単一 $^{40}\text{Ca}^+$ の準安定D状態間の量子状態制御

土師 慎祐¹, 豊田 健二^{1,2}, 占部 伸二^{1,2}

¹大阪大学 基礎工学研究科システム創成専攻 (〒560-8531 大阪府豊中市待兼山町1-3)

²JST-CREST (〒332-0012 埼玉県川口市本町4-1-8)

Manipulation between the Metastable D States of A Single $^{40}\text{Ca}^+$

Shinsuke HAZE,¹ Kenji TOYODA,^{1,2} and Shinji URABE^{1,2}

¹Graduate School of Engineering Science, Osaka University, 1-3 Machikaneyama, Toyonaka, Osaka 560-8531

²JST-CREST, 4-1-8 Honmachi, Kawaguchi, Saitama 331-0012

(Received February 9, 2010)

We demonstrate coherent state manipulations between two metastable states of a single trapped $^{40}\text{Ca}^+$. These states have long life time and serve as a quantum bit (qubit) in our experiment. Qubit states are excited with phase-locked light sources bridged by an optical comb generator. Coherent excitations of the qubit transition are observed and a 2 qubit gate experiment is demonstrated. In this scheme, ion's internal states are used as a target bit and the motional states as a control bit.

Key Words: Laser cooling, Ion trap, Phase-locking, Coherent manipulation, Quantum information

1. はじめに

イオントラップはRF電場と静電場を用いて帯電した粒子を捕捉(トラップ)することができる装置で, これにより単一のイオンをトラップすることも可能である. また, トラップされたイオンをレーザー冷却することで振動基底状態まで冷却することができる¹⁾. このようにトラップ, レーザー冷却されたイオンは外界からの摂動が極めて小さく, ドップラー効果を無視することができるので, その長寿命遷移を用いた光周波数標準²⁾や量子情報処理技術³⁾への応用が期待され, 近年盛んに研究が行われている.

我々の研究ではレーザー冷却された $^{40}\text{Ca}^+$ の内部状態と振動状態をレーザー光で操作することで量子ゲート演算を行うことを目的としている. 冷却イオンを用いて量子ゲート演算を行う際, 今までに提案されている方式^{4,5)}では個々のイオンの内部状態を量子情報記憶のための量子レジスター, イオン鎖の振動状態を量子情報転送のための量子データベースとして用いるが, その初期化とコヒーレントな状態制御のためにイオンの運動を基底状態まで冷却する必要がある.

Fig. 1に $^{40}\text{Ca}^+$ のエネルギー準位図を示す. $^{40}\text{Ca}^+$ は20.6 MHzの自然幅を持つ $4^2\text{S}_{1/2}$ - $4^2\text{P}_{1/2}$ 間のサイクル遷移でドップラー冷却を行うことができる. しかしこの冷却方法での最終到達温度はドップラー限界で制限されており, その限界温度はおよそ490 μK である. そこで, イオンのさらなる冷却のために $4^2\text{S}_{1/2}$ - $3^2\text{D}_{5/2}$ 間の狭線幅遷移(電気四重極子遷移)を利用したサイドバンド冷却を行

い, イオンの運動を振動基底状態まで冷却する.

我々の研究では $^{40}\text{Ca}^+$ の二つの準安定状態である $3^2\text{D}_{3/2}$ および $3^2\text{D}_{5/2}$ を量子ビットとして利用する⁶⁻⁹⁾. これらの状態はおよそ1 sの寿命をもっており, 量子ビットとして十分なコヒーレンス時間が期待できる. また, 量子ビット状態は $4^2\text{P}_{3/2}$ を介して2光子誘導ラマン遷移で励起することができるが, 1.82 THzという大きな分裂幅を持っているため, 励起光源として光周波数コム発生器によって位相同期された2台のレーザー光を使用する⁷⁾.

この量子ビットを用いる方式では位相同期光源による励起を行うので, 光周波数遷移($\text{S}_{1/2}$ - $\text{D}_{5/2}$ 遷移)を量子ビット遷移として利用する場合¹⁰⁾に問題となるレーザー光源の周波数ドリフトの影響を考える必要がないという利点がある. さらに, 超微細構造を持つ同位体である $^{43}\text{Ca}^+$ の基底状態の量子ビットを誘導ラマン遷移で励起する方式¹¹⁾と比較して, $\text{D}_{5/2}$, $\text{D}_{3/2}$ 状態の構造がシンプル

Fig. 1 Energy levels of $^{40}\text{Ca}^+$.

であるのでドップラー冷却, 光ポンピングのための光学系を単純化することができ, 量子ビット状態検出をより簡便な方法で行うことができる。

本論文ではトラップされた単一 $^{40}\text{Ca}^+$ の量子ビット遷移励起のための位相同期光源の開発, 量子ビット状態間のコヒーレント状態制御, および量子ゲート実験について述べる。

2. 実験系

2.1 イオントラップ

実験で使用したトラップ装置とレーザービーム配置をFig. 2 (a)に示す。本実験で使用したイオントラップはリニアイオントラップで, 2対の対向するRF電極と分割されたDC電極から構成される。対向するトラップ電極間距離は1.2 mmである。23 MHzのRF電場とDC電場をトラップ電極に印加することで, 単一の $^{40}\text{Ca}^+$ を $(\omega_x, \omega_y, \omega_z) = 2\pi \times (2.0, 1.7, 0.7)$ MHzのトラップ周波数でトラップすることができる。但し, ω_x, ω_y および ω_z はx, yおよびz方向のトラップ周波数である。イオントラップは 5.3×10^{-9} Paの真空度に維持された真空チャンパー中にマウントされており, 不要な磁場揺らぎを抑制するためにチャンパー全体を磁気シールドで覆っている。トラップの際にはCaオープンからの原子ビームを423 nmと375 nmのレーザー光による二段階の励起で光イオン化を行う。

Fig. 2 (a) Ion trap apparatus and the beam geometry for laser cooling and qubit manipulation. (b) Images of a single and two trapped $^{40}\text{Ca}^+$ measured by an intensified charge coupled device camera.

トラップされたイオンは, $S_{1/2}$ - $P_{1/2}$ 間のサイクル遷移でドップラー冷却される。この遷移は, 周波数安定化された半導体レーザーで励起される。波長は397 nmである。また, 閉じた冷却サイクルを実現するために866 nmの半導体レーザーにより $D_{3/2}$ から $P_{1/2}$ へのポンピングを行っている。さらに $S_{1/2}$ - $D_{5/2}$ 間の電気四重極子遷移(遷移波長729 nm)によるサイドバンド冷却を行うことでイオンの運動は基底状態まで冷却される。また, イオンが729 nmのレーザー光により $D_{5/2}$ に励起された後, 速やかに冷却サイクルへ戻すため $D_{5/2}$ - $P_{3/2}$ 遷移に共鳴するレーザー光(波長854 nm)をイオンへ照射している。

この遷移はチタンサファイアレーザーで発生させた波長729 nmのレーザー光で励起される。このレーザー光は高安定な光共振器(ULE共振器)を基準共振器とし, Pound-Drever法により線幅の狭窄化を行っており, 共振器に安定化した状態でのレーザー周波数ドリフトは, 2時間の測定で6 kHz程度であった。また, 得られたPound-Drever信号より見積もられるレーザー光の線幅は1.3 kHzである。

Fig. 3 (a) - (f)にサイドバンド冷却後のイオンのサイドバンド遷移のスペクトルを示す。Fig. 3 (a) - (c)はそれぞれイオンのx, yおよびz方向のレッドサイドバンド(RSB), (d) - (f)はz, yおよびx方向のブルーサイドバンド(BSB)遷移スペクトルを表す。但し, RSB(BSB)遷移はイオンの内部状態励起時に振動量子の消滅(生成)を伴う遷移である。横軸はイオンのキャリア遷移からの離調で, 横軸目盛り間隔は10 kHzである。縦軸は $D_{5/2}$ の占有数 P_i を表す。

イオンの振動モードが振動基底状態まで冷却されていればRSB遷移の励起は完全に抑制される。サイドバンド冷却後の平均振動量子数は, RSB, BSB遷移スペクトルの励起確率から計算することができ, $(n_x, n_y, n_z) = (0.15, 0.19, 0.04)$ であることが分かった。但し, n_x, n_y, n_z はx, yおよびz方向の振動モードの平均振動量子数である。これより, イオンの振動モードが三次元的に振

Fig. 3 Spectra of ion's red and blue sideband transitions. (a) - (c) are spectra of red sideband and (d) - (f) are blue sideband transitions of ion's x, y and z vibrational modes. The horizontal axis indicates the detuning from the carrier transition and the scale resolution is 10 kHz.

動基底状態付近まで冷却されることが確認できた。

量子ビットの状態は電子シェルピング法で検出される。量子ビット操作後に397 nmと866 nmの光パルスを照射したときの $P_{1/2}$ から $S_{1/2}$ への自然放出光(蛍光)を観測することで、状態が $D_{3/2}$ 、 $D_{5/2}$ のいずれにあったかを識別することができる。そのときのイオンの蛍光はレンズで集光され、光電子増倍管(PMT)とICCDカメラによって検出される。今回の実験でのPMTの光子検出レートはおよそ30,000 count/sである。Fig. 2 (b)にICCDカメラにおいて観測された単一および2個の $^{40}\text{Ca}^+$ イオンの蛍光を示す。イオンの蛍光は空間分解能1.9 μm の対物レンズを用いて撮像素子に集光され、2個のイオン間隔は7.7 μm と見積もられる。

2.2 位相同期光源の開発

Fig. 4に量子ビット遷移励起のための位相同期光源システムを示す。今回の実験ではレーザー光源として2台のチタンサファイアレーザー(Coherent Inc., MBR110)を使用する。2台のうち一方のレーザー光(波長850 nm)はテーパアンプによって増幅され、光周波数コム発生器(以下、光コム発生器とする)へ入力される。今回実験で用いた光コム発生器(OptComb Inc., BK8001)¹²⁾はファブリペロー型電気光学変調器を使用したもので、光コム発生器に入力されたレーザー光は、共振器内で電気光学変調器(EOM)によって多重変調され、出力光は電気光学変調器の変調周波数に一致した周波数間隔(6.252 GHz)で広がる光コムとなる。光コムのスパンはおよそ7.4 THzである。光コム成分のうち、中心成分からD状態間の分裂幅に相当する周波数だけ離れた成分にもう一方のレーザー光の位相を同期することで量子ビット操作のためのコヒーレント光源を実現することができる。

光コムともう一方のレーザー光(波長854 nm)とのビート信号は高速フォトディテクタで検出され、RFシンセサイザで発生させた基準信号とビート信号の位相誤差信号を位相比較器を用いて観測することが出来る。2つのレーザー光の相対的な位相ゆらぎは、チタンサファイアレーザーの外部に設置された周波数変調器(音

Fig. 4 The phase-locking system using an optical comb generator.

響光学変調器(AOM)とEOMで構成される)によって補償される¹³⁾。位相同期時には、ビート信号スペクトルのキャリアは1 Hz以下の線幅になる⁸⁾。そのときの残留位相ノイズは位相比較器で検出することができ、 $\phi_{\text{rms}} = 48.9 \text{ mrad}$ であることがわかった。これはキャリアへの光パワーの集中度 $\exp(-\phi_{\text{rms}}^2) = 0.998$ に対応する。なお、光コム発生器内のEOM駆動のためのマイクロ波信号源とRFシンセサイザは10 MHzのGPS基準信号(Temex; Epsilon Clock 2S)に同期している。

3. 実験結果

3.1 量子ビット遷移の分光実験

開発した位相同期光源を用いて、単一 $^{40}\text{Ca}^+$ の量子ビットの励起を行う。以下では量子ビット遷移の分光実験について述べる。今回の実験では、 $|D_{3/2}, m_j = 1/2 \rangle \rightarrow |\downarrow \rangle \rightarrow |D_{5/2}, m_j = 1/2 \rangle \rightarrow |\uparrow \rangle$ 間遷移を量子ビット遷移として選択する。これは $D_{3/2}$ - $D_{5/2}$ 間で可能な遷移の中で磁場揺らぎによる影響が最も小さい遷移である。なお、イオントラップ中心ではおよそ $B = 0.3 \text{ mT}$ (Fig. 2 (a)中の矢印は量子化軸の方向を表す)の静磁場がかかっており、 $D_{3/2}$ と $D_{5/2}$ のゼーマン準位の縮退を解いている。

2本のレーザービームはFig. 2 (a)のように同軸かつ同方向に伝播するように配置する。このような配置の場合、ラムディッケパラメータが非常に小さくなるので、イオンの振動状態の励起は無視することができる。また、量子ビット遷移励起の際には $P_{3/2}$ への直接励起を回避するために、それぞれのレーザー光の周波数は $|\downarrow \rangle \rightarrow |P_{3/2} \rangle$ および $|\uparrow \rangle \rightarrow |P_{3/2} \rangle$ 間遷移から大きく離調しており、以下の実験では26 GHz~50 GHzであった。

Fig. 5にドップラー冷却された単一イオンのキャリア遷移のスペクトルを示す。但し、キャリア遷移はイオンの内部状態のみが励起される遷移である。実験では励起光源のラマン離調($|\downarrow \rangle \rightarrow |\uparrow \rangle$ 間の誘導ラマン遷移の離調)を掃引し、それぞれの離調においてイオンが $|\uparrow \rangle \rightarrow$ へ励起された回数を測定し、遷移確率を得る。この測定は離調毎に200回繰り返される。横軸は励起光源のラマン

Fig. 5 Observed spectrum of the qubit transition ($|D_{3/2}, m_j = 1/2 \rangle \rightarrow |\downarrow \rangle \rightarrow |D_{5/2}, m_j = 1/2 \rangle \rightarrow |\uparrow \rangle$) with a fitting curve.

離調, 縦軸は $|\uparrow\rangle$ の占有数 $P_{\uparrow}$ を表す. また, Fig. 5中のフィッティング曲線はローレンツ関数とガウス関数の合成関数であり, その半値全幅は150 Hzである. このときの励起パルスの幅は10 msで, 実験時にはスペクトルのパワー広がり避けるために励起レーザーの強度を十分に弱めてある.

3.2 光シフトの補正, 量子ゲート実験

量子ビット状態は $|\downarrow\rangle - |P_{3/2}\rangle(850\text{ nm})$ および $|\uparrow\rangle - |P_{3/2}\rangle(854\text{ nm})$ 遷移に非共鳴なレーザー光による誘導ラマン遷移で励起されるため, それぞれの状態は励起光源によって準位のエネルギーシフト(光シュタルクシフト)を受ける. このようなシフトは量子ゲート演算の際に, 量子ビットに対して不要な位相シフトを付加するので取り除く必要がある. これは850 nm, 854 nmの励起光源の強度比を適切に設定することで打ち消すことができ, 以下ではラムゼイ干渉法を用いた光シュタルクシフトの観測および補正実験について述べる^{9,14)}.

測定にはFig. 6 (a)にあるようなラムゼイ干渉のためのパルス(ラムゼイパルス)の間に850 nm, 854 nmの光パルス(シュタルクパルス)を同じパルス幅で挿入したものを用いる. このとき, ラムゼイパルスは量子ビットの $\pi/2$ 回転に対応するパルス幅(32.5 μs)に設定され, その間隔は1.0 msである. 2つのシュタルクパルスは $|\downarrow\rangle - |\uparrow\rangle$ 間のラマン遷移が励起されるのを避けるために時間的に分離されている. シュタルクパルスのパルス幅を掃引することで, $|\downarrow\rangle$ ($|\uparrow\rangle$)の位相が850 nm(854 nm)のシュタルクパルスによって掃引され, $|\downarrow\rangle$ と $|\uparrow\rangle$ のラムゼイ干渉が2つの状態の相対的な光シフト量で振動する干渉パターンとして測定される. 850 nm, 854 nmの光は共に $|\downarrow\rangle - |P_{3/2}\rangle$ および $|\uparrow\rangle - |P_{3/2}\rangle$ 遷移に対して同符号の離調を取っているため, それぞれの状態のシフト量が等しくなるようにすれば相対的なエネルギーシフトを打ち消すことができる. 実験では2つのシュタルクパルスの強度比を変え, そのときに測定された相対的な光シフト量をプロットした結果をFig. 6 (b)に示す⁹⁾. Fig. 6 (b)の横軸下辺は850 nm, 854 nmのレーザー光の強度比, 上辺はその強度比をラビ周波数の二乗の比に換算したものである. $P_{850(854)}$ は850(854) nmのレーザー光の強度, $\Omega_{1(1)}$ は $|\uparrow(\downarrow)\rangle - |P_{3/2}\rangle$ 間遷移のラビ周波数を表す. 縦軸は $|\downarrow\rangle$ と $|\uparrow\rangle$ の相対的な光シフト量を表す. 観測されたデータへのフィッティング直線より, 強度比 $P_{854}/P_{850} = 0.176(0.005)$ のときに光シフトが打ち消されることが確認できた. さらにシフト補正時の強度比の不確定さより, 光シフトが補正された条件での量子ビットの $\pi/2$ 回転操作時のインフィデリティー $I = 7.6 \times 10^{-4}$ が計算された.

単一イオンの $|\downarrow\rangle$ と $|\uparrow\rangle$ を標的ビット, イオンのz方向の振動の基底状態 $|0\rangle$ と第一励起状態 $|1\rangle$ を制御ビットとして利用した, 2量子ビットゲート実験について述べる¹⁵⁾. 標的ビットは位相同期光源による誘導ラマン遷移で, 制御ビットは $|S_{1/2}\rangle - |\uparrow\rangle$ 間の電気四重極子遷移で操作される. 実験ではドップラー冷却, サイドバ

Fig. 6 (a) The pulse sequence for compensation of the optical Stark shift induced by the lasers for qubit excitation. (b) The power ratio of the two laser beams vs the induced optical Stark shift.

ンド冷却により振動基底状態付近まで冷却した単一のイオンに対してFig. 7 (a)のような光パルスを照射する. このパルスシーケンスでは $|\downarrow\rangle - |\uparrow\rangle$ ラマン遷移に共鳴するラムゼイパルスの間に $|S_{1/2}\rangle - |0\rangle - |\uparrow\rangle - |1\rangle$ 間のブルーサイドバンド遷移に共鳴するゲートパルスが挿入される. 但し, ゲートパルスは 2π 回転に相当するパルス幅(500 μs)に設定している. 今回の実験では, 初期状態を $|\phi_{\text{init}}\rangle = |\uparrow\rangle - |0\rangle$ および $|\phi_{\text{init}}\rangle = |\uparrow\rangle - |1\rangle$ に準備したときのラムゼイ干渉パターンを比較することでゲートパルスによる量子ビットの位相シフトを確認する. このパルスシーケンスでは制御ビット, 標的ビットが励起された状態 $|\uparrow\rangle - |1\rangle$ のみゲートパルスによる 2π 回転を受け, その際に π の位相シフトが付加されるので, 初期状態の違いによるラムゼイ干渉パターンの反転が観測される. これは2量子ビット位相ゲート操作に相当する.

実験結果をFig. 7 (b)に示す. 横軸は後段のラムゼイパルスの位相を表す. Fig. 7 (b)中の曲線はデータへのフィッティングである. これより, ラムゼイ干渉のコントラストが, $|\phi_{\text{init}}\rangle = |\uparrow\rangle - |0\rangle$ では0.53, $|\phi_{\text{init}}\rangle = |\uparrow\rangle - |1\rangle$ では0.61であることが分かった.

干渉のコントラストを減衰させる要因は, イオン位相同期光源の位相ノイズやイオン冷却時の不完全さに起因する, 各々のパルス面積の揺らぎだと考えられる. $|\phi_{\text{init}}\rangle = |\uparrow\rangle - |1\rangle$ の実験結果ではラムゼイ干渉の振動中

Fig. 7 (a) The pulse sequence for a 2 qubit phase gate experiment. (b) Measured Ramsey interference patterns when the initial state is prepared to $|\uparrow\rangle|0\rangle$ and $|\uparrow\rangle|1\rangle$.

心が $P_{\uparrow} = 0.40$ で下方にオフセットがあるのは、ゲートパルスによる $|S_{12}\rangle|0\rangle \rightarrow |\uparrow\rangle|1\rangle$ 間の 2π 回転操作の際の不完全さにより占有数が $|S_{12}\rangle$ に残るためであると考えられる。

4. 結 論

本論文では、レーザー冷却された単一 $^{40}\text{Ca}^+$ の2つの準安定D状態間の量子状態操作と、これらを量子ビットとして用いた量子ゲート実験について述べた。位相同期光源を用いてイオンの量子ビット遷移の狭線幅スペクトルを観測することができた。さらに、単一イオンの内部状態と振動状態を標的、制御ビットとして利用した2量子ビット位相ゲートのデモンストレーションを行った。

今回の実験では位相同期光源の位相ノイズが量子ゲート操作時のインコヒーレントな励起の原因であることが分かった。今後はこの位相ノイズを抑制することで、より高いフィデリティの量子ゲート演算を行うことがで

きと考えられる。さらに、イオンの内部状態に依存する力を利用した量子ゲート¹⁶⁾の実現に向けて、D状態間遷移によるイオンの振動状態制御を行う。この方式では、イオンの振動モード冷却の不完全さやRFパッチポテンシャルによるイオンの加熱¹⁷⁾の影響が小さく、高フィデリティなゲート操作が期待される。

一般的に冷却イオン系では基底状態の超微細構造間(RF, マイクロ波周波数遷移)¹⁶⁾や基底状態と準安定状態(光周波数遷移)¹⁰⁾が選択されるが、今回の実験ではテラヘルツ周波数帯の分裂幅を持つ量子ビットでの量子ゲート操作の実証実験を行い、量子ビット状態の選択肢の可能性を拡張することができた。また、本論文で紹介した位相同期光源は極低温分子¹⁸⁾の回転振動準位等のテラヘルツ領域のエネルギー幅を持つような物理系でのコヒーレント制御への応用も期待される。

参考文献

- 1) C. Monroe, D. M. Meekhof, B. E. King, S. R. Jefferts, W. M. Itano, D. J. Wineland, and P. Gould: Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 4011.
- 2) T. Rosenband, D. B. Hume, P. O. Schmidt, C. W. Chou, A. Brusch, L. Lorini, W. H. Oskay, R. E. Drullinger, T. M. Fortier, J. E. Stalnaker, S. A. Diddams, W. C. Swann, N. R. Newbury, W. M. Itano, D. J. Wineland, and J. C. Bergquist: Science **319** (2008) 1808.
- 3) R. Blatt and D. J. Wineland: Nature **453** (2008) 1008.
- 4) J. I. Cirac and P. Zoller: Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 4091.
- 5) K. Mølmer and A. Sørensen: Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 1835.
- 6) K. Toyoda, H. Shiibara, S. Haze, R. Yamazaki, and S. Urabe: Phys. Rev. A **79** (2009) 023419.
- 7) R. Yamazaki, H. Sawamura, K. Toyoda, and S. Urabe: Phys. Rev. A **77** (2008) 012508.
- 8) R. Yamazaki, T. Iwai, K. Toyoda, and S. Urabe: Opt. Lett. **32** (2007) 2085.
- 9) S. Haze, R. Yamazaki, K. Toyoda, and S. Urabe: Phys. Rev. A **80** (2009) 053408.
- 10) J. Benhelm, G. Kirchmair, C. F. Roos, and R. Blatt: Nature Physics **4** (2008) 463.
- 11) J. Benhelm, G. Kirchmair, C. F. Roos, and R. Blatt: Phys. Rev. A **77** (2008) 062306.
- 12) M. Kourogi, K. Nakagawa, and M. Ohtsu: IEEE J. Quantum Electron. **29** (1993) 2693.
- 13) J. L. Hall and T. W. Hansch: Opt. Lett. **9** (1984) 502.
- 14) H. Häffner, S. Gulde, M. Riebe, G. Lancaster, C. Becher, J. Eschner, F. Schmidt-Kaler, and R. Blatt: Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 143602.
- 15) K. Toyoda, S. Haze, R. Yamazaki, and S. Urabe: Phys. Rev. A **81** (2010) 032322.
- 16) P. C. Haljan, P. J. Lee, K. A. Brickman, M. Acton, L. Deslauriers, and C. Monroe: Phys. Rev. A **72** (2005) 062316.
- 17) Q. A. Turchette, D. Kielpinski, B. E. King, D. Leibfried, D. M. Meekhof, C. J. Myatt, M. A. Rowe, C. A. Sackett, C. S. Wood, W. M. Itano, C. Monroe, and D. J. Wineland: Phys. Rev. A **61** (2000) 063418.
- 18) F. Lang, K. Winkler, C. Strauss, R. Grimm, and J. Hecker Denschlag: Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 133005.