя обозначения

$$y_1 = \langle \mathbf{F}_{3/2} \rangle_x + i \langle \mathbf{F}_{3/2} \rangle_y,\quad y_2 = \langle \mathbf{F}_{1/2} \rangle + i \langle \mathbf{F}_{1/2} \rangle_y,\quad y_3 = \langle \mathbf{I} \rangle_x + i \langle \mathbf{I} \rangle_y,$$

получим следующую систему уравнений

$$\dot{y}_1 = -a y_1 + \frac{10}{9\tau} y_2 + \frac{10}{9\tau} y_3 + \frac{1}{\tau_p} \langle \mathbf{F}_{3/2} \rangle_x^0,\quad \dot{y}_2 = \frac{1}{9\tau} y_1 - b y_2 - \frac{1}{9\tau} y_3,$$

$$\dot{y}_3 = \frac{1}{3T} y_1 - \frac{1}{3T} y_2 - c y_3, \tag{1}$$

где

$$a = \frac{1}{\tau_p} + \frac{1}{\tau_R} + \frac{4}{9\tau} + i\gamma_{3/2} H_z;\quad b = \frac{1}{\tau_R} + \frac{7}{9\tau} + i\gamma_{1/2} H_z : c = \frac{1}{T_R} + \frac{1}{T} + i\gamma_{\mathrm{I}} H_z.$$

В этих выражениях для метастабильных состояний — τ_p — время накачки, τ_R — время релаксации, τ — время метастабильного обмена, $\gamma_{3/2}$ и $\gamma_{1/2}$ — гиромагнитные отношения, $\langle \mathbf{F}_{3/2} \rangle_x^0$ — стационарная ориентация, достигаемая оптической накачкой при отсутствии релаксации, метастабильного обмена и внешнего поля; для основного состояния — T_R — время релаксации, T — время метастабильного обмена, γ_{I} — гиромагнитное отношение.

Стационарное решение этой системы для $H_z = 0$ можно получить сразу. С точностью до членов второго порядка по τ/τ_R и τ/τ_p получим

$$y_1^0 = \frac{10}{3} A \quad y_2^0 = \frac{1}{3} A \quad y_3^0 = A,$$

где

$$A = \langle \mathbf{F}_{3/2} \rangle_x^0 \frac{\tau T'}{\tau_p T} \quad \frac{1}{T'} = \frac{1}{T_R} + \frac{\tau}{T} \left(\frac{10}{3\tau_p} + \frac{11}{3\tau_R} \right). \tag{2}$$

Для решения системы при $H_z \neq 0$ используем метод медленной моды, предложенный в работе [2]. Этот метод учитывает следующее обстоятельство. Система y_3 играет роль маховика с большой инерцией и изменяется медленно. Системы y_1 и y_2 изменяются значительно быстрее и за время $\tau = 10^{-7}$ с приходят в равновесие с системой y_3. Таким образом, системы y_1 и y_2 следуют без задержки за медленной эволюцией системы y_3. Это позволяет пренебречь членами $\dot{y}_1$ и $\dot{y}_2$ в первых двух уравнениях системы (1) и из полученных алгебраических уравнений выразить y_1 и y_2 через y_3. Подставив полученные выражения в третье уравнение, получим

$$\dot{y}_3 + P(t)\, y_3 = Q(t).$$

В этом уравнении наиболее существенное влияние на эволюцию y_3 оказывает функция $P(t)$, поэтому вычисляем ее с точностью до членов второго порядка по τ/τ_R и τ/τ_p и до членов третьего порядка по $\gamma_{3/2} H_z \tau$ и $\gamma_{1/2} H_z \tau$. Она имеет вид

$$P(t) = \frac{1}{T'} + \frac{k H_z^2 \tau^2}{3T} + i\gamma_{\mathrm{I}} H_z (1 + \delta), \tag{3}$$

где

$$k = 35\gamma_{3/2}^2 + 10\gamma_{3/2}\gamma_{1/2} + 2\gamma_{1/2}^2,\quad \delta = \frac{(10\gamma_{3/2} + \gamma_{1/2})\,\tau}{3\gamma_{\mathrm{I}} T}.$$

Первый член в выражении (3) дает полуширину стационарного сигнала Ханле, второй — уширение за счет поля, вызывающего дополнительное затухание когерентности, и третий член — сдвиг частоты прецессии основного состояния.

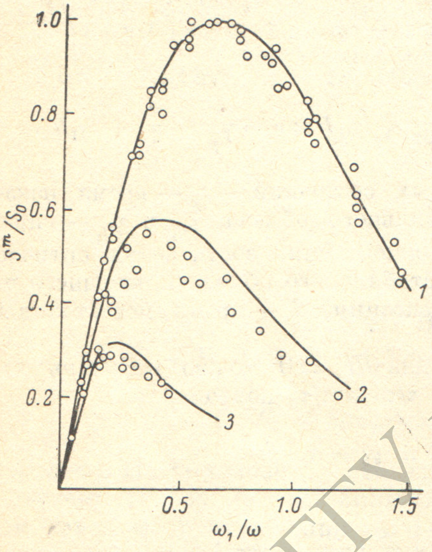
Влияние функции $Q(t)$ является менее существенным, поэтому вычисляем ее с точностью до членов первого порядка по указанным выше параметрам. Получим $Q=A/T'$.

Для магнитного поля вида $H(f)=H_z+H_1\cos\omega t$ решение уравнения имеет вид ряда по гармоникам частоты модуляции ω, амплитуда которых изменяется резонансным образом при $\omega_0=\gamma_I H_z=\pm n\omega$ (n — порядок резонанса). Пренебрегая сдвигом δ, для стационарной амплитуды ($t\to\infty$) первой гармоники нулевого порядка получим

$$y_3=\frac{2I_0I_1A}{T'(\alpha+i\omega_0)},$$

где $\alpha=1/T'+kH_1^2\tau^2/6T$, $J_0(\omega_1/\omega)$ и $J_1(\omega_1/\omega)$ — функции Бесселя, $\omega_1=\gamma_I H_1$.

Интенсивность света накачки, прошедшего через ячейку с He^3, измеряется с помощью фотодетектора. Сигнал на нем будет пропорционален величине



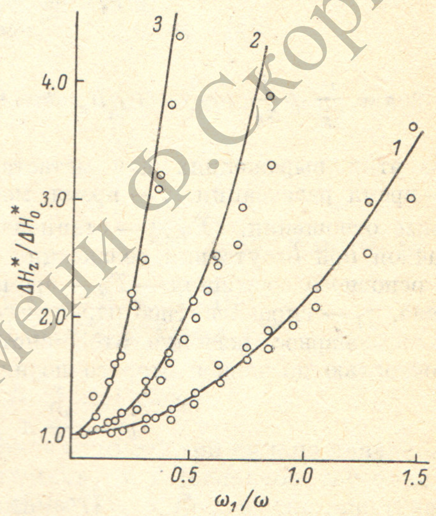


Рис. 1. Зависимость амплитуды сигнала Ханле в He^3 от индекса модуляции ω_1/ω для разных частот модуляции.

1 — 20, *2* — 40, *3* — 80 Гц.

Рис. 2. Зависимость ширины линии сигнала Ханле в He^3 от индекса модуляции ω_1/ω для разных частот модуляции.

1 — 20, *2* — 40, *3* — 80 Гц.

$\langle F_{3/2}\rangle_x$. Выполняя соответствующие вычисления, для амплитуды первой гармоники сигнала фотодетектора найдем

$$S=S_0\frac{2J_0J_1}{1+\varepsilon}\frac{x}{1+x^2}, \tag{4}$$

где

$$S_0=\frac{10}{3}A,\quad \varepsilon=\frac{k\tau^2T'H_1^2}{6T},\quad x=\frac{H_z}{\Delta H_0^*(1+\varepsilon)},\quad \Delta H_0^*=\frac{1}{\gamma_1 T'}.$$

Сигнал имеет вид лоренцовой кривой с центром в нулевом поле (линия Ханле). Амплитуда сигнала в экстремумах $S^m=S_0J_0J_1/(1+\varepsilon)$ зависит от H_1 и уменьшается с увеличением H_1. Ширина линии между экстремумами

$$\Delta H^*=2\Delta H_0^*(1+\varepsilon) \tag{5}$$

также зависит от H_1 и увеличивается с увеличением H_1.

Эксперименты были выполнены на описанной ранее установке с магнитным экраном [5] для различных частот ω и индексов модуляции ω_1/ω. Стационарный сигнал (4) записывался на двухкоординатном самописце при скорости развертки поля H_z 0.03—0.1 нТ/с. По этим записям определена амплитуда сигнала в экстремумах и ширина линии. Сравнение теоретических и экспериментальных данных приведено на рис. 1 и 2. Совпадение можно считать удовлетворительным.

Теоретические зависимости построены на основе выражений (4) и (5). При этом τ вычислено по формуле $\tau=1/\sigma v N$ для известного давления в ячейке 1 Тор. Используя известные величины $\sigma=7.6\cdot 10^{-16}$ см^2 [6], $v=2.06\cdot 10^5$ см/с [7] и $N=3.5\cdot 10^{16}$ см$^{-3}$, получим $\tau=1.82\cdot 10^{-7}$ с. Отношение $T'/T=250$ определено по наилучшему совпадению с экспериментальными данными. Используя эту величину, можно вычислить все остальные временные характеристики для He^3 следующим образом. Величину T' можно определить из выражения $T'=1/\gamma_I \Delta H_0^*$ по наименьшей наблюдаемой полуширине линии, равной $\Delta H_0^*=0.5$ нТ. Тогда величина T определяется из отношения $T'/T=250$. Полагая далее, что τ_R целиком определяется диффузией к стенке $\tau_R=r^2/\pi^2 D$ (r — радиус ячейки, D — коэффициент диффузии для давления 1 Тор) и используя величину $T_R=100$ с [2], из выражения (2) можно определить τ_p. Используя известные величины $D=1400$ см^2/с [8], $r=2.5$ см, $\gamma_I=2.04\cdot 10^4$ рад/(с·э), получим $T'=10$ с, $T=0.04$ с, $\tau_R=4.5\cdot 10^{-4}$ с и $\tau_p=2.8\cdot 10^{-4}$ с. Эти величины согласуются с оценкой в работе [2].

Рассмотренное влияние модулирующего поля необходимо учитывать при использовании эффекта Ханле на He^3 для магнитометрических целей [9].

Литература

[1] Ю. К. Доломанский, В. М. Рыжков. Опт. и спектр., *23*, 334, 1976.
[2] J. Dupont-Roc, M. Leduc, F. Laloé, J. Physiq., *34*, 961, 1973.
[3] R. C. Timsit, I. M. Daniels. Can. J. Phys., *49*, 545, 1971.
[4] G. G. Greenhow. Phys. Rev., *136*, A660, 1964.
[5] Ю. К. Доломанский, В. М. Рыжков, П. Н. Сальников, В. А. Фадеев. Депонир. в ВИНИТИ, № 1990-80 ДЕП. РЖГфиз, 9А70 ДЕП, 1980.
[6] J. Dupont-Roc., M. Leduc, F. Laloé. Phys. Rev. Lett., *27*, 467, 1971.
[7] L. D. Scheaver. Phys. Rev., Ser. 2, *160*, 76, 1967.
[8] J. Brossell. In: Atomic Physics 3, Proc. He^3 Internat. Conf. on Atomic Physics, Boulder, Colorado, Plenum Press, 1972.
[9] Ю. К. Доломанский, В. М. Рыжков. Письма ЖТФ, *3*, 377, 1977.

Поступило в Редакцию 9 февраля 1982 г.

УДК 535.34 : 537.311.3

ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ НЕЛИНЕЙНОГО ВНУТРИЗОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В. Л. Малевич

Нелинейному поглощению света свободными носителями в полупроводниках был посвящен ряд статей [1-8]. Во всех этих работах был исследован лишь случай линейно поляризованного света, не учитывалось также влияние электромагнитной волны на функцию распределения электронов. Между тем в работах [9-11] было показано, что даже в полупроводниках с изотропным энергетическим спектром имеет место зависимость многофотонного межзонного поглощения света от его поляризации.

В настоящем сообщении приводятся результаты теоретического исследования поляризационной зависимости нелинейного внутризонного поглощения света в полупроводниках со сферическим энергетическим спектром. Коэффициент поглощения вычислим в квадратичном приближении по амплитуде световой волны, т. е. ограничимся учетом одно- и двухквантовых переходов.

Как и в [9-11], коэффициент поглощения можно представить в виде разложения по линейно независимым сферическим инвариантам, составленным из век-